

Procese Cuasirezonante și Multicanal în Reacțiile Nucleare la Energii Joase

Aspecte Spectroscopice în Fenomenele de Prag

Doctorand
Horia Comișel

Conducător Științific
Cornel Hațegan
m.c.A.R.

- 2006 -

Referenți

Prof. Univ. Dr. Călin Beșliu
Dr. Dumitru Hășegan
Dr. Nicolae Victor Zamfir m.c.A.R.

Părinților mei

Cuprins

Introducere	9
1 Fenomene de Prag în Reacții Nucleare la Energii Joase	11
1.1 Efectul Cusp [1], [2], [3]	11
1.2 Aproximația Born cu Canale Cuplate [6]	12
1.3 Modelul Fenomenologic Lane [9]	14
1.4 Matricea S Redusă în Studiul Fenomenelor de Prag [11], [12]	15
1.5 Procese Cuasirezonante și Anomalia de Prag în Undă p [12], [21]	18
1.6 Procesul Cuasirezonant în Undă p versus CCBA și Modelul Lane [12]	21
1.7 Stări de Prag	21
1.8 Evidențe Experimentale ale Efectelor de Prag	24
1.9 Anomalia de Prag în Reacții de Stripping Deuteronic	25
1.10 Efecte de Prag și Factori Spectroscopici	27
2 Reacții Cuasirezonante într-o Schemă Hibridă a Momentului Ci- netic [58]	29
2.1 Introducere	29
2.2 Definiții Generale	30
2.3 Funcțiile de Undă de Împrăștiere	31
2.4 Funcții de Undă Bază pentru Stările de Împrăștiere	31
2.5 Operatori de Proiecție ai Stărilor de Împrăștiere	32
2.6 Amplitudinea de Tranziție	33
2.7 Matricea de Ciocnire	37
2.8 Amplitudinea de Tranziție în Schema de Transfer a Momentului Cinetic	38

2.9	Amplitudinea de Tranziție Totală	41
2.10	Concluzii	43
3	Analiza Anomaliilor de Prag din Reacții de Stripping Deuteronic [67]	45
3.1	Introducere	45
3.2	Aspecte Fizice în Abordarea Teoretică a Anomaliei de Prag din Reacții de Stripping Deuteronic	46
3.3	Amplitudinea de Tranziție	52
3.4	Abordare Numerică	57
3.5	Analiza Anomaliei de Prag în Reacții de Stripping Deuteronic pe Nuclee Ţintă din Zona de Masă $A \sim 90$	65
3.6	Concluzii	76
4	Efecte Nucleare de Prag în Undă p și Funcția de Intensitate Neutronică [25], [98], [55]	77
4.1	Introducere	77
4.2	Efecte de Prag în Reacții Nucleare la Energii Joase	78
4.3	Funcția de Intensitate Neutronică	80
4.4	Efecte de Prag, Împrăștierea Cuasirezonantă și Funcția de Intensitate din Canalul Neutronic	81
4.5	Evidențe ale Relației dintre Efectele de Prag în Undă p și Funcția de Intensitate Neutronică	84
4.5.1	Efectul de Prag Izotopic	86
4.5.2	Anomalia de Prag din Reacții de Stripping Deuteronic	87
4.6	Concluzii	90
5	Factori Cinematici și Dinamici în Observarea Experimentală a Efectelor de Prag $3-p$ în Reacții de Stripping Deuteronic [56]	93
5.1	Introducere	93
5.2	Anomalia de prag în reacții de stripping deuteronic pe nuclele țintă din zonele de masă $A \sim 90$ și $A \sim 110$	95
5.3	Predicții Numerice	100
5.4	Concluzii	102
6	Stări de Prag de Interes Astrofizic; Predicții de Model în Pături ale unor Stări Rezonante din Captura Stelară $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$, [129]	105
6.1	Introducere	105

6.2	Modelul în Pături și Saltul Coulombian al Nivelelor Analoage . . .	107
6.3	Nivele în Nuclee Oglindă: ^{23}Na și ^{23}Mg	111
6.4	Intensități Rezonante și Rate de Reacție	120
6.5	Concluzii	124
7	Concluzii	127
	Bibliografie	131
	Lista Figurilor	141
	Lista Tabelelor	145
	Mulțumiri	147

Introducere

Fenomenele de prag în fizica nucleară la energii joase au fost subiecte de cercetare încă de la formularea inițială a Teoriei "Cusp" de la începutul anilor cincizeci. Teoria "Cusp", metoda aproximației Born cu canale cuplate și modelul fenomenologic Lane reprezintă abordări succesive ale fenomenelor de prag. Tratatul fenomenelor de prag în formalismul matricilor S,K,R reduce a reprezentat o abordare exhaustivă ce înglobează formulări precedente ale efectelor de prag. În cadrul acestei teorii s-a arătat rolul pe care îl joacă lărgimile spectroscopice ale rezonanțelor de nucleu compus sau ale rezonanțelor uniparticulă în evidențierea efectelor de prag. În această teză se studiază proprietățile spectroscopice ale fenomenelor de prag în undă p din reacții nucleare la energii joase. Cu ajutorul metodelor elaborate în studiul numeric al anomaliilor de prag în undă p , cum ar fi de exemplu renormalizarea funcției de undă a stării uniparticulă neutronice de energie zero, s-a trecut, în partea finală a lucrării, la studiul unor stări de prag cinematic din reacții de captură întâlnite în arderea hidrogenului din ciclurile stelare.

În capitolul 1, se prezintă succint principalele probleme întâlnite în studiul fenomenelor de prag din reacții nucleare la energii joase. Se prezintă astfel efectul "Cusp", aproximația Born cu canale cuplate, modelul fenomenologic Lane, abordarea fenomenelor de prag în formalismul matricii S reduce, modelul cuasirezonant al anomaliei de prag în undă p , stările de prag precum și aspecte spectroscopice ale efectelor de prag.

În capitolul 2, se propune o schemă hibridă de cuplaj a momentului cinetic, în vederea studiului proceselor cuasirezonante întâlnite în reacții de stripping deuteronic pe nuclee țintă de spin zero.

Pe baza rezultatelor obținute, în capitolul 3 s-a realizat un studiu numeric extins pentru analiza efectelor de prag $3 - p$ din reacții de stripping deuteronic pe nuclee de masă $A \sim 90$. Efectul anomal se manifestă în funcțiile de excitație experimentale ale secțiunii diferențiale de reacție - sub formă de dip rezonant la unghiuri de împrăștiere înapoi, precum și ale puterii de analiză - sub formă de

rezonanță sau de litera "S" atât pentru unghiuri înainte cât și pentru unghiuri înapoi.

În capitolul 4 se demonstrează că mărimea anomaliilor în reacții de stripping cu deuteroni pe nuclee țintă din zona de masă $A \approx 80 - 110$, la pragul canalului analog, este proporțională cu funcția de intensitate neutronică în undă $3-p$. O relație similară se obține și pentru mărimea efectului de prag izotopic din zona nucleelor de masă $A \sim 30$ și funcția de intensitate neutronică $2-p$. Rezultatele sunt obținute în cadrul unei abordări empirice precum și a unor evaluări computaționale ale secțiunilor și puterilor de analiză experimentale măsurate în reacții de stripping sau împrăștiere protonice. Se demonstrează astfel că efectele de prag depind nu numai de factorii de penetrabilitate din canalul deschis, cum se întâmpla în teoria "Cusp", dar și de amplitudinea spectroscopică a stării de prag din canalul neutronic deschis.

În capitolul 5, pe baza corelației stabilite între efectele de prag și funcția de intensitate neutronică $3-p$, este analizată discrepanța între amplitudinea mare a componentei $3-p_{1/2}$ a funcției de intensitate și lipsa unei evidențe experimentale a efectelor de prag în reacții de stripping deuteronic în regiunea de masă $A \sim 110$. Au fost evaluați factorii principali responsabili pentru inhibarea contribuției funcției de intensitate $3-p_{1/2}$ la anomalia de prag. Utilizând modelul Lane pentru descrierea procesului anomal rezonant și metoda DWBA pentru determinarea fondului reacției de stripping, s-au realizat predicții ale anomaliilor în respectiva zonă de masă.

Capitolul 6 propune o abordare a stărilor de prag cinematic întâlnite în reacțiile nucleare de interes astrofizic. Primele stări rezonante imediat deasupra pragului de captură protonic în reacția $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$ au fost investigate utilizând modelul în pături. Limita inferioară a intensității rezonanței de energie $E_X = 7,643$ MeV este considerată a fi cea mai probabilă de a fi luată în considerație pentru calculul ratei de reacție termonucleare. Aceasta implică schimbări semnificative ale ratelor de reacție determinate pentru temperaturi stelare sub $0,1 \cdot 10^9$ K.

Capitolul 1

Fenomene de Prag în Reacții Nucleare la Energii Joase

1.1 Efectul Cusp [1], [2], [3]

Efectele de prag într-un sistem de reacție multicanal sunt legate de conservarea fluxului. Deschiderea unui nou canal de reacție (de prag) conduce la o redistribuire a fluxului în canalele deschise complementare, adică la schimbări ale secțiunilor lor de reacție. Modificarea secțiunii de reacție a unui canal deschis, datorită deschiderii unui nou canal de reacție, este denumită efect de prag.

Într-o descriere hidrodinamică, mărimea efectului de prag ar trebui să fie proporțională cu fluxul absorbit în canalul de prag. Dacă canalul de prag nu are bariere (canal neutronic în undă s), se produce un transfer violent de flux, rezultând un efect de prag specific, denumit efect "cusp".

Conceptul de "cusp" a fost introdus de Wigner în anii 50, [1]; un deceniu mai târziu s-au dezvoltat teorii formale ale "cusp"-ului de către Breit, [2], în teoria matricii R, și Baz, [3], în teoria matricii S. Teoria "cusp" presupune că elementele matricii de împrăștiere, lângă pragul canalului neutronic, au o dependență simplă de energia neutronului E_n sau numărul de undă k_n ,

$$\begin{aligned} S_{nn} &= 1 - N_{nn}k_n ; S_{an} = M_{an}k_n^{1/2} \\ S_{ab} &= S_{ab}^0 + A_{ab}k_n \quad (k_n \rightarrow 0) \end{aligned} \quad (1.1)$$

altfel spus, acestea sunt dependente de energie numai prin factorii de penetrare (\mathbf{N} , \mathbf{M} , \mathbf{A} - matrici constante).

Matricea de împrăștiere S^0 este o matrice unitară, descriind cele N canale deschise ($a, b=1,2,\dots,N$) în absența canalului de prag ($n=N+1$). Termenul "cusp" al matricii de împrăștiere pentru canalele deschise este de forma

$$\Delta S_{ab} = \frac{1}{2} S_{an} S_{nb} = \frac{1}{2} M_{an} M_{nb} k_n \quad (k_n \rightarrow 0) \quad (1.2)$$

adică tranziții succesive spre și dinspre canalul de prag. Efectul "cusp" în secțiunea de reacție,

$$\Delta \sigma_{ab} \sim \text{Re}(S_{ab}^0 \Delta S_{ab}^*) \sim k_n \quad (1.3)$$

se anulează la prag și are o derivată infinită ($\sim 1/E_n^{1/2}$) la energia zero (de prag); din această comportare rezultă denumirea de efect "cusp". O altă caracteristică experimentală a efectului "cusp" este o anumită dependență energetică a secțiunii reacțiilor ce populează canalul de prag,

$$\Delta \sigma_{an}/E_n^{1/2} \sim \text{constant} \quad (E_n \rightarrow 0) \quad (1.4)$$

Efectul "cusp" este considerat drept un fenomen general, ce apare întotdeauna când un nou canal în undă s se deschide. Pentru unde parțiale mai mari (p, d, \dots), bariera centrifugală inhibă transferul de flux dintre canalul neutronic de prag și canalele observate deschise, și drept urmare efectul de prag rezultat va fi mai mic. Teoria "cusp" prezice efecte de prag la deschiderea oricărui canal neutronic în undă s dar nu poate estima mărimea efectului. Există totuși o relație care stabilește o limită maximă a secțiunii totale "cusp" [4],

$$\sum_{ab} \Delta \sigma_{ab} \leq (|S_{nn}|^2 - 1) \quad (1.5)$$

Aceasta este neglijabilă în limita energiei de zero, $S_{nn} \rightarrow 1$.

Limitele Teoriei "cusp" sunt următoarele, [5]: este valabilă (1) numai în limita energiei de zero, $k_n \rightarrow 0$, (2) numai pentru canale de prag neutre din punct de vedere electric, (3) dacă nu există rezonanțe în imediata vecinătate a pragului.

1.2 Aproximația Born cu Canale Cuplate [6]

Modelul aproximației Born cu canale cuplate (CCBA) reprezintă o primă abordare a efectelor de prag în reacțiile de transfer (d,p) la deschiderea unui canal de prag neutronic izobar analog, [6]. Modelul aproximației Born cu canale cuplate ia în

considerare cuplajul de izospin între canale de reacție izobar analoge protonic și neutronic. Punctul de plecare este cel al aproximației Born cu unde distorsionate DWBA. Amplitudinea de tranziție pentru o reacție de transfer $A(d,p)B$ în aproximația DWBA este, [7],

$$T^{DWBA} = \langle \chi_p^{(-)} \Phi_n | V_{np} | \chi_d^{(+)} \Phi_d \rangle \quad (1.6)$$

unde χ_d , χ_p sunt funcțiile de undă distorsionate din canalul deuteronic respectiv protonic, Φ_n este funcția de undă a neutronului transferat, Φ_d este funcția de undă internă a deuteronului, V_{np} este potențialul de interacție neutron-proton. Acestea din urmă se elimină în aproximația de ordin zero prin $V_{np} \Phi_d = D_0 \delta(\vec{r}_{np})$, ($D_0 = -123,5 \text{ MeV Fm}^{3/2}$).

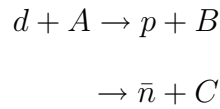
Modelul CCBA înseamnă înlocuirea undelor distorsionate de model optic din canalele de reacție, prin soluții ale unui sistem de ecuații cuplate ($T_0 =$ izospinul nucleului țintă),

$$\chi_p^{(-)} \rightarrow \hat{\chi}_p^{(-)} - \frac{1}{\sqrt{2T_0 + 1}} \hat{\chi}_n^{(-)} \quad (1.7)$$

și asemănător a funcției de undă a nucleonului transferat,

$$\Phi_n \leftrightarrow \Phi_p$$

iar Φ_p este starea analogă a stării Φ_n din nucleul părinte. Funcțiile $\hat{\chi}$ reprezintă soluțiile unui sistem de ecuații cuplate Lane care descriu undele distorsionate din canalul protonic $p+B$ și canalul neutronic izobar analog $\bar{n}+C$,



Amplitudinile de tranziție ale proceselor (d, \bar{p}) și (d, \bar{n}) vor fi atunci, [6]

$$T_{dp}^{CCBA} = \langle \hat{\chi}_p^{(-)} \Phi_n | V_{np} | \chi_d^{(+)} \Phi_d \rangle - \frac{1}{\sqrt{2T_0 + 1}} \langle \hat{\chi}_n^{(-)} \Phi_p | V_{np} | \chi_d^{(+)} \Phi_d \rangle \quad (1.8)$$

$$T_{dn}^{CCBA} = \langle \hat{\chi}_n^{(-)} \Phi_n | V_{np} | \chi_d^{(+)} \Phi_d \rangle - \sqrt{2T_0 + 1} \langle \hat{\chi}_p^{(-)} \Phi_n | V_{np} | \chi_d^{(+)} \Phi_d \rangle \quad (1.9)$$

Dacă primul termen din (1.8) reprezintă amplitudinea unui proces direct (d, p) , cel de al doilea corespunde unui proces (d, \bar{n}) care conduce, în prealabil, la formarea unei stări finale analoge. Înainte de a părăsi regiunea nucleară, neutronul

emergent se transformă, printr-un proces de schimb de sarcină, într-un proton. La energii deuteronice sub prag, $E_d < E_{prag}$, funcțiile de undă distorsionate ale neutronului emergent se transformă în funcții de undă corespunzătoare stării legate, $\hat{\chi}_n^{(-)} \rightarrow \Phi_n$, $\Phi_n \rightarrow 0$ $r \rightarrow \infty$. Pentru energii $E_d > E_{prag}$, χ_n corespunde unei rezonanțe uniparticulă; funcțiile de undă $\hat{\chi}_p^{(-)}$, $\hat{\chi}_n^{(-)}$, ce intervin în analiza prin canale cuplate a împrăstierii cuasielelastice (p, n) devin importante.

S-a găsit numeric, prin calcule de Model Optic [68], că pentru nuclee $A \sim 90$ funcția de undă neutronică $3-p_{3/2}$, $\hat{\chi}_n^{(-)}$, are o dependență energetică puternică lângă prag, în timp ce $\hat{\chi}_p^{(-)}$ și $\chi_d^{(+)}$ nu prezintă o astfel de dependență. De asemenea, amplitudinile celorlalte unde parțiale $\hat{\chi}_n^{(-)}$ au valori mici. Pentru nucleele de masă $A \sim 90$, există o stare uniparticulă neutronică în undă p la energia de zero. Această stare neutronică se deplasează departe de prag (de energia zero) pentru alte mase ale nucleelor.

1.3 Modelul Fenomenologic Lane [9]

Lane a propus [9] un model fizic pentru înțelegerea anomaliilor de prag în undă p . Acest model se bazează pe cele două rezultate obținute în abordarea CCBA a efectelor de prag observate în reacțiile de stripping deuteronic din zona de masă $A \sim 90$: (1) existența unei stări neutronice uniparticulă în undă $3-p$ la energia de zero și (2) cuplajul de izospin al canalelor analoage protonice și neutronice de ieșire. Rezonanța uniparticulă neutronică în undă p situată la prag, ($l = 1, j = 3/2, 1/2; E_j \sim 0; L_1 = S_1 + iP_1$ - derivata logaritmică în canalul neutronic în undă p ; b - condiția de frontieră la raza de canal a ; γ_n^2 - lărgimea redusă neutronică; Γ - lărgimea totală a rezonanței), se reflectă prin cuplajul de izospin, într-un termen rezonant în elementele matricii S din canalul protonic:

$$S_{dp} = B_{dp} + \sum_{j=3/2,1/2} \frac{\alpha_j(\hbar^2/ma^2)}{E_j - E - (S_1 + iP_1 - b)\gamma_n^2 - i\Gamma/2} \quad (1.10)$$

Elementele de fond ale matricii S , B_{dp} , sunt generate de DWBA, (\hbar^2/ma^2) este unitatea Wigner a lărgimii reduse; constantele de cuplaj α_j , legate de intensitățile de cuplaj de izospin, sunt parametri liberi ai acestui model. Deși formal echivalentă cu o formulă uninivel, această expresie este specifică fenomenelor de prag datorită dependenței energetice puternice a derivatei logaritmice din canalul neutronic, L_n , lângă energia de zero. Această dependență energetică induce o distorsiune a formei rezonanței, îndeosebi pentru undele s și p . Distorsiunea formei rezonanței poate fi

văzută ca o compresie asimetrică a scalei energetice în regiunea pragului. Factorul de compresie, [10], $\beta_l = 1/[1 + \gamma_n^2 dS_l/dE]$, care este subunitar, produce o deplasare spre prag a poziției rezonanței, $E_j \rightarrow \bar{E}_j = \beta_l[E_j - E - (S_1(0) - b)\gamma_n^2]$ precum și o compresie a lărgimii, $\Gamma \rightarrow \bar{\Gamma} = \beta_l[\Gamma + 2P_l\gamma_n^2]$. Pentru $\beta \rightarrow 0$, rezonanța se deplasează chiar la energia de zero (de prag). O lărgime redusă mare este esențială în obținerea unor valori mici pentru β . Pentru un factor de compresie care poate reproduce lărgimea anomaliei de $\sim 0,7$ MeV, este necesară o lărgime redusă γ_n^2 care să depășească de câteva ori unitatea Wigner. (Astfel de valori mari ale lărgimii reduse pot fi obținute din calcule de model optic și de model în pături sau dintr-o formulă empirică, ce descrie creșterea lărgimii reduse cu lărgimea de difuzie de suprafață).

1.4 Matricea S Redusă în Studiul Fenomenelor de Prag [11], [12]

Fizica nucleară din anii șaptezeci a fost confruntată cu unele probleme legate de fenomenele de prag, [13]: (1) efectele de prag sunt rare și apar în anumite condiții restrictive, (2) efectele de prag sunt aparent particulare, diferind unele de altele prin mai multe aspecte, (3) modele de reacție diferite au fost dezvoltate pentru a descrie efecte de prag diferite sau chiar pentru descrierea aceluiași efect de prag. De exemplu, efectul de prag în undă p din acest studiu a fost abordat în termenii teoriei "cusp", aproximației Born cu canale cuplate și a modelului Lane.

O teorie a fenomenelor de prag trebuie să îndeplinească anumite cerințe: (a) să determine condițiile necesare pentru observarea unui efect de prag, (b) să poată oferi o descriere unitară a diferitelor cazuri de efecte de prag, (c) să includă modelele teoretice precedente ale efectelor de prag ca un caz limită.

Din punct de vedere formal, problema efectelor de prag poate fi văzută ca o problemă de împrăștiere în spațiul trunchiat al canalelor deschise (observate/reținute), luând în considerație cuplajele dintre canalele deschise cu canalul (invizibil/eliminat) de prag. Abordarea obișnuită a problemelor de împrăștiere multicanal în spațiul trunchiat al canalelor se realizează fie prin matricea R (K) redusă [14], fie prin hamiltonianul efectiv (metoda operatorilor de proiecție) [15]. Deoarece matricea de împrăștiere este conceptul cardinal în Teoria Împrăștierii, conceptul de operator "reduc" sau "efectiv" ar trebui extins și în cazul matricii S .

Matricea S conține întreaga dinamică de reacție; aceasta se raportează direct la observabilele experimentale cum ar fi secțiuni de reacție sau polarizări. Dezvoltarea

abordării prin matricea S redusă a studiului fenomenelor de prag [11], se așteaptă să acopere, într-un mod unitar, descrierile precedente. Abordarea prin matricea S redusă ar trebui să explice și efectele de prag în undă p .

Să considerăm un sistem multicanal de N canale deschise (reținute), decuplate de canalul de prag (neobservat, eliminat) n . Canalele deschise independente sunt descrise de matricea de împrăștiere unitară $S_N^0 = ||S_{ab}^0||$. Prin cuplajul canalului de prag $n = N + 1$, la N canale deschise, prin elementele matricii S_{na} , se obține matricea de împrăștiere redusă $S_N = ||S_{ab}||$ pentru canalele reținute ; aceasta include matricea de împrăștiere S_N^0 și efectul ΔS al canalului eliminat, [11]

$$S_{ab} = S_{ab}^0 + \Delta S_{ab} = S_{ab}^0 + S_{an}(1 + S_{nn})^{-1}S_{nb} \quad (1.11)$$

Matricea de împrăștiere redusă include, ca un caz limită, teoria "cusp" [3], [16], $S_{nn} \rightarrow 1$. Meritele formale ale acestei metode sunt: este valabilă atât aproape cât și departe de prag, este valabilă pentru cazurile de împrăștiere potențială respectiv împrăștiere rezonantă și este valabilă de asemenea chiar pentru canale de prag cu barieră, adică un canal în undă p . Meritul fizic al metodei este acela că stabilește o relație între efectul de prag ΔS și mecanismul de reacție din canalul de prag, descris de elementul de matrice S_{nn} . Mecanisme de reacție diferite vor induce tipuri diferite de anomalii de prag.

Studiul împrăștierii rezonante necesită o metodă capabilă să descrie structurile rezonante ce pot apărea în canale competiționale de reacție determinate de o rezonanță. Forma de mai sus (1.11) a matricii S reduse nu permite separarea rezonanțelor de fondul interacției directe. Este necesar atunci stabilirea unei proceduri generale de separare a structurilor rezonante de împrăștierea prin interacție directă, bazată pe unitaritatea matricii de împrăștiere (K-, R-, matrici reale), [17]. Această cerință se poate rezolva prin împărțirea matricii K- (sau R-) în termeni de fond direct (β) și termeni rezonanți (ρ),

$$\begin{aligned} K &= K^\beta + K^\rho \\ K^\rho &= \sum_\lambda \frac{\gamma_\lambda \times \gamma_\lambda}{E_\lambda - E} \end{aligned} \quad (1.12)$$

Matricea S redusă devine atunci

$$S_{ab} = S_{ab}^\beta + 2iG_{a\lambda}M_{\lambda\mu}G_{\mu b} \quad (1.13)$$

unde matricea nivel M și lărgimile parțiale $G_{a\lambda}$ sunt date de,

$$\begin{aligned} M^{-1} &= e - E \cdot 1 - i \sum_c \gamma_c \times \gamma_c + \sum_{cd} T_{cd}^\beta \gamma_c \times \gamma_d \\ G_{a\lambda} &= \gamma_{a\lambda} + i \sum_c T_{ac}^\beta \gamma_{c\lambda} \end{aligned} \quad (1.14)$$

cu indicii de canal c, d extinși atât pe canalele reținute cât și pe canalele eliminate, $c, d = 1, 2, \dots, N, n = N + 1$ iar T^β este matricea de tranziție de interacție directă definită de $S^\beta = 1 + iT^\beta$.

În acest cadru formal al matricii S reduse vom discuta diverse tipuri de efecte de prag și legătura lor cu mecanismele de reacție. Efectul "cusp" se asociază astfel cu o împrăștiere potențială nerezonantă. În limita energiei de zero, $S_{nn} \rightarrow 1$ și matricea S redusă conduce la formula "cusp", $\Delta S_{ab} = 1/2S_{an}S_{nb}$, [16]. Transferul de flux implicat în efectul "cusp" este determinat în mod esențial de factorii de penetrabilitate ai elementelor matricii S din canalul de prag.

O rezonanță de Nucleu Compus (π), poziționată în vecinătatea pragului, $|E_\pi - E_n| < \Gamma_\pi$, și care se dezintegrează preferențial în canalul de prag, $\Gamma_\pi \sim \Gamma_{\pi n}$, induce un efect de prag neneglijabil numai pentru unde s . Majoritatea efectelor de prag observate pe nuclee ușoare, (pătura $1-p$), aparțin acestei clase, [18]. Transferul de flux spre și dinspre canalul neutronic de prag este controlat nu numai de factorii de penetrabilitate dar și de lărgimea spectroscopică redusă a neutronului; lărgimea redusă este factorul principal ce guvernează scurgerea de flux din nucleul compus în canalele de reacție, [19]. Totuși, rezonanța de nucleu compus coincidentă cu pragul nu poate explica efectele de prag în undă p .

Pentru producerea unui efect de prag în undă p trebuiesc satisfăcute următoarele cerințe: (1) dependență energetică rezonantă a elementelor de matrice S ale canalului de prag, S_{nn} , S_{an} și S_{nb} , și (2) interacție directă în canalele deschise, S_{ab}^0 - (dependență energetică monotonă). Altfel, termenul efectiv al matricii S reduse, ΔS , se anulează în toată regiunea pragului. În cele ce urmează, vom aborda problema efectului de prag în undă p prin diferite căi formale, toate conducând la aceeași concluzie fizică: un efect de prag neneglijabil în undă p implică (1) o rezonanță uniparticulă neutronică la prag și (2) cuplajul de interacție directă cu canalele deschise, [11].

Cele două condiții formale pot fi realizate în termeni de Interacție în starea finală, [20]. Fragmentele finale, neutronul și nucleul rezidual corespunzător, interacționează astfel încât se produce rezonanța de energie zero; funcția Jost are atunci un zero în planul complex de undă k , chiar sub axa reală, lângă origine. Elementele matricii S , ce au ca numitor funcțiile Jost, sunt puternic activate. Aceasta este Interacția în stare finală (sau inițială) și se referă în cazul nostru la elementele matricii S , S_{nn} , S_{an} legate numai de canalul n . Pe de altă parte, se cere ca potențialul responsabil pentru tranziția între canale să fie mic, (tranziții de interacție directă). Forțele ce produc reacția sunt mici, cu excepția interacției din canalul (de prag) unde Interacția în stare finală produce o rezonanță. Interacția în stare finală este efectivă cu precădere la energii joase, unde rezonanțele unicanal sunt produse prin

efecte de barieră centrifugală (spre exemplu unda p), [20].

1.5 Procese Cuasirezonante și Anomalia de Prag în Undă p [12], [21]

O interpretare directă a efectului de prag în undă p este aceea în termenii de împrăștiere cuasirezonantă. Împrăștierea cuasirezonantă [17], [22], constă dintr-o rezonanță unicanal precedată sau urmată de tranziții directe spre alte canale de reacție. Astfel de fenomene sunt observate ca rezonanțe în unele canale de reacție; alte canale de reacție concurente arată o dependență energetică monotonă caracteristică interacției directe.

O rezonanță (λ) se poate dezintegra în canalul (a) fie direct printr-o împrăștiere rezonantă autentică ($\gamma_{\lambda a}$), fie prin intermediul unor canale intermediare (c) care sunt cuplate prin interacție directă la rezonanță ($T_{ac}^\beta \gamma_{c\lambda}$). În termenii matricii R , matricea diagonală a factorilor de penetrare $\|P_a \delta_{ac}\|$ se înlocuiește cu o matrice de tranziție directă multicanal $\|T_{ac}^\beta\|$.

Să considerăm acum cazul limită al unei rezonanțe unicanal în canalul eliminat (n), $\gamma_{\lambda n} \neq 0$, $\gamma_{\lambda a} = 0$. Lărgimile parțiale $G_{a\lambda}$ și matricea nivel M devin acum,

$$\begin{aligned} G_{a\lambda} &= iT_{an}^\beta \gamma_{n\lambda} \\ M_{\lambda\lambda}^{-1} &= E_\lambda - E - i\gamma_{\lambda n} \gamma_{n\lambda} + \gamma_{\lambda n} T_{nn}^\beta \gamma_{n\lambda} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Aplicând condițiile de unitaritate matricii de fond S^β , $Im T_{nn}^\beta = \sum_c |T_{cn}^\beta|^2$, se obține

$$S_{ab} = S_{ab}^\beta + 2i \frac{(iT_{an}^\beta) \gamma_{\lambda n}^2 (iT_{nb}^\beta)}{E_\lambda - E + Re T_{nn}^\beta \gamma_{\lambda n}^2 - i(1 - \sum_c |T_{cn}^\beta|^2) \gamma_{\lambda n}^2} \quad (1.16)$$

Împrăștierea cuasirezonantă constă, în cuplajul unei rezonanțe unicanal prin tranziții directe la alte canale de reacție. Mărimea procesului de împrăștiere cuasirezonantă este proporțională atât cu intensitatea rezonanței unicanal originare $\gamma_{\lambda n}^2$ cât și cu intensitățile de cuplaj ale canalelor, $(T_{an}^\beta T_{nb}^\beta)$.

Rezonanța unicanal ($E_\lambda, \gamma_{\lambda n}$) induce prin cuplaj de interacție directă ($T_{an}^\beta T_{nb}^\beta$) structuri rezonante în alte canale (a, b). Lărgimile reduse ale cuasirezonanței depind atât de intensitățile de cuplaj ale canalelor cât și de spectroscopia stării uniparticule: $\alpha_{\lambda a} = iT_{an}^\beta \gamma_{\lambda n}$, $\alpha_{\lambda n} = (1 + iT_{nn}^\beta) \gamma_{\lambda n}$.

Se poate predicționa o proprietate fizică importantă a împrăștierii cuasirezonante și anume efectul de compresie a lărgimii de dezintegrare a cuasirezonanței,

$$\gamma_{\lambda n}^2 \rightarrow \gamma_{\lambda n}^2 (1 - \sum_c |T_{cn}^\beta|^2) \quad (1.17)$$

Lărgimea structurii cuasirezonante a sistemului întreg de reacție este mai mică decât lărgimea rezonanței unicanal ancestrale. Rezultatul obținut poate fi asociat cu "polul de cuplaj de canale" observat în experimente numerice în reacții multicanal, [23]; acesta apare în cazul unor interacții puternice de cuplaj între canale. Se consideră că polul de cuplaj de canal provine din poli distanți (localizați la infinit în planurile complexe ale energiei sau numărului de undă, atunci când cuplajul de canal tinde spre zero), care sunt direcționați spre regiunea fizică dacă cuplajul de canal devine puternic. Se demonstrează astfel că originea cuasirezonanței multicanal pleacă de la o stare rezonantă uniparticulă dintr-un canal invizibil.

O altă compresie specială a structurii cuasirezonante intervine în cazul în care starea uniparticulă (π) este localizată lângă canalul de prag. O parametrizare de matrice R a acestei formule arată o dependență puternică de energie a numitorului rezonant, prin intermediul derivatei logaritmice a canalului de prag, $L_n = S_n + iP_n$,

$$\Delta S_{ab} = -2i \frac{T_{an}^\beta \gamma_{\pi n}^2 T_{nb}^\beta}{E_\pi - E + S_n \gamma_{\pi n}^2 - i(P_n \gamma_{\pi n}^2 + \Gamma')} \quad (1.18)$$

Saltul de nivel al canalului neutronic de prag ($S_n \gamma_{\pi n}^2$) și lărgimea de dezintegrare naturală ($P_n \gamma_{\pi n}^2$) au o comportare energetică specială la prag. Lărgimea complementară Γ' descrie cuplajul cuasirezonanței la celelalte canale deschise. Această relație se poate compara cu formula fenomenologică propusă de Lane [9] pentru anomalia de prag din strippingul deuteronic,

$$\Delta S_{ab}^{Lane} = \frac{\alpha}{E_\pi - E + S_n \gamma_{\pi n}^2 - i(P_n \gamma_{\pi n}^2 + W)} \quad (1.19)$$

unde W este lărgimea de disipare a rezonanței uniparticulă iar parametrii α sunt legați numai de cuplajul de izospin dintre canalele analoge protonic și neutronic. Dependența neliniară de energie a factorilor de Salt S_n și de Penetrare P_n produce factorul de compresie, $\beta(E) = 1/[1 + \gamma_{\pi n}^2 dS_n/dE]$, [9]. Factorul $\beta(E) < 1$ subunitar produce un salt al rezonanței la prag, $E_\pi \rightarrow \beta E_\pi$ și o compresie a lărgimii totale, $\Gamma \rightarrow \beta \Gamma$.

O abordare alternativă a împrăștierii cuasirezonante, realizată în termenii matricii R, este descrierea Bloch a rezonanței uniparticulă, [10]. Această abordare conduce la rezultate similare, [24], cu cele obținute în termenii matricii S reduce.

În teoria matricii R, se iau de obicei în considerație numai rezonanțe multicanal de nucleu compus descrise de polii tuturor elementelor matricii R. Rezonanțele multicanal ce au la origine stări uniparticulă sunt descrise, în această teorie, printr-o abordare perturbativă dezvoltată de Bloch, vezi Ref. [10]. Prin intermediul interacției reziduale perturbative, rezonanța uniparticulă (unicanal) a sistemului (de particule independente) neperturbat este subiectul unor tranziții la stări actuale ale sistemului compus și la cuplaje cu alte canale de reacție. Matricea R a sistemului de reacție devine o serie de termeni rezonanți, colectați, în ipoteza statistică, într-o formulă de rezonanță uniparticulă. Lărgimea ei totală cuprinde o componentă de împrăștiere suplimentară relatată la fluxul disipat în stări actuale și în celelalte canale de reacție. Abordăm acest aspect cantitativ prin utilizarea procedurii Bloch pentru descrierea rezonanțelor uniparticulă în teoria matricii R, [10]. Implementând această procedură în matricea S redusă se obține, în teoria perturbației de ordinul doi, [24],

$$\Delta S_{ab} = \frac{\mathcal{P}_a^{1/2} \gamma_{\pi n} \gamma_{\pi n} \mathcal{P}_b^{1/2}}{E_\pi - E - \Delta + i(\Gamma + G)} \quad (1.20)$$

$$\mathcal{P}_a^{1/2} = \Sigma_b P_a^{1/2} (S_N^0 + 1)_{ab} R_{bb}^0 V_{bn} \quad (1.21)$$

$$G = (E_\pi - E)^2 / (P_n \gamma_{\pi n}^2) \quad (1.22)$$

$$-\Delta + i\Gamma = -\gamma_{\pi n}^2 \Sigma_{ab} (P_a^{1/2} R_{aa}^0 V_{an}, (S_N^0 + 1)_{ab} P_b^{1/2} R_{bb}^0 V_{bn}) \quad (1.23)$$

cu R_{aa}^0 descriind canalele deschise necuplate (independente) a , V_{an} - cuplajul interacției directe dintre canalul deschis a și cel de prag n , R_{nn}^0 - elementul matricii R al rezonanței uniparticule neutronice π , $R_{nn}^0 = \gamma_{\pi n} \gamma_{\pi n} / (E_\pi - E)$, și $\gamma_{\pi n}^2$ - lărgimea redusă neutronică. Lărgimea Γ este pozitivă datorită unitarității matricii de împrăștiere S_N^0 . Termenul suplimentar al lărgimii, G , mărește lărgimea de "Escape" impunând astfel aspectul de stare "poartă" stării neutronice de prag. Trebuie remarcat, totuși, aspectul artificial al acestui termen, ce rezultă din coincidența exactă a stării neutronice uniparticulă cu pragul. Oricum, această descriere arată explicit rolul jucat de rezonanța uniparticulă și cuplajul de interacție directă a canalului de prag cu celelalte canale deschise observate.

1.6 Procesul Cuasirezonant în Undă p versus CCBA și Modelul Lane [12]

În cele ce urmează, vom discuta relațiile care intervin între modelul cuasirezonant, pe de o parte, și modelul aproximației Born cu canale cuplate respectiv modelul fenomenologic Lane, pe de alta, în studiul efectelor de prag în undă p .

Formula CCBA poate fi obținută din formula de cuasirezonanță prin presupunerea unei simetrii de izospin exacte. În această limită, elementul matricii de tranziție T_{np}^β dintre canalele analoge neutronice și protonice este o constantă ($\sqrt{2T}$; T - multiplu de izospin). În al doilea rând, numitorul rezonant poate fi absorbit în funcția de undă a canalului n din elementul de matrice T_{dn}^β . Astfel, se obține formula CCBA pentru reacții cu canale izobar analoge (d, p) și (d, \bar{n}). Ad-hoc, pragul neutronic analog este fixat din considerente fizice. Totuși prima condiție, ce este în conflict cu ruperea simetriei de izospin, presupune, în procesul de derivare, praguri identice pentru ambele canale analoge, violând astfel legea pragului Wigner pentru canalul neutronic.

Cele două formule care descriu efectul de prag în undă p din paragraful precedent, adică formula cuasirezonantă - (1.18), respectiv formula din modelul Lane - (1.19), sunt similare, totuși nu și identice. Mai întâi, intensitatea anomaliilor α are o semnificație fizică bine definită în abordarea cuasirezonantă a fenomenelor de prag; mărimea efectului este proporțională cu intensitățile de tranziție dintre canalele observate deschise și canalul de prag. În al doilea rând, intensitatea anomaliilor este proporțională cu lărgimea redusă a stării neutronice uniparticulă; efectul este maxim în limita uniparticulă. Parametri α nu mai sunt liberi dar mai degrabă se supun unor constrângeri fizice [25]: intensitățile tranzițiilor intercanal joacă rolul de factori generalizați de penetrabilitate iar scurgerea de flux de la rezonanță la canalul n este asociată cu lărgimea redusă neutronică. Compresia directă a rezonanței este diferită de compresia definită de Lane lângă prag datorită neliniarității scalei energetice.

1.7 Stări de Prag

Conceptul de stări de prag coulombian sau centrifugal [26] provine din o extindere a conceptului de rezonanță unicanal (uniparticulă). Trei proprietăți specifice descriu stările de prag: 1) se raportează energetic la pragul coulombian/centrifugal de dezintegrare în două particule a nucleului, 2) constituie o pereche de particule de

prag într-o stare dată de mișcare relativă, 3) se extind într-un spațiu neașteptat de mare.

Stările de prag cinematic sunt de interes în reacții de captură protonică (proce-sele rp întâlnite în Astrofizica Nucleară), vezi de exemplu [27]. Un interes special îl prezintă stările de prag din nuclee mediu-ușoare $A \cong 20-30$, a căror cunoaștere este vitală în studiul ratelor de reacție termonucleare pentru unele cicluri stelare, spre exemplu [132]. Stările de prag cinematic sunt stări rezonante protonice (sau alte particule încărcate) ce apar imediat deasupra pragului. Acestea penetrează barierele coulombiene și centrifugale conducând la o extensie spațială mare a funcțiilor lor de undă. Spre exemplu, efectul Thomas-Ehrman, [29] (reducerea energiilor nivelelor de moment cinetic orbital scăzut din nucleele analoge față de cele din nucleul părinte), se amplifică dacă starea protonică $2s_{1/2}$ (la nuclee din vecinătatea ^{16}O) este slab legată sau nelegată. Probabil că există o relație între saltul Thomas-Ehrman, care își are originea în extensia spațială a funcției de undă în afara razei de canal și factorul de renormare $\beta(E)$ a funcției de undă la energia de zero. Această problemă va fi subiect al unei cercetări ulterioare.

Cunoașterea exactă a proprietăților stărilor de prag cinematic este importantă pentru determinarea factorului astrofizic S și a ratelor de reacție. Coadă funcției de undă extinsă în afara razei nucleare, trebuie luată în considerație pentru definirea proprietăților spectroscopice, prin intermediul unui factor de renormalizare. În ultima parte a lucrării (Capitolul 6), saltul Thomas-Ehrman precum și lărgimi uniparticulă de dezintegrare au fost evaluate prin calcule de model optic și de model în pături pentru stări de prag de interes astrofizic din nucleele ^{23}Na și ^{23}Mg .

Comportarea asimptotică a unei stări legate depinde de energie,

$$u(r) \rightarrow e^{-\kappa r} \quad (r \rightarrow \infty) \quad \text{unde } \kappa = \sqrt{2m|E|}/\hbar \quad (1.24)$$

Dacă a este raza de canal, atunci condiția de "normalizare" va fi,

$$\int_0^a u^2 dr < 1, \quad (\kappa \rightarrow 0, \text{ stări lângă energia zero}) \quad (1.25)$$

Extensia spațială a unei stări legate se poate defini prin următoarea mărime, [9],

$$\beta(E) = \frac{\int_0^a |u|^2 dr}{\int_0^a |u|^2 dr + [|u(a)|/|f(a)|]^2 \int_a^\infty f(r)^2 dr} \quad ; \quad f(r) \approx e^{-\kappa r} \quad (1.26)$$

Se demonstrează, [10], că $\beta(E)$ este factorul de compresie din teoria matricii R,

$$\beta(E) = \frac{1}{1 + \gamma^2 dS/dE} \quad (1.27)$$

unde $S(E) = ReL$ este funcția de Salt (funcție monoton crescătoare cu energia), L - derivata logaritmică iar γ^2 este lărgimea redusă. Extensia spațială, în afara razei de canal a stării legate situate lângă energia zero crește cu lărgimea redusă, cu derivata dS/dE a funcție de Salt și va atinge o valoare maximă chiar la prag (energia zero).

Pentru o stare cuasistaționară Ψ_k implantată în continuu de stări de împrăștiere χ , se cunoaște că amplitudinea sa $\int_0^a |\Psi|^2 dr$ descrește în timp prin dezintegrare, spre exemplu [16]. Se definește norma unei stări cuasistaționare, [10], [16],

$$\int_0^a \Psi_k^2(r) dr + a \Psi_k^2(a) dL/d\rho^2 \quad (\rho = ka) \quad (1.28)$$

Această normă poate fi utilizată în definirea factorului de extensie spațială a funcției de undă,

$$\beta(E) = \frac{\int_0^a \Psi_k^2(r) dr}{\int_0^a \Psi_k^2(r) dr + a \Psi_k^2(a) dL/d\rho^2} \rightarrow \frac{1}{1 + \gamma^2 \frac{dL}{dE}} \quad (1.29)$$

care este o generalizare a cazului stării legate. Pentru energii pozitive,

$$\beta = \frac{1}{1 + \gamma^2 \frac{dL}{dE}} \quad (1.30)$$

unde $L = S^{(+)} + iP$ pentru $E > 0$ și $L = S^{(-)}$ pentru $E < 0$. La o energie dată, β atinge minimumul (cea mai mare extensie spațială a stării) pentru o lărgime redusă egală cu unitatea Wigner. Interpretarea de matrice R a factorului β este de "factor de compresie". Acesta renormalizează atât poziția energetică a rezonanței cât și lărgimea ei, $E_\pi \rightarrow \beta \cdot E_\pi$, $\Gamma \rightarrow \beta \cdot \Gamma$, astfel încât rezonanța este mutată la prag în timp ce lărgimea ei se reduce corespunzător.

"Factorul de compresie" β din teoria matricii R joacă un rol important și în stările de prag cinematic. Aceste stări apar imediat deasupra pragului cinematic (de energie zero) ca rezonanțe sau uneori chiar sub prag (rezonanțe de energii negative). Rezonanțele de energii negative pot influența secțiunea diferențială, prin extensia cozii funcției de undă deasupra pragului. Secțiunile diferențiale la energii joase, deconvolute de factorii de penetrare, definesc factorul astrofizic $S(E)$, care este esențial în evaluarea ratelor de reacție termionucleare, spre exemplu [27],

$$\sigma(E) = S(E)e^{-2\pi\eta}/E \quad (1.31)$$

unde η este parametrul coulombian iar σ - secțiunea de reacție (de exemplu, pentru reacțiile de captură). Trebuie să remarcăm că lărgimea de matrice R se normalizează în termenii factorului de compresie, de exemplu Refs. [9], [10], [30],

$$\Gamma \rightarrow \Gamma/[1 + \sum_c \gamma_c^2(dS_c/dE)] \quad (1.32)$$

Stările de prag fac parte din categoria mai largă a stărilor (atomice și nucleare) slab legate, [31].

1.8 Evidențe Experimentale ale Efectelor de Prag

Studii experimentale extensive ale efectelor de prag în reacțiile nucleare au relevat existența a numai trei grupe de efecte de prag, [5], iar fiecare grup este restricționat numai la câteva cazuri.

- *Efecte de prag pe Nuclee Ușoare*

Un prim grup de efecte anormale a fost observat la nucleele ușoare, în principal la împrăștierea elastică a protonilor. Acestea au fost analizate teoretic în lucrarea [18] nu ca un efect "cusp" autentic în undă s ci mai degrabă prin un model multiparametric dezvoltat de acești autori. Enumerăm câteva exemple de anomalii de prag identificate în împrăștierea elastică, ${}^3H(p, p){}^3H$ la pragul ${}^3H(p, n){}^3He$, [32], ${}^7Li(p, p){}^7Li$ la pragul ${}^7Li(p, n){}^7Be$, [33], ${}^9Be(p, p){}^9Be$ la pragul ${}^9Be(p, n){}^9B$, [34], în reacții de împrăștiere inelastică, ${}^7Li(p, p_1){}^7Li^*$ la pragul ${}^7Li(p, n){}^7Be$, [35] sau în reacții de transfer, ${}^7Li(t, p){}^9Li$, la pragul ${}^7Li(t, n){}^9Be^*$, [36], ${}^7Li({}^3He, p){}^9Be$ la pragul ${}^7Li({}^3He, n){}^9B$, [37].

O proprietate comună a anomaliiilor de prag pe nuclele ușoare este aceea că energia pragului canalului neutronic coincide cu energia unei rezonanțe de nucleu compus, [38], [18],

$$\Delta = (E_{rez} - E_{prag})/\Gamma \simeq 0 \div 1 \quad (1.33)$$

O altă proprietate importantă este dată de valoarea mare a lărgimii reduse de dezintegrare a canalului neutronic de prag.

- *Efectul de Prag Izotopic* [39]

Un alt grup de efecte de prag, denumit efectul de prag izotopic, a fost observat în reacțiile protonice pe nuclele oglindă ușoare-medii ($A \sim 30$), [40]. Astfel de dubleți de izospin ($T=1/2$) sau nuclele oglindă din zona de masă $A \sim 30$, de exemplu, $({}_{11}^{23}Na_{12}, {}_{12}^{23}Mg_{11})$, $({}_{12}^{25}Mg_{13}, {}_{13}^{25}Al_{12})$, $({}_{13}^{27}Al_{14}, {}_{14}^{27}Si_{13})$, $({}_{14}^{29}Si_{15}, {}_{15}^{29}P_{14})$, $({}_{15}^{31}P_{16}, {}_{16}^{31}S_{15})$, $({}_{16}^{33}S_{17}, {}_{17}^{33}Cl_{16})$, $({}_{17}^{35}Cl_{18}, {}_{18}^{35}Ar_{17})$, pot determina împreună cu protonul și neutronul, ca

membri ai unui izodublet ($t=1/2$), canale analoge, $p + {}^{23}_{11}\text{Na} \leftrightarrow n + {}^{23}_{12}\text{Mg}$; $p + {}^{25}_{12}\text{Mg} \leftrightarrow n + {}^{25}_{13}\text{Al}$; $p + {}^{27}_{13}\text{Al} \leftrightarrow n + {}^{27}_{14}\text{Si}$; $p + {}^{29}_{14}\text{Si} \leftrightarrow n + {}^{29}_{15}\text{P}$; $p + {}^{31}_{15}\text{P} \leftrightarrow n + {}^{31}_{16}\text{S}$; $p + {}^{33}_{16}\text{S} \leftrightarrow n + {}^{33}_{17}\text{Cl}$; $p + {}^{35}_{17}\text{Cl} \leftrightarrow n + {}^{35}_{18}\text{Ar}$. Împrăștierea elastică a a protonului este cuplată, prin interacție de izospin, cu canalul neutronic de schimb de sarcină. Existența stării uniparticulă neutronice 2- p , în această zonă de masă, la energia de deschidere a canalului neutronic de prag (energia zero), determină apariția unui efect de prag în undă p . Efectul de prag izotopic, fiind conectat la rezonanța uniparticulă, are o structură de "broadening" de lărgime ~ 500 KeV și se va manifesta în funcțiile de excitație ca un efect de modulare în amplitudine peste structurile observate de lărgimi mici.

Evidențe alternative ale acestui efect au fost găsite într-o reacție (d, p), [41] dar și în alte date experimentale din reacții protonice cu cuplaj de izospin, [42].

- *Anomalia de Prag în Reacții de Stripping Deuteronic*

Un al treilea grup de efecte anormale de prag, evidențiat în reacții de stripping cu deuteroni pe nuclee de masă medie ($A \sim 90$), a fost asociat cu canalul neutronic analog, vezi [9]. Proprietăți ale acestui efect de prag se vor discuta în paragraful următor și în alte capitole ale lucrării.

1.9 Anomalia de Prag în Reacții de Stripping Deuteronic

Prima evidență experimentală a efectului de prag în undă p în fizica nucleară la energii joase provine din reacții de stripping deuteronic pe nucleul țintă ${}^{90}\text{Zr}$. O anomalie pronunțată s-a observat în funcțiile de excitație ale reacțiilor (d, p) lângă pragul canalului neutronic analog (d, \bar{n}), [43]. Anomalia de prag a fost de asemenea observată în studii de polarizare cu deuteroni, atribuindu-i-se un set bine definit de caracteristici experimentale, [44].

Anomalia se produce cu precădere sub forma unui dip în datele de secțiune și ca o rezonanță sau o formă de litera "S" în funcțiile de excitație ale puterii de analiză; semilărgimea ei este de aproximativ 0,7 MeV. Centrul anomaliei nu este întotdeauna la pragul (d, \bar{n}) dar mai degrabă într-o regiune de 0,1 - 0,2 MeV.

Anomalia de prag în reacțiile de stripping deuteronic este singurul efect de prag raportat în reacțiile nucleare la energii joase pe nuclee medii-grele; mărimea anomaliei este maximă pentru nuclee țintă cu $A \sim 90$, de exemplu, ${}^{88}\text{Sr}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{92}\text{Zr}$, ${}^{94}\text{Zr}$, ${}^{92}\text{Mo}$, ${}^{94}\text{Mo}$, ${}^{86}\text{Kr}$. Alte cazuri sunt menționate în Ref. [9] cum ar fi, ${}^{80}\text{Se}$, ${}^{91}\text{Zr}$, ${}^{93}\text{Zr}$, ${}^{93}\text{Nb}$, ${}^{97}\text{Mo}$, ${}^{98}\text{Mo}$, ${}^{106}\text{Cd}$. Efectul se reduce în intensitate atât pentru

nuclee mai grele ($A > 100$), cât și pentru nuclee mai ușoare ($A \sim 80$).

Anomalia nu apare la pragul oricărui canal neutronic ci mai degrabă depinde de deschiderea canalului neutronic analog; această observație a fost considerată ca o evidență experimentală a cuplajului de izospin a canalelor izobar analoage protonice și neutronice în reacțiile de stripping cu deuteroni. Cuplajul de izospin a canalelor analoage a determinat elaborarea modelului aproximației Born cu canale cuplate (CCBA), [6], în vederea explicării anomaliei.

Modelul aproximației Born cu canale cuplate reproduce anomalia în datele de secțiune dar nu și în puterea de analiză, vezi de exemplu [45]. În plus, modelul CCBA are probleme conceptuale, cum ar fi incompatibilitatea cu regula de prag a lui Wigner.

Teoria "cusp", atât cea originală cât și extensia ei mediată energetic, nu poate explica efectul de prag în undă p , din motive experimentale cât și teoretice, vezi Refs. [46], [47], [48].

Modelului fenomenologic Lane, [9], a permis reproducerea anomaliilor de prag din reacții de stripping deuteronic, atât în secțiune cât și în puterea de analiză, [49]. În cadrul modelului Lane s-a realizat și o clasificare empirică a anomaliilor de prag după Q -ul reacțiilor de stripping deuteronic din zona de masă $A \sim 90$. S-a demonstrat [50] faptul că o astfel de clasificare este de natură cinematică, în conformitate cu impulsul liniar transferat și momentul cinetic transferat într-o reacție (d, p). Anomalia de prag este rezultatul interferenței fondului (d, p) și a termenilor rezonanți de prag: forme diferite ale fondului produc forme diferite ale anomaliei.

Spre deosebire de modelul CCBA, care implică dificultăți de natură numerică în determinarea strippingului pe stări nelegate, formula Lane s-a implementat simplu în structura unui cod DWBA, la nivelul integralelor radiale. S-au realizat astfel studii exhaustive asupra anomaliilor de prag observate în reacții de stripping deuteronic în zona de masă $A \sim 90$, vezi [51], [52]. Coeficienții Lane, α , au fost ajustați în amplitudine și în fază pentru a se descrie datele experimentale ale anomaliei.

Studiului anomaliei de prag din reacțiile de stripping deuteronic, *via* modelul Lane, a condus și la o altă interpretare a parametrului fenomenologic de cuplaj α ; acesta ar trebui să fie proporțional cu funcția de intensitate neutronică în undă $3-p$, [50].

1.10 Efecte de Prag și Factori Spectroscopici

Transferul de flux implicat într-un efect "cusp" este determinat în mod esențial de factorii de penetrare din elementele matricii S ale canalului de prag. Dinamica fluxului pentru celelalte anomalii de prag este controlată de reziduu de poli (lărgimile de dezintegrare parțiale ale rezonanței) ai elementelor matricii S . Lărgimile de dezintegrare sunt determinate nu numai de factorii de penetrare dar și de lărgimile reduse spectroscopice; lărgimi reduse mari (comparabile cu lărgimea Wigner) ale unei rezonanțe neutronice la prag, acționează ca un amplificator de flux spre și dinspre canalul de prag. Parametri spectroscopici ai unei rezonanțe izolate (la nucleu ușoare) sunt lărgimile reduse. Intensitatea efectului de prag în undă s sau în undă p este proporțională cu lărgimea redusă a rezonanței neutronice, [11] și prin urmare este determinată de factorul spectroscopic al stării neutronice de prag.

Pe măsură ce densitatea de nivele crește, odată cu creșterea numărului de masă, starea uniparticulă se va împrăști, prin intermediul interacției reziduale, în nivelele actuale de nucleu compus. În locul lărgimii reduse se introduce atunci o mărime spectroscopică statistică denumită funcția de intensitate neutronică. Funcția de intensitate neutronică măsoară gradul de suprapunerea al stării uniparticulă pe stările actuale, arătând cât de mult starea uniparticulă se amestecă cu stări actuale ale nucleului.

Funcția de intensitate neutronică este o măsură spectroscopică a structurii de nivele actuale ce păstrează amprenta stării neutronice uniparticulă (rezonanța gigant) în mod analog cum lărgimea redusă determină proprietățile spectroscopice ale unei rezonanțe izolate. Prin urmare, funcția de intensitate neutronică influențează la rândul ei dinamica fluxului de reacție în canalul de prag, și în consecință, determină mărimea efectului de prag.

Printr-o procedură de mediere a nivelelor actuale [53], se arată că efectul de prag este proporțional cu funcția de intensitate neutronică, $\mathcal{S}_{\pi n} \sim \langle \gamma_{\pi n}^2 \rangle$. O relație similară între amplitudinea efectului de prag și funcția de intensitate neutronică s-a obținut și prin altă procedură, [50], [13],

$$\alpha_{ab} = \Gamma_{an} \langle \gamma_{\pi n}^2 \rangle \Gamma_{nb} \quad (1.34)$$

cu Γ_{an} și Γ_{nb} - intensități de cuplaj ale canalului neutronic de prag n cu canalele deschise (a) și (b).

Se poate aștepta, pe baza acestei relații, să corelăm caracteristicile observate ale anomaliei de prag cu comportarea funcției de intensitate neutronice. De exemplu, structura observată în dependența energetică a anomaliei din reacții de stripping deuteronic poate fi interpretată ca structura intermediară a funcției de

intensitate neutronice, [50], $\Delta\sigma(E) \sim \mathcal{S}_n(E)$; o concluzie similară a fost obținută de Lane, [54], dintr-o altă perspectivă. Este de așteptat, de asemenea, ca dependența de masă a intensității anomaliei în undă p să urmărească dependența de masă a funcției de intensitate neutronice, $\Delta\sigma(A) \sim \mathcal{S}_n(A)$, [25], [55], [56].

Modelul Lane prezice chiar efecte de prag mai pronunțate pentru undele s , care nu au fost observate experimental, ($A \sim 50$, 3- s ; $A \sim 140$, 4- s). Această absență a fost de asemenea explicată [13] în termenii funcției de intensitate neutronice. Funcția de intensitate neutronică în undă s , definită conform teoriei matricii S , este redusă cu un ordin de mărime în comparație cu funcția de intensitate neutronică de matrice R și nu are aspect de rezonanță, [57]. Datorită comportării speciale a stărilor virtuale neutronice în undă s , probabil că acestea nu pot induce efecte de prag apreciable în undă s .

Capitolul 2

Reacții Cuasirezonante într-o Schemă Hibridă a Momentului CINETIC [58]

Se propune o schemă hibridă de cuplaj a momentului cinetic, în vederea studiului proceselor cuasirezonante întâlnite în reacții de stripping deuteronic pe nuclee țintă de spin zero. Metoda se bazează pe coincidența dintre părțile cinematice ce intervin în elementele amplitudinii de tranziție derivate în schema de transfer respectiv schema momentului cinetic total.

2.1 Introducere

Reacțiile nucleare se clasifică, de obicei, fie în procese directe fie în procese rezonante considerându-se aici și interferența lor. Descrierea reacțiilor de tip direct ca procese one-step se realizează în schema momentului cinetic de transfer; aceasta este potrivită pentru tratarea momentului cinetic transferat între canale inițiale și canale finale de reacție, de exemplu Ref. [7]. Pentru descrierea reacțiilor rezonante este uzual să se adopte schema momentului cinetic total, schemă care evidențiază conservarea momentului cinetic total în sistemul compus de reacție, de exemplu Ref. [10]. Ultima schemă are două reprezentări, reprezentarea canalului de spin

respectiv reprezentarea spin-orbită.

Între cele două scheme de cuplaj s-a stabilit o relație de corespondență, [7]. Aceasta este de folos în cazul tratării interferenței termenilor amplitudinii de tranziție directe și de nucleu compus.

Un al treilea tip de reacții, așa numite reacții cuasirezonante, păstrează proprietăți caracteristice atât proceselor directe cât și celor rezonante. Reacțiile cuasirezonante constau din tranziții directe precedate sau urmate de rezonanțe unicanal, [22]. Exemple de astfel de fenomene în fizica nucleară la energii joase pot fi : (a) rezonanțele de canale cuplate, (b) anomalii de prag în undă p, (c) rezonanțe moleculare în reacții de transfer de ioni grei, etc.

În această capitol, se propune o schemă hibridă de cuplaj a momentelor cinetice adecvată pentru studiul proceselor cuasirezonante. Metoda are ca punct de plecare, asemănarea dintre schema de cuplaj a momentului cinetic total și schema momentului cinetic de transfer, în cazul reacțiilor cu nuclee țintă cu spin zero.

2.2 Definiții Generale

În cele ce urmează, amplitudinea de tranziție se derivează pentru reacții de tip două corpuri, prin precizarea unor anumite proprietăți specifice. Amplitudinea de tranziție este definită pentru o reacție $A(a,b)B$, [60]

$$T_{m_a m_A, m_b m_B} = \frac{2\pi}{k_a} \langle \vec{k}_a^{(-)}, (\alpha), m_a m_A | R | \vec{k}_b^{(+)}, (\beta), m_b m_B \rangle \quad (2.1)$$

Numerele cuantice magnetice m_a, m_A, m_b, m_B din elementul matricii nucleare indică funcțiile de undă intrinseci ale particulelor a, A, b, B în timp ce vectorii de undă $\vec{k}_a^{(-)}$ și $\vec{k}_b^{(+)}$ denotă funcțiile de undă ale mișcării relative în canalele de intrare respectiv în canalele de ieșire, (α și β sunt numere cuantice suplimentare necesare pentru a marca canalele de intrare și cele de ieșire). Operatorul de reacție R este legat de operatorul S prin relația operatorială $\mathbf{R} = \mathbf{S} - \mathbf{1}$. Înainte de a construi forma explicită a amplitudinii de tranziție este necesar să precizăm unele definiții.

2.3 Funcțiile de Undă de Împrăștiere

Funcțiile de undă de împrăștiere $\psi_{\vec{k}}^{(\pm)}(\vec{r})$ sunt definite în termenii funcțiilor armonice sferice, [59], [16],

$$\psi_{\vec{k}}^{(\pm)}(\vec{r}) = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} i^l \frac{\chi_{kl}^{\pm}(r)}{kr} Y_l^{m*} \left(\frac{\vec{k}}{k} \right) Y_l^{m*} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \quad (2.2)$$

Funcțiile de undă radiale $\chi_{kl}^{(\pm)}(r)$ corespund la comportarea out/in din regiunea asimptotică, $\chi_{kl}^{(\pm)}(r) \rightarrow e^{\pm i(kr - l\frac{\pi}{2} + \sigma_l - \eta \ln(2kr) + \delta_l)}$, unde η este parametrul coulombian, l - momentul cinetic orbital, σ_l este saltul de fază coulombian și δ_l este saltul de fază corespunzător împrăștierii nucleare.

Două proprietăți importante ale funcțiilor de undă de împrăștiere trebuie menționate și se vor utiliza mai jos:

a) satisfac proprietatea de inversie-temporală:

$$\psi_{\vec{k}}^{(-)*}(\vec{r}) = \psi_{-\vec{k}}^{(+)}(\vec{r})$$

b) sunt funcții de undă ortonormate:

$$\int \psi_{\vec{k}}^{(\pm)}(\vec{r}) \psi_{\vec{k}_0}^{(\pm)*}(\vec{r}) d\vec{r} = \frac{4\pi^2}{k} \delta(\vec{k}/k - \vec{k}_0/k_0) \quad (2.3)$$

2.4 Funcții de Undă Bază pentru Stările de Împrăștiere

Funcțiile de undă de împrăștiere $\psi_{\vec{k}}^{(\pm)}$ și funcțiile de undă de spin ale particulelor a și A, $(\chi_{m_a}^{(s_a)}, \chi_{m_A}^{(I_A)})$, intră în definiția funcției de undă a canalului de intrare:

$$\begin{aligned} |k^{(\pm)}, (\alpha), m_a, m_A \rangle &= \psi_{\vec{k}}^{(\pm)}(\vec{r}) \chi_{m_a}^{(s_a)} \chi_{m_A}^{(I_A)} = \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l Y_l^{m*} \left(\frac{\vec{k}}{k} \right) \frac{1}{r} \chi_{kl}^{(\pm)}(r) Y_l^m \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \chi_{m_a}^{(s_a)} \chi_{m_A}^{(I_A)} = \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l Y_l^{m*} \left(\frac{\vec{k}}{k} \right) \psi_{klm}^{(\pm)}(\vec{r}) \chi_{m_a}^{(s_a)} \chi_{m_A}^{(I_A)} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Aici, am definit funcțiile de undă ale stărilor bază, $\psi_{klm}^{(\pm)}(\vec{r})$, pentru stările de împrăștiere:

$$\psi_{klm}^{(\pm)}(\vec{r}) = \frac{1}{r} \chi_{kl}^{(\pm)}(r) Y_l^m\left(\frac{\vec{r}}{r}\right) \quad (2.5)$$

Dacă se consideră spinul particulelor colizionale, s_a și I_A , stările bază în schema necuplată a momentului cinetic sunt,

$$\psi_{klmm_a m_A}^{(\pm)}(\vec{r}) = \frac{1}{r} \chi_{kl}^{(\pm)}(r) Y_l^m\left(\frac{\vec{r}}{r}\right) \chi_{m_a}^{(s_a)} \chi_{m_A}^{(I_A)} \quad (2.6)$$

2.5 Operatori de Proiecție ai Stărilor de Împrăștiere

Se definește relația de unitaritate în schema necuplată, pentru funcțiile de undă de împrăștiere $\Psi^{(\pm)}$ precum și a stărilor legate Ψ_b , [61],

$$1 = \sum_{m_a m_A l m} |\psi_{klmm_a m_A}^{(\pm)}(\vec{r}) \rangle \langle \psi_{klmm_a m_A}^{(\pm)}(\vec{r})| + \sum_b |\Psi_b \rangle \langle \Psi_b| \quad (2.7)$$

Vom considera schema de cuplaj a momentului cinetic total în reprezentarea spin-orbită. Momentul cinetic orbital l_a și spinul intrinsec s_a sunt cuplați la spinul total j_a al particulei proiectil, a , care se cuplează la rândul său cu spinul I_A al țintei A pentru a se obține momentul cinetic total J . Funcția de undă de împrăștiere, $\psi_{l_a j_a J M}^{(\pm)}(k, \vec{r})$, se va determina prin cuplajul funcției de undă de împrăștiere $\psi_{kl_a m}^{(\pm)}$ cu funcția de undă de spin a proiectilului $\chi_{m_a}^{(s_a)}$. Funcția de undă rezultantă, $\phi_{l_a j_a m_j}^{(\pm)}(k, \vec{r})$ se cuplează la rândul ei la funcția de undă de spin a țintei, $\chi_{m_A}^{(I_A)}$:

$$\begin{aligned} \psi_{klm}^{(\pm)} \chi_{m_a}^{(s_a)} &= \sum_{j_a} \langle l_a s_a m m_a | j_a m_j = m + m_a \rangle \phi_{l_a j_a m_j}^{(\pm)}(k, \vec{r}) \\ \phi_{l_a j_a m_j}^{(\pm)}(k, \vec{r}) \chi_{m_A}^{(I_A)} &= \sum_J \langle j_a I_A m_j m_A | J M \rangle \psi_{l_a j_a J M}^{(\pm)}(k, \vec{r}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Cu ajutorul ecuațiilor (2.5) și (2.6), stările bază pentru funcțiile de undă de împrăștiere în schema de cuplaj a momentului cinetic total vor fi,

$$\begin{aligned} \psi_{kl_a m_0 m_a m_A}^{(\pm)}(\vec{r}) &= \psi_{kl_a m}^{(\pm)} \chi_{m_a}^{(s_a)} \chi_{m_A}^{(I_A)} = \sum_{j_a, J} \langle l_a s_a m_0 m_a | j_a m_j \rangle \\ &\langle j_a I_A m_j m_A | JM \rangle \psi_{l_a j_a JM}^{(\pm)}(k, \vec{r}) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Acum, relația de unitaritate în schema de cuplaj a momentului cinetic total poate fi derivată ca,

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_{m_a m_A l_a m_0} |\psi_{kl_a m_0 m_a m_A}^{(\pm)}(\vec{r}) \rangle \langle \psi_{kl_a m_0 m_a m_A}^{(\pm)}(\vec{r})| + \sum_b |\Psi_b \rangle \langle \Psi_b| \\ &= \sum_{(l_a j_a) JM} |\psi_{l_a j_a JM}^{(\pm)}(k, \vec{r}) \rangle \langle \psi_{l_a j_a JM}^{(\pm)}(k, \vec{r})| + \sum_b |\Psi_b \rangle \langle \Psi_b| \end{aligned} \quad (2.10)$$

Relații similare sunt valabile de asemenea și în canalul de ieșire:

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_{m_b m_B l_b m} |\psi_{kl_b m m_b m_B}^{(\pm)}(\vec{r}) \rangle \langle \psi_{kl_b m m_b m_B}^{(\pm)}(\vec{r})| + \sum_b |\Psi_b \rangle \langle \Psi_b| \\ &= \sum_{(l_b j_b) JM} |\psi_{l_b j_b JM}^{(\pm)}(k, \vec{r}) \rangle \langle \psi_{l_b j_b JM}^{(\pm)}(k, \vec{r})| + \sum_b |\Psi_b \rangle \langle \Psi_b| \end{aligned} \quad (2.11)$$

2.6 Amplitudinea de Tranziție

Operatorii unitari (2.10)-(2.11), corespunzători ambelor canale de reacție, se vor aplica în partea stângă și în partea dreaptă a operatorului \mathbf{R} din relația amplitudinii de tranziție (2.1):

$$\begin{aligned} T_{m_a m_A m_b m_B} &= \frac{2\pi}{k_a} \sum_{(l_a j_a) JM} \sum_{(l_b j_b) J' M'} \langle \vec{k}_a^{(-)}, (\alpha), m_a, m_A | \psi_{l_a j_a JM}^{(-)}(k, \vec{r}) \rangle \\ &\langle \psi_{l_a j_a JM}^{(-)} | \mathbf{R} | \psi_{l_b j_b J' M'}^{(+)} \rangle \langle \psi_{l_b j_b J' M'}^{(+)}(k, \vec{r}) | k_b^{(+)}, (\beta), m_b, m_B \rangle \end{aligned} \quad (2.12)$$

Trebuie remarcat că stările legate $|\Psi_b \rangle$ nu mai apar deoarece sunt ortogonale cu stările de împrăștiere $|\vec{k}_a^{(\pm)}, (\alpha) \rangle$. Utilizând definițiile de mai sus, funcția de undă a canalului de intrare va fi,

$$\begin{aligned} |\vec{k}_a^{(-)}, (\alpha), m_a, m_A \rangle &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m_0=-l_a}^{l_a} Y_{l_a}^{m_0} \left(\frac{\vec{k}_a}{k_a} \right) \sum_j \langle l_a s_a m_0 m_a | j_a m_j \rangle \\ &\Phi_{l_a j_a m_j}(k_a, \vec{r}_a) \chi_{m_A}^{(I_A)} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$= \sum_{l_a=0}^{\infty} \sum_{m_0=-l_a}^{l_a} \sum_{j_a} \sum_J Y_{l_a}^{m_0*} \left(\frac{\vec{k}_a}{k_a} \right) \langle l_a s_a m_0 m_a | j_a m_j \rangle \langle j_a I_A m_j m_A | J M \rangle \Psi_{l_a j_a J M}(k_a, \vec{r})$$

Rezultatul proiecției funcției de undă din canalul de intrare pe stările bază $\psi_{l_a j_a J M}^{(-)}(k, \vec{r})$ va fi,

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}_a^{(-)}, (\alpha), m_a, m_A | \psi_{l_a j_a J M}^{(-)}(k, \vec{r}) \rangle &= \sum_{l_a=0}^{\infty} \sum_{m_0=-l_a}^{l_a} \sum_{j_a} \sum_J Y_{l_a}^{m_0*} \left(\frac{\vec{k}_a}{k_a} \right) \delta(k_a - k) \quad (2.14) \\ &\langle l_a s_a m_0 m_a | j_a m_j = m_0 + m_a \rangle \langle j_a I_A m_j m_A | J M \rangle \end{aligned}$$

Un rezultat similar se poate obține pentru canalul de ieșire. Deoarece,

$$\langle \psi_{l_a j_a J M}^{(-)} | \mathbf{R} | \psi_{l_b j_b J' M'}^{(+)} \rangle = R_{l_a j_a, l_b j_b}^{J(\alpha, \beta)} \delta_{J J'} \delta_{M M'} \quad (2.15)$$

se obține o expresie generală a amplitudinii de tranziție pentru o reacție $A(a, b)B$ în reprezentarea spin-orbită,

$$\begin{aligned} T_{m_a m_A m_b m_B} &= \\ &\frac{2\pi}{k_a} \sum_{l_a j_a l_b j_b J} \langle l_a s_a m_0 m_a | j_a m_{j_a} = m_0 + m_a \rangle \langle j_a I_A m_{j_a} m_A | J M \rangle \quad (2.16) \\ &\langle l_b s_b m m_b | j_b m_{j_b} = m + m_b \rangle \langle j_b I_B m_{j_b} m_B | J M \rangle Y_{l_a}^{m_0*} \left(\frac{\vec{k}_a}{k_a} \right) Y_{l_b}^{m*} \left(\frac{\vec{k}_b}{k_b} \right) R_{l_a j_a l_b j_b}^{J(\alpha, \beta)} \end{aligned}$$

Această expresie poate fi simplificată dacă se ia în considerație un sistem de coordonate cu axa Oz paralelă cu vectorul de undă \vec{k}_a , adică $\left(\frac{\vec{k}_a}{k_a} \right) = (0, 0, 0)$. Din proprietățile funcțiilor armonice sferice,

$$Y_l^m \left(\frac{\vec{k}_a}{k_a} \right) = Y_l^0(0, 0) \delta_{m,0} = \delta_{m,0} \sqrt{2l+1} (4\pi)^{-1/2}; \quad Y_l^{0*}(0) = Y_l^0(0) \quad (2.17)$$

ecuația (2.14) va deveni:

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}_a^{(-)}, (\alpha), m_a, m_A | \psi_{l_a j_a J M}^{(-)}(k, \vec{r}) \rangle &= \quad (2.18) \\ &\sum_{l_a=0}^{\infty} \sum_{j_a} \sum_J Y_{l_a}^0(0) \delta(k_a - k) \langle l_a s_a 0 m_a | j_a m_a \rangle \langle j_a I_A m_a m_A | J M \rangle \end{aligned}$$

O procedură asemănătoare este utilizată pentru canalul de ieșire. Aici, se poate considera un sistem de coordonate cu axa Oy paralelă cu direcția vectorului $\vec{k}_a \times \vec{k}_b$

$$\begin{pmatrix} \vec{k}_b \\ k_b \end{pmatrix} = (\alpha, \beta, \gamma) \rightarrow (0, \theta_b, 0)$$

Aici funcția sferică $Y\left(\frac{\vec{k}_b}{k_b}\right)$ se cuplează cu funcția de spin a particulei emergente, $\chi_m^{(s_b)}$, corespunzătoare ecuației (2.4),

$$Y_{l_b}^{m*}\left(\frac{\vec{k}_b}{k_b}\right)\chi_{m_b}^{(s_b)} = \sum_{j_b} \langle l_b s_b m m_b | j_b m_j \rangle \Phi_{l_b j_b m_j}\left(\frac{\vec{k}_b}{k_b}\right) \quad (2.19)$$

Prin rotația de unghi θ_b în planul de reacție, axa Oz va fi coliniară cu vectorul de undă \vec{k}_b . Pentru a descrie o astfel de rotație, funcția de undă de împrăștiere $\Phi_{l_b j_b m_j}\left(\frac{\vec{k}_b}{k_b}\right) \equiv \Phi_{l_b j_b m_j}(0, \theta_b, 0)$ trebuie scrisă în sistemul de coordonate rotit, $\Phi_{l_b j_b n}(0)$:

$$\Phi_{l_b j_b m_j}(0, \theta_b, 0) = \sum_n (D_{nm_j}^{j_b})^* \Phi_{l_b j_b n}(0) \quad (2.20)$$

Folosind proprietățile matricii de rotație, [62],

$$\begin{aligned} D_{mm'}^j(\alpha, \beta, \gamma) &= D_{m'm}^j(-\gamma, -\beta, -\alpha) \\ D_{m_j n}^{j_b}(0, -\theta_b, 0) &= e^{i(\alpha m_j + \gamma n)} d_{m_j n}^{j_b}(-\theta_b) = d_{nm_j}^{j_b}(\theta_b) \end{aligned} \quad (2.21)$$

funcțiile de undă $\Phi_{l_j m}$ pot fi scrise ca,

$$\Phi_{l_b j_b m_j}(0, \theta_b, 0) = \sum_n d_{nm_j}^{j_b}(\theta_b) \Phi_{l_b j_b n}(0) \quad (2.22)$$

Funcția de undă $\Phi_{l_b j_b n}(0)$ poate fi dezvoltată după funcțiile armonice sferice care descriu rotația sistemului de coordonate,

$$\begin{aligned} \Phi_{l_b j_b n}(0) &= \\ \sum_m \langle l_b s_b m m_b | j_b n \rangle Y_{l_b}^{m*}(0) \chi_{m_b}^{(s_b)} &= \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle Y_l^0(0) \chi_{m_b}^{(s_b)} \delta_{m_b n} \end{aligned} \quad (2.23)$$

și atunci ecuația (2.20) devine,

$$\Phi_{l_b j_b m_j}(0, \theta_b, 0) = \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle d_{m_b m_j}^{j_b}(\theta_b) Y_{l_b}^0(0) \chi_{m_b}^{(s_b)} \quad (2.24)$$

Înlocuind $\Phi_{l_b j_b m_j}(0, \theta_b, 0)$ în ecuația (2.19), funcția de undă din canalul de ieșire va fi,

$$|k_b, (\beta), m_b, m_B \rangle = \sum_{l_b=0}^{\infty} \sum_{m=-l_b}^{l_b} \frac{1}{r} \chi_{k_b l_b}^{(+)}(r_b) Y_{l_b}^m\left(\frac{\vec{r}_b}{r_b}\right) \sum_{j_b} \langle l_b s_b m m_b | j_b m_j \rangle \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle d_{m_b, m_j}^{j_b}(\theta_b) Y_{l_b}^0(0) \chi_{m_b}^{(s_b)} \chi_{m_B}^{(I_B)} \quad (2.25)$$

Suma:

$$\sum_m \langle l_b s_b m m_b | j_b m_j \rangle \frac{1}{r} \chi_{k_b l_b}^{(+)}(r_b) Y_{l_b}^m\left(\frac{\vec{r}_b}{r_b}\right) \chi_{m_b}^{(s_b)} \quad (2.26)$$

reprezintă exact funcțiile de undă de împrăștiere $\Phi_{l_b j_b m_j}^{(+)}(k_b; \vec{r}_b)$ care se cuplează cu funcția de undă de spin $\chi_{m_B}^{(I_B)}$ pentru a se obține,

$$|k_b, (\beta), m_b, m_B \rangle = \sum_{l_b=0}^{\infty} \sum_{j_b} \sum_{JM} \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle \langle j_b I_B M - m_B m_B | JM \rangle d_{m_b, M-m_B}^{j_b} Y_{l_b}^0(0) \Psi_{l_b j_b JM}(k_b, \vec{r}) \quad (2.27)$$

Această relație permite evaluarea proiecției funcției de undă a canalului de ieșire pe vectorul bază $\Psi_{l_b j_b JM}(k_b, \vec{r}_b)$:

$$\langle \Psi_{l_b j_b JM}^{(+)}(k, \vec{r}) | k_b^{(+)}, (\beta), m_b, m_B \rangle = \sum_{l_b j_b JM} \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle \langle j_b I_B m_b m_B | JM \rangle d_{m_b, M-m_B}^{j_b}(\theta_b) Y_{l_b}^0(0) \quad (2.28)$$

În final, amplitudinea de tranziție va fi,

$$T_{m_a m_A, m_b m_B}^{\pi} = \frac{1}{2k_a} \sum_{l_a l_b} \sqrt{(2l_a + 1)(2l_b + 1)} \sum_{J j_a j_b} \langle l_a s_a 0 m_a | j_a m_a \rangle \langle j_a I_A m_a m_A | JM \rangle \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle \langle j_b I_B M - m_B m_B | JM \rangle R_{l_a j_a, l_b j_b}^{J(\alpha, \beta)} d_{m_b, M-m_B}^{j_b}(\theta_b) \quad (2.29)$$

Această formă a amplitudinii de tranziție este compatibilă, din punct de vedere al dependenței de momentul cinetic, cu aceea utilizată în codul DWUCK [63].

2.7 Matricea de Ciocnire

Pentru un proces cuasirezonant ce constă într-o rezonanță unicanal ($\gamma_{\lambda n} \neq 0, \gamma_{\lambda a} = 0$ unde (a) reprezintă toate canalele deschise) precedată sau urmată de o interacție directă între canalul eliminat (n) și celelalte canale deschise, matricea de ciocnire se derivează, [22] :

$$U_{ab} = U_{ab}^{\beta} + 2i \frac{iT_{an}^{\beta} iT_{nb}^{\beta} \gamma_{\lambda n}^2}{E_{\lambda} - E + \text{Re}T_{nn}^{\beta} \gamma_{\lambda n}^2 - i(1 - \sum_l |T_{ln}^{\beta}| \gamma_{\lambda}^2)} \quad (2.30)$$

Aici U^{β} este componenta directă a matricii de ciocnire, T_{ab}^{β} denotă matricea de tranziție de fond, $U^{\beta} = 1 + 2iT^{\beta}$, E_{λ} este energia nivelului rezonant λ iar $\gamma_{\lambda n}^2$ este lărgimea redusă de dezintegrare a rezonanței λ în canalul (n).

Lane [9] a propus, printr-o abordare fenomenologică un termen rezonant elementului de matrice S , prin modelarea anomaliei de prag în undă p . Rezonanța uniparticulă neutronică se cuplează prin interacție de izospin, la canalul protonic observat izobar analog. Ca urmare, elementul de matrice S a unei reacții (d, p) are un termen suplimentar de tip rezonant, care se trage de la rezonanța uniparticulă neutronică.

$$S_{dp} = S_{dp}^{\beta} + \sum_{j=1/2,3/2} \frac{\alpha_{ab}^j (\hbar^2/\mu a^2)}{E_j - E - (S + iP - b)\gamma_n^2 - i/2\Gamma'} \quad (2.31)$$

Aici, parametri α descriu intensitatea cuplajului între canalul eliminat-neutronic și canalul observat-protonic, E_j , $\gamma_{\lambda n}^2$ și Γ' specifică energia rezonanței corespunzătoare condițiilor de frontieră b la raza de canal a , lărgimea redusă și lărgimea totală a rezonanței uniparticule neutronice. Funcția de Salt $S_{l=1}$ și de Penetrabilitate $P_{l=1}$ sunt calculate în acord cu teoria matricii R iar $(\hbar^2/\mu a^2)$ este lărgimea Wigner.

Se poate observa ușor, uitându-ne în ecuațiile (2.30) și (2.31), că parametri α se pot relata la matricea de tranziție directă T^{β} și la lărgimea redusă neutronică,

$$\alpha_{ab}^j \approx T_{an}^{\beta} \gamma_{\lambda n}^2 T_{nb}^{\beta} \quad (2.32)$$

Pentru o rezonanță uniparticulă în undă p elementul matricii de reacție din ecuația (2.29) este,

$$R_{l_a j_a, l_b j_b}^J = \sum_{j_b=1/2,3/2} \frac{\alpha_{l_a j_a, l_b j_b} (\hbar^2/m a^2)}{E_j - E - (S_1 + iP_1 - b)\gamma_{\pi n}^2 - i\frac{\Gamma'}{2}} \quad (2.33)$$

2.8 Amplitudinea de Tranziție în Schema de Transfer a Momentului Cinetic

Amplitudinea de tranziție în reprezentarea schemei de transfer a momentului cinetic se poate scrie, în acord cu teoria DWBA, [7]:

$$T_{\beta(bB),\alpha(aA)}^{DW} = J_{ba} \int d\vec{r}_a \int d\vec{r}_b \chi_b^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) \langle B, b|W|A, a \rangle \chi_a^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a) \quad (2.34)$$

Se integrează aici funcțiile de undă distorsionate din canalul de intrare, $(\chi_a^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a))$ și din canalul de ieșire, $(\chi_b^{(-)}(\vec{k}_b, \vec{r}_b))$, precum și elementul matricii nucleare $I_{\beta\alpha}$,

$$I_{\beta\alpha}(\vec{r}_b, \vec{r}_a) \equiv \langle B, b|W|A, a \rangle = \int \Psi_B^* \Psi_b^* W \Psi_A \Psi_a d\xi \quad (2.35)$$

Aici, potențialul interacției reziduale este dat de $W = V_\alpha - U_\alpha$ sau $W = V_\beta - U_\beta$, unde U_α și U_β sunt potențiale optice care generează funcțiile de undă distorsionate χ_α, χ_β în canalul de intrare respectiv în cel de ieșire; ξ reprezintă coordonatele interne independente de vectorii de poziție \vec{r}_a și \vec{r}_b , J_{ba} este iacobianul transformării la coordonatele relative \vec{r}_a și \vec{r}_b .

În schema de transfer a momentului cinetic, spinul transferat $\vec{s} = \vec{s}_a - \vec{s}_b$ se cuplează la momentul cinetic total transferat $\vec{j} = \vec{I}_B - \vec{I}_A$ obținându-se momentul cinetic orbital $\vec{l} = \vec{j} - \vec{s}$ al particulei transferate. Aici I_B, I_A, s_b și s_a reprezintă spinii nucleului rezidual, ai țintei, respectiv spinii particulei proiectil și ai particulei ejectate.

Funcțiile de undă conținute în integralele din ecuația (2.35) se cuplează în acord cu schema de transfer a momentului cinetic; Ψ_B^* și Ψ_A se cuplează în termenii funcției de undă $\Phi_{I_B I_A j}^*$,

$$\Psi_{I_B m_B}^*(\xi_B) \Psi_{I_A m_A}(\xi_A) = \sum_j \langle I_B I_A m_B, -m_A | j m_B - m_A \rangle (-)^{I_A - m_A} \Phi_{I_B I_A j}^{m_j*}(\xi_B, \xi_A) \quad (2.36)$$

Funcția de undă $\Phi_{s_b s_a s}^*$ se obține similar din cuplajul funcțiilor de undă Ψ_b^* și Ψ_a . În final, funcția de undă a momentului cinetic orbital (transferat) este,

$$\Phi_{I_B I_A j}^{m_j*}(\xi_B, \xi_A) \Phi_{s_b s_a s}^{m_s*}(\xi_b, \xi_a) = \sum_l \langle s j - m_a + m_b, m_B - m_A | l m \rangle \Phi_{l s j}^{m*}(\xi_\beta, \xi_\alpha) \quad (2.37)$$

Derivarea termenului de amplitudine de tranziție se bazează pe o dezvoltare multipolară a matricii nucleare,

$$\begin{aligned}
 I_{\beta I_B m_B s_b m_b; \alpha I_A m_A s_a m_a}(\vec{r}_b, \vec{r}_a) = & \quad (2.38) \\
 \sum_{l s j} \langle s_b s_a - m_b, m_a | s m_a - m_b \rangle \langle I_B I_A m_B, -m_A | j m_B - m_A \rangle & \\
 \langle s j - m_a + m_b, m_B - m_A | l m \rangle (-)^{I_A - m_A + s_a - m_a} G_{l s j}^m(\vec{r}_b, \vec{r}_a) &
 \end{aligned}$$

Dezvoltarea multipolară (2.38) este introdusă în ecuația amplitudinii de tranziție (2.34). În presupunerea cuplajului de spin-orbită pentru particulele proiectil și ejectil, obținem,

$$\begin{aligned}
 T_{m_B m_b m_A m_a}^{DW}(\vec{k}_b, \vec{k}_a) = & \quad (2.39) \\
 J_{ba} \sum_j \langle I_B I_A m_B, -m_A | j m_B - m_A \rangle (-)^{I_A - m_A} \sum_{s, l} t_{l s j}^{m m_b m_a}(\vec{k}_b, \vec{k}_a) &
 \end{aligned}$$

unde amplitudinea "redușă" $t_{l s j}^{m m_b m_a}$ se definește prin,

$$\begin{aligned}
 t_{l s j}^{m m_b m_a}(\vec{k}_b, \vec{k}_a) = & \quad (2.40) \\
 \sum_{m'_b m'_a m'} \langle s_b s_a, -m'_b, m'_a | s m'_a - m'_b \rangle \langle s j, -m'_a + m'_b, m_B - m_A | l m' \rangle & \\
 \times (-)^{s_a - m'_a} X_{l s j}^{m'}(\vec{k}_b, \vec{k}_a) &
 \end{aligned}$$

Integralele $X_{l s j}^{m'}$ conțin funcțiile de undă distorsionate din canalul de intrare și din canalul de ieșire ca și componenta multipolară $G_{l s j}^{m'}$ a matricii nucleare,

$$X_{l s j}^{m'}(\vec{k}_b, \vec{k}_a) = \int d\vec{r}_b \int d\vec{r}_a \chi_{m'_b m_b}^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) G_{l s j}^{m'}(\vec{r}_b, \vec{r}_a) \chi_{m'_a m_a}^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a) \quad (2.41)$$

Următorul pas care urmează în evaluarea amplitudinii de tranziție directe consistă într-o dezvoltare în unde parțiale a funcțiilor de undă distorsionate din canalele de intrare și cele de ieșire:

$$\begin{aligned}
 \chi_{m'_x m_x}^{(+)}(\vec{k}_x, \vec{r}_x) = & \quad (2.42) \\
 (4\pi/k_x r_x) \sum_{j_x l_x l'_x M_x} \langle l_x s_x M_x m_x | j_x m_j \rangle \langle l'_x s_x M_x + m_x - m'_x | j_x m_j \rangle & \\
 i^{l'_x} \chi_{l_x l'_x}^{j_x}(k_x, r_x) Y_{l_x}^{M_x*}(\theta_{k_x}, \Phi_{k_x}) Y_{l'_x}^{M_x + m_x - m'_x}(\theta_{r_x}, \Phi_{r_x}) &
 \end{aligned}$$

unde $m_{j_x} = M_x + m_x$ iar (θ_x, Φ_x) sunt unghiurile polare ale vectorilor \vec{k}_x, \vec{r}_x și $x \equiv a, b$.

Funcțiile de undă radiale $\chi_{ll'}^j(k, r)$ sunt soluții ale ecuațiilor radiale cuplate ($l \neq l'$):

$$\begin{aligned} [d^2/dr^2 + k^2 - l'(l'+1)/r^2 - (2\mu/\hbar^2) <l'j|U|l'j>] \chi_{ll'}^j(k, r) \\ = \sum_{l'' \neq l'} (2\mu/\hbar^2) <l'j|U|l''j> \chi_{l''l}^j(k, r) \end{aligned} \quad (2.43)$$

Când natura interacției U nu permite $l' \neq l$, partea dreaptă a ecuației (2.43) se anulează și ecuațiile se decuplează. Soluțiile χ_l^j se anulează în origine, $\chi_l^j(0) = 0$, și au o comportare asimptotică,

$$\chi_l^j(k, r) = 1/2i[H_l^*(kr) - \eta_l^j H_l(kr)] \exp(i\sigma_l) \quad (2.44)$$

unde $H_l = G_l + iF_l$ este funcția de undă coulombiană de ieșire, și η_l^j este coeficientul de reflexie pentru unda (l, j) .

Este deseori de ajutor să se scrie funcțiile multipolare G ca un produs de doi factori, un coeficient spectroscopic A_{lsj} și un factor de formă f_{lsj}^m :

$$G_{lsj}^m(\vec{r}_b, \vec{r}_a) = A_{lsj} f_{lsj}^m(\vec{r}_b, \vec{r}_a) \quad (2.45)$$

Factorul de formă f_{lsj}^m poate fi de asemenea scris în termenii funcțiilor armonice sferice și al unei componente radiale,

$$\begin{aligned} f_{lsj}^m(\vec{r}_b, \vec{r}_a) = \\ \sum_{l_1, l_2, M} f_{lsj}^{l_1 l_2}(r_b, r_a) Y_{l_1}^{M*}(\theta_b, \Phi_b) Y_{l_2}^{m-M*}(\theta_a, \Phi_a) <l_1 l_2 M m - M | l m > \end{aligned} \quad (2.46)$$

Înlocuind ecuațiile (2.42) și (2.45) în ecuația (2.40) și integrând după unghiurile polare \hat{r}_a, \hat{r}_b , se obține componenta radială a factorului de formă $f_{lsj}^m(\vec{r}_b, \vec{r}_a)$,

$$\begin{aligned} \int d\hat{r}_a \int d\hat{r}_b [i^{l_b} Y_{l_b}^{M_b}(\hat{r}_b)] f_{lsj}^m(\vec{r}_b, \vec{r}_a) [i^{l_a} Y_{l_a}^{M_a}(\hat{r}_a)] = \\ <l_b l_a M_b M_a | l m > f_{lsj}^{l_b l_a}(r_b, r_a) \end{aligned} \quad (2.47)$$

Dacă definim integralele radiale ca,

$$X_{lsj}^{l_b l_b j_b, l_a l_a j_a} = \frac{4\pi}{k_b k_a} \int r_a dr_a \int r_b dr_b \chi_{l_b l_b}^{j_b}(k_b, r_b) f_{lsj}^{l_b l_a} \chi_{l_a l_a}^{j_a}(k_a, r_a) \quad (2.48)$$

amplitudinea de tranziție redusă în aproximația ”rază finită” va fi,

$$\begin{aligned}
t_{lsj}^{mm_b m_a}(\vec{k}_b, \vec{k}_a) = & \quad (2.49) \\
& \sum (-)^{2j_a + j_b - m_b - M_a + m} (2j + 1)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{(2s + 1)(2j_b + 1)(2j_a + 1)(2l + 1)^2} \\
& \quad \langle l_a s_a M_a m_a | j_a, m_a + M_a \rangle \langle l_b s_b M_a - m, m_b | j_b, M_a - m + m_b \rangle \\
& \quad 4\pi A_{lsj} \langle j_b j_a, -M_a + m - m_b, m_a + M_a | j m + m_a - m_b \rangle \\
& \quad \begin{pmatrix} l & s & j \\ l'_b & s_b & j_b \\ l'_a & s_a & j_a \end{pmatrix} Y_{l_b}^{M_a - m}(\theta_b, \Phi_b) Y_{l_a}^{M_a^*}(\theta_a, \Phi_a) X_{lsj}^{l'_b l_b j_b, l'_a l_a j_a}
\end{aligned}$$

însumată după $l_a, l'_a, M_a, j_a, l_b, l'_b$ și j_b .

Considerăm acum un sistem de coordonate cu axa Oz paralelă cu \vec{k}_a , și axa Oy paralelă cu vectorul $\vec{k}_a \times \vec{k}_b$. Prin rotația cu un unghi θ_b în planul de reacție și în aproximația ”rază zero”, se poate demonstra următoarea relație pentru amplitudinea de tranziție, [63]

$$\begin{aligned}
T_{m_B m_b m_A m_a}^{DW} = & \quad (2.50) \\
& \frac{4\pi}{k_a k_b} \sum_{lsj} \sqrt{2l + 1} A_{lsj} \langle I_A j m_A m_B - m_A | I_B m_B \rangle \sum_{j_a l_a j_b l_b} \langle l_a s_a 0 m_a | j_a m_a \rangle \\
& \quad i^{l_a - l_b - l} \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle \langle j_b j m_a - m, m | j_a m_a \rangle \langle l_b l 0 0 | l_a 0 \rangle (2l_b + 1) \\
& \quad \sqrt{(2s_a + 1)(2j + 1)(2j_b + 1)(2l_a + 1)} \begin{pmatrix} l_b & s_b & j_b \\ l & s & j \\ l_a & s_a & j_a \end{pmatrix} \frac{B}{A} X_{lsj}^{l_b j_b, l_a j_a} d_{m_b, m_a - m}^{j_b}(\theta_b)
\end{aligned}$$

unde integralele radiale sunt,

$$X_{lsj}^{l_b j_b, l_a j_a} = \frac{A}{B} \int dr_a \chi_{l_b}^{j_b}(k_b, \frac{A}{B} r_a) f_{lsj}(r_a) \chi_{l_a}^{j_a}(k_a, r_a) \quad (2.51)$$

iar A, B sunt masele țintei și ale nucleului rezidual.

2.9 Amplitudinea de Tranziție Totală

Cele două amplitudini se adună pentru a obține amplitudinea de tranziție a unui proces cuasirezonant,

$$T = T^\beta + T^\pi \quad (2.52)$$

Indicele β semnifică aici fondul reacției și în această lucrare este descris în formalismul DWBA ($\beta \equiv DWBA$). Se poate observa că în cazul în care nucleul țintă are spinul zero, ($I_A = 0, J = j_a, M = m_a$), termenii celor două amplitudini de tranziție [ec. (2.29) și ec. (2.50)], sunt identici în cele două scheme de cuplaj ale momentului cinetic; acești termeni sunt de fapt următorul produs,

$$\langle l_a s_a 0 m_a | j_a m_a \rangle \langle l_b s_b 0 m_b | j_b m_b \rangle \langle j_b j m_a - m m | j_a m_a \rangle d_{m_b, m_a - m}^{j_b}(\theta_b) \quad (2.53)$$

Această coincidență permite ca, în locul sumei termenilor T^β și T^π , să se adune până la un factor, mărimile cuasirezonante $R_{l_a j_a, l_b j_b}$ cu integralele radiale DWBA, [64], [65], [66],

$$\begin{pmatrix} l_b & s_b & j_b \\ l & s & j \\ l_a & s_a & j_a \end{pmatrix} X_{l s j}^{l_b j_b, l_a j_a} \quad (2.54)$$

Se poate simplifica mai departe procedura de însumare prin definirea unor noi mărimi α' ,

$$\alpha_{l_a j_a, l_b j_b} \approx \begin{pmatrix} l_b & s_b & j_b \\ l & s & j \\ l_a & s_a & j_a \end{pmatrix} X_{l s j}^{l_b j_b, l_a j_a} \alpha'_{l_a j_a, l_b j_b} \quad (2.55)$$

Acum amplitudinea de tranziție cuasirezonantă se poate încorpora simplu în integralele radiale pentru $l_b = 1, j_b = 1/2, j_b = 3/2$

$$X_{l s j}^{l_b j_b, l_a j_a} \left(1 + \frac{\alpha'_{l_a j_a, l_b j_b}}{E_j - E - (S_1 + iP_1 - b)\gamma_{\pi n}^2 - i\Gamma'/2} \right) \quad (2.56)$$

Această procedură este simplă din punct de vedere computațional, dar apare problema că schema de cuplaj a momentului cinetic total (folosită în construcția termenului cuasirezonant) va fi forțată să coincidă cu schema de transfer de moment cinetic. Mai exact, momentele cinetice din termenul cuasirezonant, sunt în această procedură, restricționate de elementul 9-j. Dar în fapt, tranzițiile din canalul inițial ($l_a j_a$) în cel final ($l_b j_b$) nu sunt identice în cele două scheme de cuplaj, [7].

Satchler a studiat, [59], legătura dintre reacțiile directe și reacțiile rezonante de nucleu-compus, în cele două scheme de cuplaj ale momentului cinetic; el a obținut

o relație între matricea de ciocnire scrisă în schema momentului cinetic total și integralele radiale derivate în schema de transfer,

$$U_{j_b l_b, j_a l_a}^J = (\mu_a \mu_b k_a k_b)^{1/2} (\pi \hbar^2)^{-1} \exp -i(\sigma_{0a} + \sigma_{0b}) \hat{j}_a \hat{j}_b \hat{I}_B (-)^{I_B + j_b - J} \sum_{l s j} i^{l - l_a - l_b - 1} \hat{j} \hat{l} \hat{s} A_{l s j} X_{l s j}^{l_b j_b, l_a j_a} W(j_a j_b I_A I_B; j J) \begin{pmatrix} j & l & s \\ j_a & l_a & s_a \\ j_b & l_b & s_b \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

unde $\hat{x} = \sqrt{2x + 1}$ și $W(j_a j_b I_A I_B; j J)$ sunt coeficienți Racah.

Din această expresie se poate vedea că tranzițiile $(l_a, j_a) \rightarrow (l_b, j_b)$ prin schema de moment cinetic total J din matricea de ciocnire sunt restricționate de prezența termenului Wigner 9-j, care anulează toate contribuțiile ce nu satisfac cuplajul de transfer al momentului cinetic.

De exemplu, în reacția $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}(5/2^+)$, tranziția $(5, 4) \rightarrow (1, 3/2)$ apare în schema momentului cinetic total dar nu și în schema de transfer. De asemenea, în reacția $^{30}\text{Si}(d, p)^{31}\text{Si}^*(1/2^+)$, tranziția $(3, 2) \rightarrow (1, 3/2)$ din schema momentului cinetic total nu apare și în schema de transfer de moment cinetic. Această inadvertență poate fi evitată prin următoarea procedură; termenul cuasirezonaant $R_{l_a j_a, l_b j_b}$ se va aduna nu la integralele radiale ci la produsul

$$(2l_b + 1) \sqrt{(2s_a + 1)(2j + 1)(2j_b + 1)(2l_a + 1)} \langle l_b l 0 0 | l_a 0 \rangle \begin{pmatrix} l_b & s_b & j_b \\ l & s & j \\ l_a & s_a & j_a \end{pmatrix} X_{l s j}^{l_b j_b, l_a j_a} \quad (2.58)$$

Acum momentele cinetice din termenul cuasirezonaant al amplitudinii de tranziție nu mai sunt restricționate de simbolul 9-j. Toate tranzițiile permise din schema momentului cinetic total vor fi luate în mod corect în considerare.

2.10 Concluzii

În acest capitol elementul amplitudinii de tranziție a fost derivat în schema de cuplaj a momentului cinetic total folosind proprietăți specifice ale funcțiilor de

undă de împrăștiere. Relația obținută este asemănătoare cu expresia cunoscută a amplitudinii de tranziție pentru un proces direct cu un nucleu țintă de spin zero. Aceasta sugerează o procedură directă de a calcula amplitudinea de tranziție pentru o reacție cuasirezonantă cu ajutorul unui cod numeric DWUCK. Rezultatele obținute dintr-un studiu comprehensiv al efectelor de prag $3-p$ vor fi prezentate în următorul capitol.

Capitolul 3

Analiza Anomaliilor de Prag din Reacții de Stripping Deuteronic [67]

În acest capitol, s-au analizat numeric, pe baza schemei hibride de cuplaj a momentului cinetic, anomaliile de prag din reacții de stripping deuteronic pe nucleu țintă din zona de masă $A \sim 90$.

3.1 Introducere

În capitolul precedent, s-a dezvoltat o metodă adecvată pentru analiza proceselor cuasirezonante în scheme diferite de cuplaj ale momentului cinetic, [58]. Procesul cuasirezonant constă din tranziții directe, precedate sau urmate de o rezonanță unicanal, [22]. Tranzițiile directe sunt descrise în schema de transfer a momentului cinetic în timp ce procesele rezonante sunt abordate în schema de cuplaj a momentului cinetic total. În consecință, pentru studiul proceselor cuasirezonante, s-a propus [58] o schemă hibridă de cuplaj a momentelor cinetice, care permite însumarea elementelor amplitudinii de tranziție ale procesului direct cât și ale celui rezonant.

În acest capitol, s-a realizat un studiu numeric extins pentru analiza efectelor de prag $3-p$ din reacții de stripping deuteronic pe nucleu de masă $A \sim 90$. Efectul anomal se manifestă în funcțiile de excitație experimentale ale secțiunii diferențiale de reacție - sub formă de dip rezonant la unghiuri de împrăștiere înapoi, precum și ale puterii de analiză - sub formă de rezonanță sau de litera "S" atât pentru

unghiuri înainte cât și pentru unghiuri înapoi.

Partea directă a procesului cuasirezonant s-a descris în termenii aproximației Born cu unde distorsionate DWBA, [7], [59], în timp ce efectul anomal generat de rezonanța uniparticulă neutronică 3- p din canalul analog a fost abordat în cadrul modelului fenomenologic Lane, [9].

Modelul fenomenologic Lane este dezvoltat în subcapitolul 2 al lucrării; determinarea numerică a factorului de compresie de prag al funcției de undă rezonante 3- $p_{3/2}$ a fost reluată și calcule similare s-au realizat și pentru starea uniparticulă în undă 3- $p_{1/2}$. Numitorul termenului cuasirezonant din matricea de ciocnire a fost derivat în parametrizarea Lane pentru cazul unei stări uniparticulă în undă p . Forma finală a elementelor amplitudinii de tranziție s-a reluat în subcapitolul 3, atât pentru tranzițiile directe cât și pentru tranzițiile cuasirezonante. S-au implementat, într-un cod de calcul DWBA, trei metode diferite de însumare a elementelor amplitudinii de tranziție directă și cuasirezonantă. În subcapitolul 4 s-au studiat aspectele computaționale întâlnite în evaluări numerice ale secțiunii și puterii de analiză pentru descrierea unui efect de prag în undă 3- p . S-au realizat calcule pentru toate partițiile momentului cinetic din canalul de intrare deuteronic care conduc la canalul protonic în undă p . În subcapitolul 5, metodele și procedurile numerice elaborate au fost aplicate pentru studiul efectelor de prag în undă 3- p măsurate experimental în reacții de stripping deuteronic în zona de masă $A \sim 90$.

3.2 Aspecte Fizice în Abordarea Teoretică a Anomaliei de Prag din Reacții de Stripping Deuteronic

Anomalia de prag din reacțiile de stripping deuteronic constituie un proces cuasirezonant. Rezonanța uniparticulă neutronică în undă 3- p la energia de zero (proprietate specifică nucleelor din regiunea de masă $A \sim 90$) urmată de o interacție directă de izospin între canalul neutronic de prag și canalul deschis protonic conferă caracteristicile unui proces de tip cuasirezonant.

Primele evidențe experimentale ale anomaliei de prag au relevat faptul că anomalia se produce la deschiderea unui nou canal neutronic izobar analog prin interacție de izospin cu canalul protonic observat. C.F. Moore et. al, [43], au observat un efect anomal în funcția de excitație a secțiunii din reacția $^{90}\text{Zr}(d, p)^{91}\text{Zr}(\text{g.s.})$ la energia deuteronică de 7,05 MeV. Această energie reprezintă pragul canalu-

lui neutronic analog din reacția $^{90}\text{Zr}(d, \bar{n})^{91}\bar{N}b$. Canalul de reacție de ieșire, $^{91}\bar{N}b + \bar{n} = T^- \ ^{91}\text{Zr} + t^+ p$ și canalul $^{91}\text{Zr} + p$ sunt prin definiție canale analoge. Canalele analoge sunt cuplate prin potențialul de interacție de izospin $\vec{t} \cdot \vec{T}$ care conține termenii $t^+ T^-$ și $t^- T^+$ (t, T - sunt valorile de izospin ale particulei emergente respectiv ale nucleului rezidual). Se demonstrează astfel rolul esențial pe care îl are cuplajul de izospin dintre canalul neutronic de prag și canalul protonic observat în generarea anomaliei de prag. În consecință, un prim model de reacție propus pentru descrierea anomaliei a fost aproximația Born cu canale cuplate, CCBA, [6].

Calculul utilizând modelul CCBA au arătat o variație puternică a funcției de undă neutronică $3-p_{3/2}$ lângă energia de zero, [68]. O concluzie firească a fost aceea că există o corelație între producerea anomaliei și starea uniparticulă neutronică în undă $3-p$ situată în imediata vecinătate a energiei de zero. Cele mai importante caracteristici fizice ale anomaliei în undă $3-p$ sunt următoarele: (a) cuplaj de izospin $\vec{t} \cdot \vec{T}$ între canalele analoge (d, p) și (d, \bar{n}) , (b) existența unei stări neutronică în undă p la energia de zero pentru nucleele din zona de masă $A \sim 90$ și (c) suprapunerea (coincidența) stării neutronică în undă $3-p$ cu pragul neutronic, [46].

Măsurători experimentale ale secțiunii de reacție și ale puterii de analiză vectoriale au evidențiat faptul că efectele de prag cele mai pronunțate s-au observat în reacția $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$, [9], [52]. Modelul CCBA reproduce anomalia în secțiunea de reacție dar nu și în puterea de analiză, vezi de exemplu [45].

Plecând de la concluziile modelului CCBA, Lane a propus un model fenomenologic, [9], bazat pe interpunerea rezonanței uniparticulă în undă p cu pragul canalului neutronic analog. În modelul Lane, elementul matricii S a unei reacții (d, p) este completat, numai în canalul protonic în undă p , cu un termen rezonant care descrie rezonanța uniparticulă neutronică,

$$S_{dp} \rightarrow S_{dp} + \frac{\alpha_{dp}^j}{\epsilon_j} \delta_{l1} \quad (3.1)$$

Parametrii α , denotă în modelul Lane intensitatea cuplajului de izospin între canalele analoge protonic și neutronic, în timp ce numitorul, $(\epsilon_j|_{E \rightarrow 0} \sim \bar{E}_j - E - i/2\Gamma)$, unde \bar{E}_j - poziția energetică a rezonanței și Γ - lărgimea totală sunt aici funcții dependente de energie) are o dependență energetică specială, așa cum urmează mai jos. Termenul rezonant se adaugă la matricea S care descrie fondul reacției, numai pentru momentul cinetic orbital $l=1$ din canalul protonic de ieșire (l, j reprezintă momentul cinetic orbital respectiv total al particulei emergente).

Numitorul cuasirezonant este derivat folosind proprietățile stării neutronice uniparticulă de energie zero. Potrivit lui Lane și Thomas, [10], funcția de undă a unei stări legate care se apropie de energia de zero trebuie să fie renormalizată. Factorul de renormalizare (factor de compresie) este definit în teoria matricii R ca,

$$\beta(E) = \frac{1}{1 + \gamma_{\pi n}^2 dS/dE} = \frac{1}{1 - 2\theta^2 dS/d(\rho^2)} \quad (3.2)$$

unde $\gamma_{\pi n}^2$ este lărgimea redusă neutronică, $S(E)$ - este funcția de Salt, \hbar^2/ma^2 - lărgimea Wigner, $\theta^2 = \gamma_{\pi n}^2(\hbar^2/ma^2)^{-1}$ - lărgimea redusă neutronică adimensională, m - masa redusă, a - raza de canal, $\rho = kr$, k - număr neutronic de undă. Mărima $dS/d(\rho^2)$ ia valori negative pentru stări legate și variază rapid la energia de zero. De aici rezultă efectul de compresie al scalei energetice pentru starea uniparticulă neutronică în undă 3-p.

Efectul de compresie al rezonanței uniparticule poate fi abordat folosind modelul optic, pentru derivarea funcțiilor de undă de împrăștiere, precum și modelul în pături, pentru determinarea funcțiilor și valorilor proprii ale stării uniparticulă. Factorul de compresie poate fi scris ca raportul dintre funcția de undă normalizată $u(r)$ a unei stări legate și extensia spațială a acesteia, la infinit, $f(r)$, [9]. Lane și Thomas, [10], au arătat că în cazul unei stări nucleare cuasilegate, integrala $\int_0^\infty |f(r)|^2 dr$ poate fi efectuată până la punctul de întoarcere a_t ,

$$\beta(E) = \frac{\int_0^a |u|^2 dr}{\int_0^a |u|^2 dr + \frac{|u(a)|^2}{|f(a)|^2} \int_a^{a_t} |f(r)|^2 dr} \quad (3.3)$$

Aici, funcția de undă de canal $f(r)$ are o comportare asimptotică de forma, $f(r) \approx \exp(ikr)$ pentru $E > 0$ și $f(r) \approx \exp(-kr)$ pentru $E < 0$.

Pornind de la un potențial nuclear Woods-Saxon și raza de racord a unei stări uniparticulă neutronice, s-au determinat numeric funcțiile de undă din regiunea internă și cea externă precum și energiile corespunzătoare stărilor uniparticulă neutronice 3-p_{3/2} și 3-p_{1/2}. Calculele s-au realizat cu ajutorul unei subrutine specializate din codul DWUCK4, [69], - program numeric bazat pe metoda DWBA care poate permite și studiul reacțiilor de stripping pe stări nelegate. S-au utilizat un potențial optic Ross, [19], precum și razele de canal determinate de Lynn în sistematica stărilor uniparticulă, vezi Ref. [19]. Parametrii de model optic folosiți în calculele prezente sunt: $r_0 = 1,3$ fm, adâncimea potențialului $V_0 = -42,8$ fm, factorul de difuzie $d = 0,69$ fm și coeficientul de cuplaj spin-orbită, $\lambda = 39,5$.

a(fm)	$E_{3/2}$ (MeV)	$\beta(E_{3/2})$	$\beta(E_{3/2})^{(a)}$	a(fm)	$E_{1/2}$ (MeV)	$\beta(E_{1/2})$
6,18	0	0,13	0,11	6,37	0	0,14
6,25	-0,15	0,21	0,21	6,42	-0,11	0,21
6,32	-0,42	0,27	0,27	6,47	-0,24	0,24
6,575	-1,57	0,39	0,39	6,56	-0,61	0,31
6,8	-2,8	0,45	0,45	6,65	-1,03	0,36
				6,84	-1,95	0,54
				7,0	-2,92	0,53

^(a) Din Ref. [9]

Tabelul 3.1: Factorul de compresie β pentru stările uniparticulă neutronice $3-p_{3/2}$ (col. 1-4) și $3-p_{1/2}$ (col. 5-7) la diferite valori proprii ale energiei (a - raza de canal). Factorii $\beta(E)$ s-au determinat prin calcule de model optic pentru împrăștiere neutronice pe nuclee din zona de masă $A \approx 90$ folosind un potențial Woods-Saxon cu raze $R_{1/2}$ identice cu raza de canal a precum și valori proprii ale energiei din Ref. [19].

Factorii de compresie s-au determinat atunci din ecuația (3.3) pentru fiecare rază de canal considerată. Rezultatele acestor calcule sunt prezentate în Tabelul 3.1. Se poate remarca o reproducere exactă a valorilor obținute de Lane pentru factorul de compresie corespunzător stării uniparticulă $3-p_{3/2}$. În Figura 3.1 se prezintă dependența energetică a coeficienților de compresie pentru cele două stări uniparticulă analizate.

Variația rapidă a factorului de renormalizare lângă energia de zero se poate asocia cu o comportare asemănătoare a funcției de undă neutronice $3-p_{3/2}$ remarcată în calcule de model optic în zona de masă $A \approx 90$, [68]. Un efect similar ar trebui remarcat și pentru componenta $3-p_{1/2}$ în analize CCBA din zona de masă $A \approx 110$. Efectele de prag de mică intensitate sau indiscernabile induse de componenta de undă $3-p_{1/2}$ din zona de masă $A \approx 110$ nu pot fi explicate datorită unei amplitudini mici a undei $p_{1/2}$, [56]; ar trebui să existe alte cauze.

Numărătorul elementului rezonant de matrice S poate fi scris în termenii matricii R,

$$\epsilon_j^{-1} = \frac{1}{E_j - E - (S_1 + iP_1 - b)\gamma_{\pi n}^2 - i\Gamma'/2} \quad (3.4)$$

unde $j=3/2,1/2$ este spinul total al canalului protonic în undă p , E_j reprezintă energia rezonanței (corespunzătoare condițiilor de frontieră b la raza de canal a),

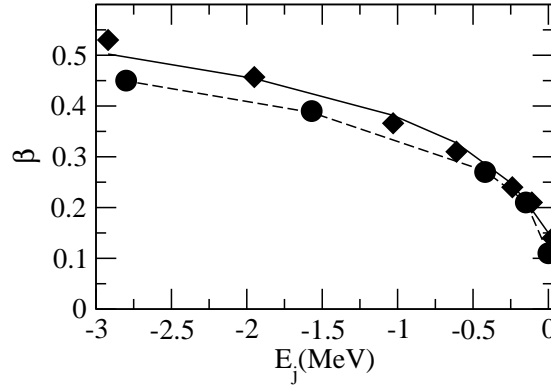


Figura 3.1: Factorul de compresie de model optic $\beta(E)$ pentru starea uniparticulă neutronică $j_p = 3/2$ (cercuri) și $j_p = 1/2$ (romb). Linia întreruptă și linia continuă reprezintă funcțiile fitate obținute prin dezvoltarea derivatelor funcției de Salt $S(E)$ în teoria matricii R.

$S_{l=1}$ și $P_{l=1}$ sunt funcțiile de Salt și de Penetrabilitate, calculate în acord cu teoria matricii R, $\gamma_{\pi n}^2$ și Γ' - lărgimea redusă respectiv totală a rezonanței uniparticulă neutronică în undă p . Așa cum am menționat mai sus, funcțiile de Salt și de Penetrabilitate au o variație puternică în jurul energiei de zero. Această proprietate face distincția dintre termenul rezonant Lane și forma binecunoscută a unei rezonanțe Breit-Wigner. În fapt, caracteristicile experimentale ale anomaliilor de prag 3- p (o deplasare energetică de aproximativ 100-200 KeV de la pragul canalului neutronic analog precum și o semilărgime de aproximativ 700 KeV) se pot reproduce tocmai datorită acestor proprietăți.

Variația energetică a numitorului rezonant, $\epsilon_j(E)$, se poate rescrie în termenii lărgimii reduse θ^2 și a razei de canal a . Folosind parametrizarea Lane, numitorul rezonant se poate scrie ca,

$$\epsilon_j^{-1} = \frac{1}{x_j \mp \frac{1}{2}\rho^2 - (S - S_0)\theta^2 - i(y + P\theta^2)} \quad (3.5)$$

Am definit aici termenii de salt energetic: $x_j = [E_j - (S_1(0) - b)\gamma_{\pi n}^2](\hbar^2/ma^2)^{-1}$, $\rho^2 = (k_n a)^2 = 2|E - Q|(\hbar^2/ma^2)^{-1}$, $y = \frac{1}{2}\Gamma'(\hbar^2/ma^2)^{-1}$, k_n - numărul de undă neutronic și Q - Q -ul reacției (d, \bar{n}). Expresiile termenilor $(S - S_0)\theta^2$ și $P\theta^2$ s-au evaluat cu valorile din matricea R ale funcțiilor de Salt și Penetrabilitate, [10], și apelând la o dezvoltare liniară a funcției de Salt la energii apropiate de zero. Ca urmare, numitorul rezonant pentru o stare uniparticulă neutronică în undă p la

energii $E < 0$ va fi,

$$\epsilon_j^{-1} = \frac{1}{x_j - \frac{1}{2}\rho^2 - \rho^2\theta^2/(1 + \rho) - iy} \quad (3.6)$$

în timp ce pentru $E > 0$,

$$\epsilon_j^{-1} = \frac{1}{x_j + \frac{1}{2}\rho^2 + \frac{1}{2}\rho^2\theta^2/(1 + \rho^2) - i[y + \rho^3\theta^2/(1 + \rho^2)]} \quad (3.7)$$

Aceste formule vor fi folosite, în cele ce urmează, pentru descrierea numerică a anomaliilor de prag.

Prin compararea factorului de compresie determinat în termenii matricii R,

$$\beta(E) = \frac{1}{1 + \theta^2(\rho + 2)/(\rho + 1)^2} \quad (3.8)$$

cu rezultatele numerice obținute prin calcule de model în pături, Lane a estimat [9] valoarea adimensională a lărgimii reduse corespunzătoare stării uniparticule neutronice $3-p_{3/2}$, $\theta^2=4$, și o anumită rază de canal, $a=8$ fm.

Pe de altă parte, măsurători experimentale de împrăștiere au arătat influența manifestată de difuzibilitatea nucleară asupra lărgimii reduse neutronice. Vogt a propus o formulă empirică care descrie relația dintre cei doi factori, [70]. Luând în considerare o difuzibilitate de 0,69 fm, se obține o lărgime redusă apropiată de cea dedusă de Lane ($\theta^2=4$). În literatura de specialitate există și alte studii privind comportarea rezonanței uniparticulă la energii de zero, de exemplu Kadmsky *et al*, [71].

În această lucrare am recalculat dependența energetică obținută de Lane pentru coeficientul de compresie al stării uniparticulă neutronice $3-p_{3/2}$. În plus, am reluat aceeași metodă de determinare și pentru starea uniparticulă $3-p_{1/2}$. În Figura 3.1 am reprezentat alături de coeficienții de compresie determinați din calcule de model optic (prezentați în Tabelul 3.1; cercuri pline pentru starea $3-p_{3/2}$ respectiv romb pentru $3-p_{1/2}$) și valorile fitate cu relația 3.8 (linie punctată și respectiv linie continuă). S-au obținut următoarele valori ale lărgimii reduse și razei de canal: $\theta^2=4$, $a=8$ fm pentru starea $3-p_{3/2}$ respectiv $\theta^2=3,7$ și $a=7,6$ fm pentru $3-p_{1/2}$. Se va arăta ulterior că intensitatea efectului de prag $3-p_{1/2}$ este cu aproximativ 10% mai mică dacă se folosesc în calcule valorile coeficienților $\theta^2=3,7$ și $a=7,6$ fm.

Pentru evaluarea numerică a numitorului rezonant ϵ_j , Lane a calculat valoarea $y = 2$ în timp ce coeficienții x_j sunt limitați să varieze în intervalul $[-3,3]$. Aceste

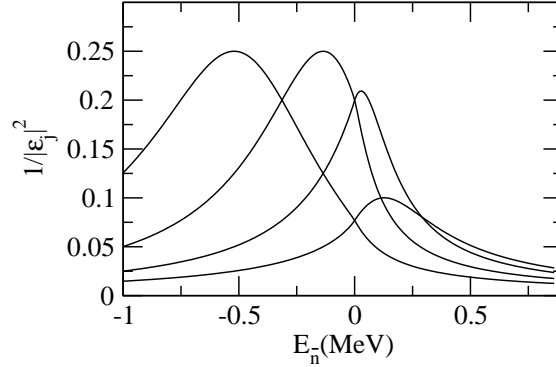


Figura 3.2: Dependenta energetica a numitorului Lane $1/|\epsilon_j|^2$ pentru o rezonanta uniparticula neutronica 3-p. De la stanga la dreapta, curbele corespund urmatoarelor pozitii energetice: $x_j=-3, x_j=-1, x_j=1$ si $x_j=3$.

valori s-au obtinut din urmatoarea estimare. Largimea Wigner \hbar^2/ma^2 este aproximativ $2/3$ pentru o raza de canal $a=8$ fm. Considerand o largime totala de dezintegrare Γ' de 3 MeV atunci rezultă $y=2$. Pentru o despicare spin-obita $E_{1/2} - E_{3/2} = 4/3$ MeV, se obtine $x_{1/2} - x_{3/2} = 2$. Daca variatia energiei medii a rezonantei nu depaseste intervalul $[-4/3, 4/3]$ MeV, coeficientii x_j vor varia atunci in intervalul $[-3, 3]$.

Cu parametri de mai sus am determinat si analizat dependenta energetica a termenului $1/|\epsilon_j|^2$ la pragul canalului neutronic analog atunci cand x_j ia valori in interval $[-3, 3]$, vezi Figura 3.2. Se observa ca pentru valoarea maxim admisa, $x_{j=1/2}=3$, amplitudinea termenului $1/|\epsilon_j|^2$ scade aproape la jumătate. Totusi trebuie sa mentionam faptul ca termenul $1/|\epsilon_j|^2$ isi pastreaza o valoare aproape constanta pentru restul intervalului de variatie a coeficientilor x_j .

3.3 Amplitudinea de Tranziție

Amplitudinea de tranziție anomală ce corespunde elementului matricii R a fost exprimată într-o formă compatibilă cu schema de cuplaj a momentului cinetic de transfer, caracteristică modelului DWBA, [58],

$$T_{m_d m_A, m_p m_B}^\pi = \frac{1}{2k_d} \sum_{l_d l_p} \sqrt{(2l_d + 1)(2l_p + 1)} \sum_{J j_d j_p} \langle l_d s_d 0 m_d | j_d m_d \rangle \quad (3.9)$$

$$\langle j_d I_A m_d m_A | J M \rangle \langle l_p s_p 0 m_p | j_p m_p \rangle$$

$$\langle j_p I_B M - m_B m_B | JM \rangle R_{l_d j_d, l_p, j_p}^J d_{m_p, M - m_B}^{j_p}(\theta_p)$$

unde m_d , m_A , m_p și m_B sunt numerele cuantice magnetice ale deuterionului, nucleului țintă, protonului respectiv nucleului rezidual, M este proiecția momentului cinetic total J iar $d_{m_p, M - m_B}^{j_p}(\theta_p)$ reprezintă matricea de rotație la unghiul de împrăștiere θ .

În acord cu modelul Lane, elementul matricii de reacție utilizat pentru descrierea unei rezonanțe în undă p este,

$$R_{l_d j_d, l_p j_p}^J = \sum_{j_p=1/2, 3/2} \frac{\alpha_{l_d j_d}^{l_p=1, j_p=1/2, 3/2} (\hbar^2 / m a^2)}{E_j - E - (S_1 + i P_1 - b) \gamma_{\pi n}^2 - i \frac{\Gamma'}{2}} \quad (3.10)$$

unde (l_d, j_d) denotă valorile momentului cinetic orbital și total ale deuterionului din canalul de intrare corespunzătoare canalului protonic cu $l_p = 1, j_p = 1/2, 3/2$, J este momentul cinetic total în sistemul de reacție iar α sunt coeficienții Lane indexați după partițiile momentului cinetic deuteronic $(l_d j_d)$ ce corespund unei protonice $p_{3/2}$ și $p_{1/2}$.

Un proces de interacție directă se poate studia în aproximația Born cu unde distorsionate (DWBA), [7], [59]. Potrivit codului de reacție DWUCK, [63], amplitudinea de tranziție directă este,

$$T_{m_B m_p m_A m_d}^\beta = \frac{4\pi}{k_d k_p} \frac{B}{A} \sum_{l s j} \sqrt{2j+1} \langle I_A j m_A m_B - m_A | I_B m_B \rangle \sqrt{2l+1} A_{l s j} t_{l s j}^{m m_p m_d} \quad (3.11)$$

unde l, s, j și m sunt momentul cinetic orbital, spinul, spinul total și proiecția lui, asociate neutronului transferat. A, B sunt masele țintei respectiv ale nucleului rezidual, $A_{l s j}$ este amplitudinea spectroscopică a stării finale, în timp ce amplitudinea de tranziție redusă este dată de,

$$t_{l s j}^{m m_p m_d} = \sum_{j_d l_d j_p l_p} \langle l_d s_d 0 m_d | j_d m_d \rangle i^{l_d - l_p - l} \langle l_p s_p 0 m_p | j_p m_p \rangle \quad (3.12)$$

$$\langle j_p j m_d - m, m | j_d m_d \rangle \langle l_p l 0 0 | l_d 0 \rangle \sqrt{(2s_d + 1)(2j_p + 1)(2l_d + 1)}$$

$$\begin{pmatrix} l_p & s_p & j_p \\ l & s & j \\ l_d & s_d & j_d \end{pmatrix} X_{l s j}^{l_p j_p, l_d j_d} d_{m_p, m_d - m}^{j_p}(\theta_p)$$

unde integralele radiale $X_{lsj}^{l_p j_p, l_d j_d}$ sunt,

$$X_{lsj}^{l_p j_p, l_d j_d} = \frac{A}{B} \int dr_a \chi_{l_p}^{j_p}(k_p, \frac{A}{B} r_d) f_{lsj}(r_d) \chi_{l_d}^{j_d}(k_d, r_d) \quad (3.13)$$

Aici, $\chi_{l_p}^{j_p}$ și $\chi_{l_d}^{j_d}$ reprezintă funcțiile de undă distorsionate protonice respectiv deuteronice iar f_{lsj} este factorul de formă nuclear. Integralele radiale conțin dependența energetică a amplitudinii de tranziție în canalul de intrare și cel de ieșire. Acestea sunt responsabile pentru o dependență energetică de canalul de reacție într-un mod asemănător cu factorul de penetrabilitate din teoria matricii R.

Metodele de însumare ale celor două amplitudini de tranziție au fost prezentate în capitolul precedent. Vom relua însă cele mai importante idei și vom accentua unele aspecte computaționale întâlnite în analiza de față. Amplitudinea de tranziție totală este dată de suma,

$$T = T^\beta + T^\pi \quad (3.14)$$

Aceasta însumare se poate realiza ușor pentru nuclee țintă de spin zero. Într-un astfel de caz, $I_A = 0$ conduce la $J \equiv j_d$ și $M \equiv m_d$. Coeficienții Clebsch-Gordan care se înmulțesc la matricea de rotație din expresia (3.9) devin identici cu cei din relațiile (3.11)-(3.12). Termenul cuasirezonant al matricii de reacție se va adăuga atunci la integralele radiale, [49], [51],

$$X_{lsj}^{l_p j_p, l_d j_d} \rightarrow X_{lsj}^{l_p j_p, l_d j_d} (1 + R_{l_d j_d, l_p j_p}^J) \quad (3.15)$$

dacă coeficienții α din termenul $R_{l_d j_d, l_p j_p}^J$ se înlocuiesc cu mărimile α' date de relația, [72],

$$\alpha_{l_d j_d, l_p j_p} \sim \begin{pmatrix} l_p & s_p & j_p \\ l & s & j \\ l_d & s_d & j_d \end{pmatrix} X_{lsj}^{l_p j_p, l_d j_d} \alpha'_{l_d j_d, l_p j_p} \quad (3.16)$$

Multiplicarea integralelor radiale cu un termen de tip rezonant poate fi interpretată, până la un anumit punct, și dintr-o altă perspectivă. Potrivit definiției proceselor cuasirezonante, matricea de ciocnire se împarte într-un termen de fond (care conține interacția directă) și un termen rezonant, $U_{ab} \rightarrow U_{ab}^\beta + U_{ab}^\pi$. Indicii (ab) denotă aici orice canal care se deschide în procesul de reacție. Matricea de ciocnire U_{ab}^β este proporțională cu factorii de penetrabilitate din canalele deschise, $U_{ab}^\beta \sim (P_a P_b)^{1/2}$, în timp ce pentru o rezonanță Breit-Wigner, $U_{ab}^\pi \sim (P_a P_b)^{1/2} / (E_j - E + i/2\Gamma)$. O formă exactă a termenului cuasirezonant U^π a fost

derivată în parametrizarea matricii K, [22]. Matricea de ciocnire pentru un proces cuasirezonant poate fi în consecință aproximată sub forma,

$$U \sim U^\beta (1 + \alpha / (E_j - E + i\Gamma)) \quad (3.17)$$

unde $\alpha = |\alpha|e^{i\varphi}$ este un număr complex, definit de modul și o fază φ . Satchler a stabilit o relație de proporționalitate între matricea de ciocnire ce descrie o reacție de nucleu compus și integralele radiale care se regăsesc în elementul amplitudinii de tranziție al unui proces direct, [59]. Pornind de la această relație, vezi ecuația (2.57) din Capitolul 2, s-ar putea stabili o echivalență formală între ecuația (3.17) și ecuația (3.15). Punctul criticabil al acestei interpretări, [73], constă în faptul că dependența energetică a integralelor radiale precum și a penetrabilităților din canalul de intrare și cel de ieșire nu sunt identice. În timp ce integralele radiale urmează o formă de clopot potrivit variației energetice a secțiunii unei reacții de transfer, penetrabilitățile cresc strict monoton cu energia.

Metoda multiplicării integralelor radiale cu un termen rezonant Lane a fost utilizată în analiza anomaliei de stripping deuteronic în lucrările [52], [49], [51].

Din punct de vedere computațional, această metodă este ușor de implementat într-un cod de calcul de transfer direct. Cu toate acestea, elementul Wigner 9-j forțează schema de cuplaj a momentului cinetic total să coincidă cu schema de transfer. Cum cele două scheme de cuplaj nu sunt identice, unele tranziții din canalul de intrare ($l_d j_d$) în canalul de ieșire ($l_p j_p$) se vor pierde, [58]. În afara acestui neajuns, așa cum se va vedea în următoarele secțiuni, această metodă necesită un proces computațional de calcul intens care ar îngreuna utilizarea unor proceduri de minimizare pentru căutarea parametrilor de fit.

A doua metodă de însumare presupune o determinare independentă a elementului amplitudinii de tranziție anomală. Acesta se va adăuga la nivelul amplitudinii de tranziție reduse din termenul DWBA,

$$t_{mm_p m_d} = t_{mm_p m_d}^\beta + t_{mm_p m_d}^\pi \quad (3.18)$$

unde am omis indicii (l,s,j).

Înainte de operația de însumare, este necesar să definim o amplitudine de tranziție redusă a termenului rezonant, pornind de la expresia secțiunii de reacție a unui proces rezonant, [72],

$$t_{mm_m m_d}^\pi = \sqrt{\frac{E_d E_p k_d}{4\pi} \frac{1}{k_p} \frac{1}{2l+1} \frac{A}{B} \frac{1}{D_0}} T_{m_d m_A, m_p m_B}^\pi \quad (3.19)$$

unde $D_0 = -123,5 \text{ MeV } Fm^{3/2}$ este produsul dintre potențialul neutron-proton și funcția internă deuteronică evaluat în aproximația de "rază zero". O astfel de abordare numerică implică adăugarea unei subrutine dedicate calculării termenului rezonant al amplitudinii de tranziție reduse care trebuie să se adapteze celorlalte subrutine din structura codului DWUCK. Validarea rezultatelor s-a realizat prin următorul artefact numeric. Coeficienții Lane s-au multiplicat cu integralele radiale corespunzătoare canalului protonic în undă p . Atunci, secțiunile de reacție ar trebui să fie identice, până la un factor (elementul Wigner 9-j), cu cele obținute din metoda integralelor radiale modificate. Această procedură constituie cea de a treia modalitate numerică de determinare a funcțiilor de excitație ale unui proces cuasirezonant.

Multiplicarea parametrilor Lane cu integralele radiale poate avea și următoarea semnificație fizică. Dacă rezonanța ar fi deplasată departe de pragul canalului neutronic analog, termenul rezonant ar trebui să se comporte întocmai ca fondul canalului protonic în undă p , [25]. În această limită, parametrul Lane ar trebui să aibă o dependență energetică asemănătoare integralelor radiale DWBA din canalul protonic în undă $l_p = 1$.

Din punct de vedere computațional, dacă se apelează la un algoritm de minimizare pentru extragerea parametrilor Lane, ultimile două metode ar fi mult mai adecvate decât prima. Funcția teoretică care se reconstituie la fiecare ciclu de iterație v-a presupune numai determinarea termenului anomal Lane, în timp ce amplitudinea de tranziție DWBA este calculată o singură dată la începutul ciclului de minimizare.

Anomalia de prag 3-p a fost observată îndeosebi în reacții de stripping deuteronic pe ținte de spin zero din zona de masă $A \sim 90$. Reacțiile de stripping pe nuclee țintă cu spin nenul dar care conduc la stări reziduale de spin zero pot fi de asemenea abordate cu metodele amintite pe baza teoremei de reciprocitate aplicate secțiunii DWBA, [7]. Chiar și atunci când atât nucleul țintă cât și nucleul rezidual au spini nenuli, se poate aplica, cel puțin calitativ, metoda integralelor radiale modificate, pe baza corespondenței stabilite de Satchler între integralele radiale dintr-un proces direct și elementul matricii de ciocnire pentru un proces rezonant, [59], [72].

O determinare exactă a amplitudinii totale de tranziție, ar presupune în acest caz o modificare a codului DWUCK prin forțarea acestuia de a calcula amplitudinea de tranziție până la expresia din relația (3.11) și de a nu se opri la termenii amplitudinii de tranziție reduse. Firește, și termenul Lane se va calcula acum potrivit ecuației (3.9).

Secțiunea de reacție DWBA,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{2J_A + 1} \frac{1}{2s_a + 1} \sum_{m_A m_B m_d m_p} |T_{m_B m_p m_A m_d}|^2 \quad (3.20)$$

se determină în codul DWUCK pe baza proprietății de ortogonalitate a coeficienților Clebsch-Gordan la însumarea lor după indicii magnetici m_A și m_B (adică adunarea pătratelor elementelor amplitudinii de tranziție reduse),

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \frac{4\pi}{E_d E_p} \frac{k_a}{k_b} \left(\frac{B}{A}\right)^2 \sum_{m m_d m_p j} \frac{1}{2j + 1} \left| \sum_{l_s} \sqrt{2l + 1} A_{l_s j} t_{l_s j}^{m m_p m_d} \right|^2 \quad (3.21)$$

Aici, E_d și E_p sunt energiile celor două particule, deuteronul respectiv protonul, în sistemul centrului de masă. Atunci, amplitudinea de tranziție de fond, $T_{m_B m_p m_A m_d}^\beta$, ar trebui determinată suplimentar în codul DWUCK și adăugată apoi la termenul rezonant corespondent din ecuația (3.9).

În concluzie, putem alege oricare dintre cele trei metode prezentate mai sus în vederea adunării elementelor amplitudinii de tranziție directe și cuasirezonante. Prima dintre ele este constrânsă la restricții ale schemei de cuplaj a momentului cinetic dar poate fi folosită în cazul reacțiilor de transfer cu spinul nucleului țintă nenul fără modificări suplimentare ale codului DWUCK. Celelalte două metode pot determina separat amplitudinea de tranziție DWBA respectiv amplitudinea de tranziție cuasirezonantă. În orice caz, rezultatele numerice obținute, și anume funcțiile de excitație ale secțiunii de reacție sau ale puterii de analiză ale unui proces cuasirezonant, ar trebui să fie aproape aceleași, indiferent de metoda de lucru utilizată.

3.4 Abordare Numerică

Anomalia de prag 3- p se obține prin interferența dintre fondul reacției (d, p) și termenii rezonanți de prag; forma anomaliai "single-dip" sau "double-dip" poate fi reprodusă astfel numeric în acord cu datele experimentale. Anomaliile de prag mai pronunțate s-au observat în reacții de stripping deuteronic pe nuclee țintă de spin și paritate 0^+ care conduc la stări reziduale $5/2^+$. Canalul protonic în undă $p_{3/2}$ și $p_{1/2}$ este în consecință asociat, potrivit schemei de cuplaj a momentului cinetic total, cu următoarele partiții ale momentului cinetic (l_d, j_d) din canalul deuteronic de intrare: (1,1) ; (1,2) ; (3,2) ; (3,3) ; (3,4) ; (5,4) și respectiv (1, 2) ; (3, 2) ; (3, 3). Pentru a descrie caracteristicile anomaliai, coeficienții Lane $\alpha_{l_d j_d}^{j_p}$, trebuiesc

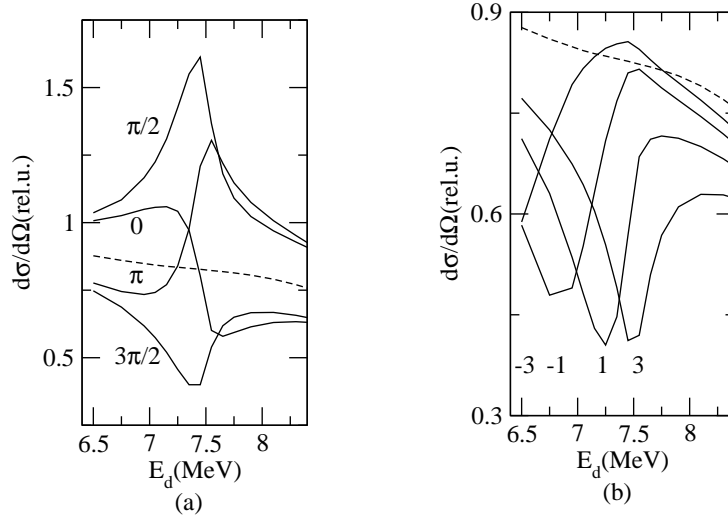


Figura 3.3: (a) Secțiunea diferențială ”computațională” pentru o anomalie single-dip determinată la 160° cu parametrul $\alpha_{l_d=3, j_d=4}^{j_p=3/2} = 3$. Calculele s-au realizat cu $x_j=2$, $Q_{d\bar{n}}=7,3$ MeV și parametri de model optic corespunzători reacției de stripping $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$. În figură sunt trecute valorile fazei relative Φ dintre S_{dp} și termenii α^* . (b) Variația secțiunii cu termenii $x_j = -3, -1, 1, 3$. Linia întreruptă din ambele figuri reprezintă fondul DWBA al reacției de stripping.

înlocuiți cu valori numerice potrivite pentru intensitate (tărie) și fază. Aceste valori numerice ne așteptăm să depindă de partițiile de moment cinetic din canalul de intrare asociate canalului protonic de ieșire în undă $p_{3/2}$ sau $p_{1/2}$.

O primă abordare a prezentului studiu constă în analiza comportării funcțiilor de excitație ale secțiunii și puterii de analiză pentru fiecare partiție de moment cinetic (l_d, j_d) din canalul de intrare deuteronic.

O evaluare aproximativă a formei anomaliei de prag se poate deduce din dezvoltarea secțiunii de reacție a unui proces cuasirezonaant în termenii matricii S,

$$\sigma_{dp} \sim |S_{dp} + \Delta S_{dp}|^2 \approx |S_{dp}|^2 + 2\text{Re}(S_{dp}\Delta S_{dp}^*) \quad (3.22)$$

S-a neglijat aici modulul pătrat al termenului anomal deoarece $|\Delta S_{dp}|^2 \sim 0$. Ca urmare, forma anomaliei de prag este descrisă de termenul de interferență,

$$\Delta\sigma \sim \text{Re}(S_{dp}\Delta S_{dp}^*) \sim \text{Re}\left(S_{dp}\frac{\alpha^*}{\epsilon_j^*}\right) \sim \text{Re}\left(S_{dp}\alpha^*\frac{\bar{E}_j - E - i/2\Gamma}{(\bar{E}_j - E)^2 + 1/4|\Gamma|^2}\right) \quad (3.23)$$

unde am presupus o dependență energetică a numitorului termenului anomal, $\epsilon_j \sim$

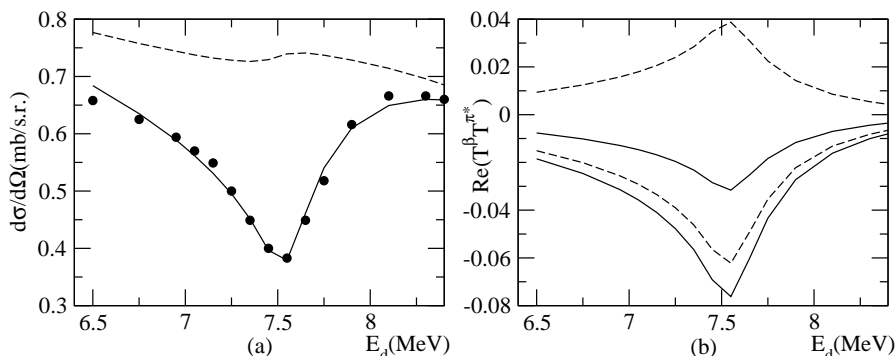


Figura 3.4: (a). Secțiunea diferențială, experimentală (cercuri) și "compuțională" (linie continuă pentru $(l_d, j_d) = (1, 2)$ și întreruptă pentru $(l_d, j_d) = (3, 2)$) pentru reacția $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$ la 160° . (b). Interferențe distructive (linia întreruptă) sau constructive (linia continuă) ale celor doi termeni ai amplitudinii de tranziție determinați de numerele cuantice magnetice ($m_p = -1/2, m_d = 1, m = 1/2$) și ($m_p = 1/2, m_d = 0, m = 1/2$). Acestea din urmă permit descrierea cu succes a efectului anomal de prag (vezi figura alăturată).

$\bar{E}_j - E - i/2\Gamma$. Jocul fazelor termenului de fond S_{dp} și ale coeficienților Lane α^* ar trebui să determine forma anomaliiei. Se pot obține patru forme tipice ale anomaliiei dacă variem faza relativă în intervalul $[0, 2\pi]$: forma de S întors ($\Phi(S_{dp}\alpha^*) \sim 0$), forma de rezonanță ($\Phi(S_{dp}\alpha^*) \sim \frac{\pi}{2}$), forma de S ($\Phi(S_{dp}\alpha^*) \sim \pi$), și în fine forma de dip (rezonant) ($\Phi(S_{dp}\alpha^*) \sim \frac{3\pi}{2}$). Un exemplu generic este prezentat în Figura 3.3. Calculele s-au realizat cu o partiție unică în canalul de intrare, ($l_d=3, j_d=4$), corespunzătoare canalului protonic $p_{3/2}$.

Aceste forme predicționate ale anomaliiei, nu se regăsesc pentru toate partițiile posibile ale momentului cinetic deutronic cuplat la unda p protonică. Calculele s-au efectuat cu programul DWUCK căruia i s-au adăugat subrutine necesare evaluării termenului cuasirezonant. Testele numerice au arătat că anumite partiții din canalul de intrare, cum ar fi ($l_d=3, j_d=2$), ($l_d=3, j_d=3$) sau ($l_d=5, j_d=4$), nu pot reproduce forma de dip rezonant a anomaliiei de prag.

Pentru a înțelege mai bine manifestările diferite ale secțiunii de reacție anormale în funcție de partiția de moment cinetic considerată în canalul deutronic de intrare, s-a trecut la o analizare mai atentă a secțiunii de reacție evaluată de codul DWUCK. Potrivit ecuațiilor (3.18) și (3.21), secțiunea de reacție anomală poate fi aproximată de o sumă coerentă în termenii elementelor amplitudinii de tranziție

reduse DWBA și cuasirezonaante,

$$\Delta\sigma \sim \sum_{mm_p m_d} Re(t_{mm_p m_d}^\beta t_{mm_p m_d}^{\pi*}) \quad (3.24)$$

implicând o interferență constructivă sau distructivă între aceștia. Cele patru forme analizate ale anomaliei pot fi reproduse de fiecare element constituent al sumei, $Re(t_{mm_p m_d}^\beta t_{mm_p m_d}^{\pi*})$, dar nu în mod necesar și de întreaga sumă.

Un exemplu numeric în sprijinul afirmației de mai sus este ilustrat în Figura 3.4 (a) și 3.4 (b). În Figura 3.4 (a) sunt reprezentate secțiunea experimentală (cercuri pline) a reacției de stripping $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$ la unghiul de reacție de 160° precum și secțiunea "computațională" a procesului cuasirezonaant determinată pentru două partiții diferite: partiția ($l_d = 1, j_d = 2$) cu linie continuă și respectiv partiția ($l_d = 3, j_d = 2$) cu linie întreruptă. După cum se observă, anomalia de prag este descrisă corespunzător de canalul deuteronic cu ($l_d = 1, j_d = 2$) în timp ce a doua partiție considerată nu poate reproduce decât fondul DWBA. În Figura 3.4 (b) am reprezentat componentele $t_{mm_p m_d}^\beta t_{mm_p m_d}^{\pi*}$ cele mai importante din suma (3.24). Acestea sunt în număr de două pentru fiecare partiție și corespund numerelor cuantice magnetice $m_p = -1/2, m_d = 1, m = 1/2$ respectiv $m_p = 1/2, m_d = 0, m = 1/2$. Observăm acum de ce nu se poate reproduce efectul anomal în partiția ($l_d = 3, j_d = 2$). Cele două funcții reprezentate cu linie întreruptă din Figura 3.4 (b) au faze opuse și ca rezultat efectul anomal din secțiunea de reacție se anulează. Testări numerice au evidențiat faptul că interferența distructivă care se produce pentru anumite partiții ale momentului cinetic din canalul deuteronic este controlată de coeficienții Clebsch-Gordan care intră în descrierea cuantică a cinematicii elementului amplitudinii de tranziție. Acești coeficienți sunt de asemenea responsabili pentru anularea contribuțiilor la secțiunea de reacție anomală pentru alte partiții deuteronice, cum ar fi de exemplu, ($l_d = 3, j_d = 3$) sau ($l_d = 5, j_d = 4$).

Caracteristicile experimentale ale secțiunii anomaliei de prag 3-p pot fi descrise și de alte partiții din canalul deuteronic de intrare, cum ar fi: ($l_d = 1, j_d = 1$), ($l_d = 1, j_d = 2$), ($l_d = 3, j_d = 4$) pentru un efect în undă $3-p_{3/2}$ respectiv ($l_d = 1, j_d = 2$), ($l_d = 3, j_d = 3$) pentru un efect în undă $3-p_{1/2}$. Am investigat fazele coeficienților Lane care descriu în secțiune un efect anomal sub formă de dip rezonaant pentru fiecare din partițiile enumerate mai sus. Fazele coeficienților α corespunzătoare celor trei metode propuse de calcul al termenului total al amplitudinii de tranziție sunt prezentate în Tabelul 3.2. Se poate observa că diferența fazelor determinate de metoda a treia (φ_{III}) și metoda a doua (φ_{II}), $\Delta\varphi = \varphi_{III} - \varphi_{II}$, este de aproximativ $\pi/2$ pentru momentul cinetic orbital deuteronic $l_d = 1$ respectiv π pentru $l_d = 3$. Aceste valori reprezintă de fapt fazele integralelor radiale $\phi =$

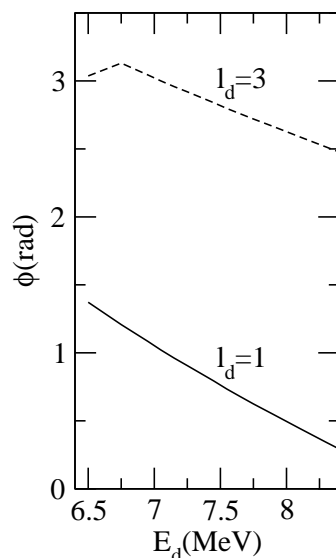


Figura 3.5: Faza integralelor radiale, $X_{l=2,s=1/2,j=5/2}^{l_p=1,j_p=3/2;l_d=1,j_d=2}$ și $X_{l=2,s=1/2,j=5/2}^{l_p=1,j_p=3/2;l_d=3,j_d=2}$, versus energia incidentă deuteronică, pentru strippingul pe nucleul ^{88}Sr la 160° . Integralele radiale corespund momentului cinetic orbital $l=1$ și $l=3$ din canalul de intrare asociat cu unda $p_{3/2}$ din canalul protonic de ieșire.

(l_d, j_d)	(1,1)	(1,2)	(3,4)	(1,2)	(3,3)
j_p	3/2	3/2	3/2	1/2	1/2
φ_I	$\pi/2$	$\pi/2$	π	$\pi/2$	π
φ_{II}	π	0	π	0	π
φ_{III}	$\pi/2$	$3\pi/2$	0	$3\pi/2$	0

Tabelul 3.2: Fazele $\varphi_{l_d j_d}^{j_p}$ ale coeficienților Lane care generează un efect anomal sub formă de single-dip în reacția $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$ la $\theta=160^\circ$. În prima linie și prima coloană a tabelului sunt date partițiile momentului cinetic din canalul deuteronic de intrare respectiv metodele de determinare utilizate. Datele prezentate oferă numai o descriere calitativă a formei de dip rezonant anomal. Valorile obținute prin fitări la datele experimentale vor fi prezentate în secțiunea următoare.

$\text{atan}(\text{Im}(X_{l_d j_d})/\text{Re}(X_{l_d j_d}))$ corespunzătoare celor două momente cinetice orbitale, vezi Figura 3.5. Se poate remarca de asemenea faptul că defazajul $\Delta\varphi$ dintre două partiții de moment cinetic diferit este dictat de faza relativă a integralelor radiale.

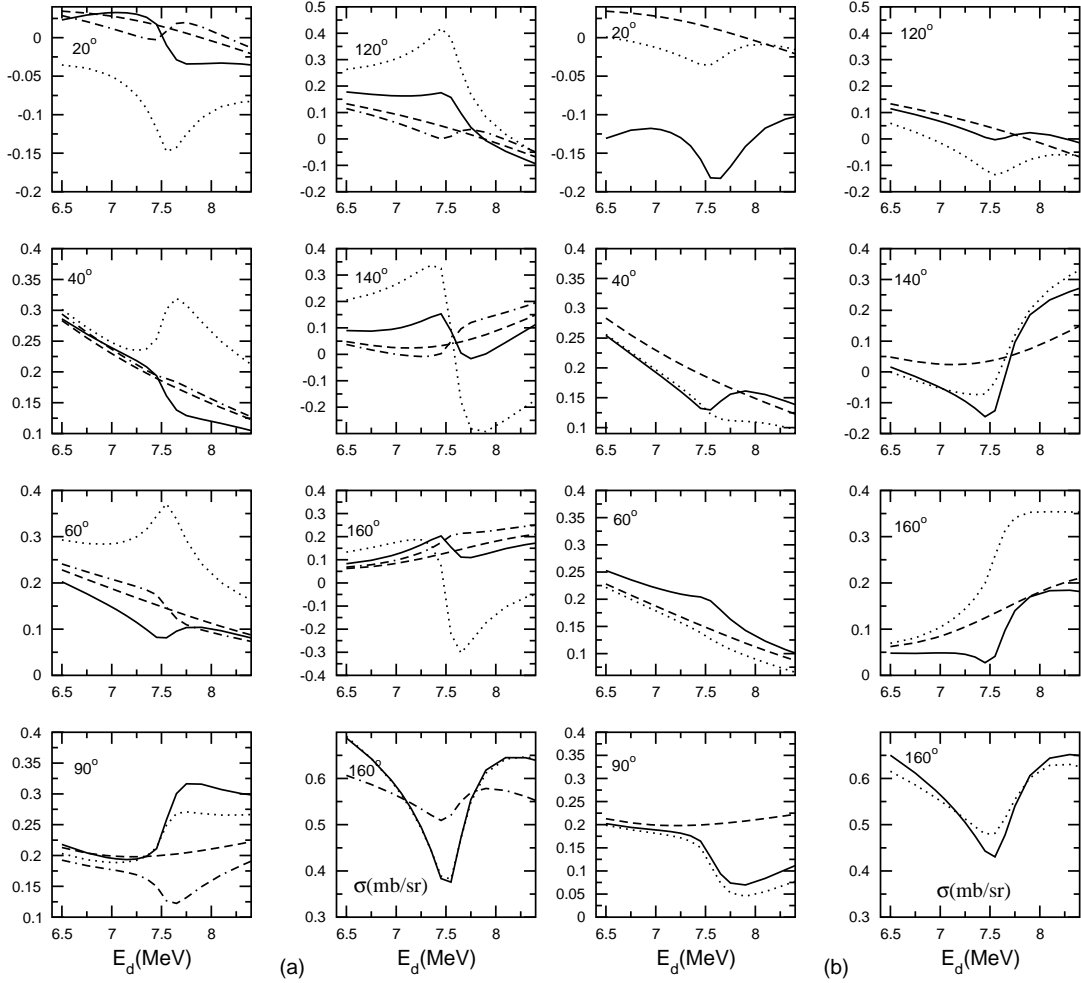


Figura 3.6: Analiza numerică a formei anomaliilor de prag în puterea de analiză pentru diferite partiții ale momentului cinetic din canalul de intrare. Funcțiile de excitație s-au determinat pentru fazele coeficienților α ce determină un efect single dip în secțiunea de reacție. (a) Liniile ”-- ”, continuă și punctată reprezintă funcțiile de excitație pentru canalul protonic $p_{3/2}$ la următoarele partiții deuteronice: $(l_d=1, j_d=1)$, $(l_d=1, j_d=2)$ și $(l_d=3, j_d=4)$. (b) Reprezentări similare obținute pentru unda protonică $p_{1/2}$ și $(l_d=1, j_d=2)$ - linie continuă, $(l_d=3, j_d=3)$ - linie punctată.

Funcțiile de excitație ale puterii de analiză ar trebui să aibă o dependență similară de faza relativă $\Phi(S_{dp}\alpha^*)$, ca și cele ale secțiunii de reacție, deoarece se îndeplinește următoarea relație,

$$\Delta A_y \sim \text{Im}(S_{dp} \frac{\alpha^*}{\epsilon_j^*}) \quad (3.25)$$

Similar cu secțiunea de reacție "compuțională", puterea de analiză se comportă în mod diferit în funcție de partiția momentului cinetic din canalul de intrare. Rezultatele numerice obținute prin aplicarea unor partiții care pot descrie un dip rezonant și coeficienții Lane corespunzători sunt prezentate în Figura 3.6 (a) și Figura 3.6 (b). Se poate observa schimbarea formei funcțiilor de excitație ale puterii de analiză anormale de la S sau S inversat pentru unghiuri înapoi la forme de rezonanțe sau dip la unghiurile înainte. Efectul anormal este amplificat pentru partiția ($l_d=3, j_d=4$) în putere de analiză, în condițiile reproducerii aceluiași efect anormal în secțiunea de reacție pentru toate partițiile analizate. (S-a renunțat la partiția $l_d=1, j_d=1$, deoarece nu poate reproduce efectul anormal experimental foarte evidențiat în secțiunea diferențială a reacției de stripping deuteronic pe ^{88}Sr .) Puterea de analiză corespunzătoare canalului protonic $p_{1/2}$ este în opoziție de fază cu cea a canalului protonic $p_{3/2}$; acest efect poate fi asociat cu bine cunoscuta regulă Yule-Haeberli, [74], stabilită la reacțiile de transfer cu particule polarizate.

Reacția de stripping (d, p) la unghiuri înainte este controlată în principal de efecte cinematice, cum ar fi transferul de impuls, [7], [68], [75]. În consecință, efectele de prag nucleare sunt mai puțin discernabile pentru aceste unghiuri în față. Efectele nucleare devin importante în afara picului de stripping, la unghiuri înapoi, ($\theta > 130^\circ$). Secțiunea diferențială de reacție poate evidenția efecte nucleare de prag, chiar și la unghiuri în față, prin factorii spectroscopici $\sigma^{exp}(\theta)/\sigma^{DWBA}(\theta)$, ($\theta < 130^\circ$). Factorii spectroscopici ar trebui să fie independenți de energia incidentă deuteronică. Cu toate acestea, s-au observat deviații de la valoarea constantă imediat lângă prag în analiza anomaliei din reacția $^{90}\text{Zr}(d, p)^{91}\text{Zr}$, [76]. Este vorba, așadar, de o demonstrație indirectă a existenței efectului în secțiune pentru unghiuri înainte.

Pe de altă parte, efectul de prag ar trebui să fie prezent în puterea de analiză pentru toate unghiurile măsurate. Într-adevăr, puterea de analiză A_y este sensibilă nu la mărimea fondului ci mai degrabă la efectul de interferență iar anomalia este un efect autentic de interferență.

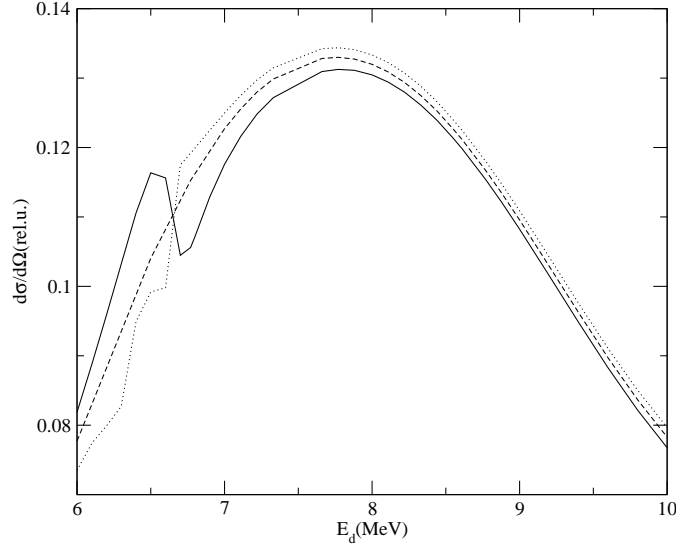


Figura 3.7: Anomalia double-dip: rezonanță + dip (linie continuă) și double-dip (linie punctată) obținute pentru două partiții deuteronice, $(\alpha, \varphi)_{l_d=3, j_d=4}^{j_p=3/2} = (2, 0)$ și $(\alpha, \varphi)_{l_d=3, j_d=3}^{j_p=1/2} = (6, \pi)$. Pragul canalului analog este ales aici $Q_{d,n}=6.5$ MeV iar $x_j=2$. Linia întreruptă reprezintă fondul DWBA la $\theta=160^\circ$ pentru o reacție generică de transfer din zona de masă analizată.

Luarea în considerație a mai multor partiții ale momentului cinetic în canalul de intrare, va conduce, de asemenea, la efecte de interferență între elementele amplitudinii de tranziție ce descriu procesul cuasirezonant, $T^\pi(\alpha_{l_d j_d}^{j_p})$. S-au realizat evaluări numerice pentru diverse configurații de partiții din canalul de intrare ce conduc la un canal protonic de ieșire în undă $p_{3/2}$ sau $p_{1/2}$. Rezultatele vor fi prezentate în subcapitolul următor pentru toate cazurile analizate din zona de masă $A \sim 90$.

Modelul Lane poate reproduce de asemenea și forma de double-dip a anomaliilor, [9]. Potrivit simulărilor numerice efectuate de Lane, anomalia double-dip se poate obține prin interferența componentelor de spin-orbită ale termenului rezonant corespunzătoare rezonanței în undă p și delimitate energetic de pozițiile rezonanțelor $E_{3/2}$ și $E_{1/2}$. Într-un prim pas am determinat o formă de rezonanță - dip prin combinarea unei rezonanțe (dată de componenta $p_{3/2}$) cu un dip (dat de componenta $p_{1/2}$), vezi Figura 3.7, linia continuă. Energia de prag a fost aleasă aici să corespundă pantei ascendente a secțiunii (d, p) . Potrivit Tabel 3.2, fazele coeficienților α (s-a utilizat aici metoda integralelor radiale modificate) sunt

$\varphi_I^{3/2}=0$ și $\varphi_I^{1/2} = \pi$. Un rezultat similar se poate obține pentru panta descendentă a secțiunii DWBA, prin inversarea fazelor coeficienților α și alegerea unui $Q_{d\bar{n}}$ adecvat. Așadar, anomalia începe cu un dip urmat de o rezonanță. Deoarece poziția energetică a rezonanței $p_{3/2}$ este înaintea rezonanței $p_{1/2}$, forma pe care o are anomalia generată de unda $p_{3/2}$ poate sau nu determina un efect anomal de rezonanță-dip: aceasta trebuie să fie o rezonanță sau un dip pentru o pantă a fondului reacției (d, p) ascendentă respectiv descendentă. Un caz experimental apropiat ar putea fi considerat anomalia întâlnită în reacția $^{91}\text{Zr}(d, p)^{92}\text{Zr}$, vezi clasificarea Lane din Ref. [9]. Anomalia double-dip se poate de asemenea reproduce, vezi linia punctată din Figura 3.7, printr-un joc similar al parametrilor $\alpha^{3/2}$ și $\alpha^{1/2}$. Totuși, trebuie să menționăm faptul că nu am reușit să obținem forma de double-dip decât după modificarea parametrului lărgimii totale a rezonanței, de la $y=2$ la $y\sim 0,5$; aceasta necesită însă un factor de compresie foarte mare.

3.5 Analiza Anomaliei de Prag în Reacții de Stripping Deuteronic pe Nuclee Țintă din Zona de Masă $A\sim 90$

În această lucrare s-a efectuat analiza anomaliilor de prag 3- p observate în reacții de stripping deuteronic pe următoarele nuclele țintă ^{80}Se , [77], ^{86}Kr , [78], ^{88}Sr , [49], [79], ^{90}Zr , [52], [75], [44], ^{92}Zr , [80], ^{92}Mo , [52], [80], ^{94}Zr , [80], ^{94}Mo [80], și ^{106}Cd , [52], [51], atât în secțiunea diferențială de reacție cât și în puterea de analiză, acolo unde au existat date experimentale. S-a considerat, de asemenea, și reproducerea efectului de prag double-dip din reacțiile de pick-up $^{92}\text{Zr}(p, d)^{91}\text{Zr}$, [81], și $^{96}\text{Zr}(p, d)^{95}\text{Zr}$, [82]. Menționăm că măsurătorile experimentale ale puterii de analiză sunt limitate numai la o parte din reacțiile studiate, $^{88}\text{Sr}(\vec{d}, p)^{89}\text{Sr}$, $^{90}\text{Zr}(\vec{d}, p)^{91}\text{Zr}$, $^{92}\text{Mo}(\vec{d}, p)^{93}\text{Mo}$ și $^{106}\text{Cd}(\vec{d}, p)^{107}\text{Cd}$.

Fondul DWBA a fost determinat cu un set global de parametri de model optic, mediați pe zona de masă $A \approx 90$, ce corespund împrăștierii deuteronilor respectiv protonilor în canalul de intrare respectiv canalul de ieșire. Parametrii de model optic pentru canalul deuteronic sunt următorii, [112]: $V = 112,5$ MeV, $W = 52,8$ MeV, $V_{SO} = 6,79$ MeV, $r = 1,06$ fm, $r_w = 1,391$ fm, $r_{SO} = 0,766$ fm, $r_C = 1,3$ fm, $a = 0,847$ fm, $a_w = 0,719$ fm, $a_{SO} = 0,441$ fm. Împrăștieria de model optic a protonului s-a determinat cu următorii parametri, [84], : $V = 58,5$ MeV, $W = 46,0$ MeV, $V_{SO} = 6,2$ MeV, $r = 1,17$ fm, $r_w = 1,32$ fm, $r_{SO} = 1,01$ fm, $r_C = 1,3$ fm, $a = 0,75$ fm, $a_w = 0,6$ fm, $a_{SO} = 0,75$ fm. Parametrii de model optic s-au

Nucleu Rezidual	Factori Spectroscopici	
$^{81}\text{Se} (1/2^-)$	0,31 ^(a)	0,36
$^{87}\text{Kr} (5/2^+)$	0,56 ^(b)	0,62
$^{89}\text{Sr} (5/2^+)$	0,79 ^(c) , 1,03 ^(d)	1,17
$^{91}\text{Zr} (5/2^+)$	0,75 ^(e) , 1,09 ^(f)	0,93
$^{93}\text{Zr} (5/2^+)$	0,64 ^(g)	0,64
$^{95}\text{Zr} (5/2^+)$	0,32 ^(g) , 0,34 ^(h)	0,41
$^{93}\text{Mo} (5/2^+)$	0,84 ⁽ⁱ⁾	0,83
$^{95}\text{Mo} (5/2^+)$	0,59 ⁽ⁱ⁾	0,52
$^{107}\text{Cd} (5/2^+)$	0,25 ^(j)	0,30

Tabelul 3.3: Factori spectroscopici ai stărilor nucleare fundamentale din nucleele reziduale pentru care s-au efectuat determinări în prezenta lucrare, extrași din următoarele referințe: ^(a) Ref. [85]; ^(b) Refs. [86], [87]; ^(c) Ref. [88]; ^(d) Ref. [89]; ^(e) Ref. [90]; ^(f) Ref. [91]; ^(g) Ref. [92]; ^(h) Ref. [93]; ⁽ⁱ⁾ Ref. [94].; ^(j) Ref. [95]. Valorile obținute cu parametri de model optic mediați sunt date în coloana treia.

corectat adecvat pentru a ține seama de dependența energetică folosind relații de extrapolare, [84].

S-au determinat, mai departe, factorii spectroscopici pentru fiecare stare reziduală analizată, vezi Tabelul 3.3. S-au observat anumite discrepanțe între datele experimentale ale distribuțiilor unghiulare și ale funcțiilor de excitație la unghiuri de împrăștiere înapoi la experimente de stripping pe nucleele țintă $^{90,92,94}\text{Zr}$. În unele lucrări, [78], [79], care au abordat formalismul CCBA în descrierea anomaliilor de prag, s-a lucrat în calculele de secțiune cu factori de normalizare determinați ad-hoc în locul coeficienților spectroscopici. Diferențele dintre valorile lor ar trebui să se înscrie în limitele de eroare ale măsurătorilor experimentale. Ca o măsură de precauție, înainte de a începe analiza numerică a anomaliilor de stripping deuteronic, s-au determinat secțiunile DWBA pentru unghiuri înapoi și s-au comparat cu funcțiile de excitație experimentale. În acest mod s-a evitat o descriere eronată a fondului reacției de stripping pentru unghiurile înapoi. În cazurile în care nu s-au identificat măsurători absolute ale secțiunii de reacție, cum ar fi de exemplu reacțiile de stripping pe nucleele ^{80}Se , [77] și ^{106}Cd , [52], s-au utilizat și în prezentele calcule factori de normalizare.

O dată descris fondul procesului direct din reacția cuasirezonanță, pentru eval-

Nucleu Țintă	Q_{dp} (MeV)	$Q_{d\bar{n}}$ (MeV)
^{80}Se	4,49	5,95
^{86}Kr	3,29	7,6
^{88}Sr	4,17	7,5
^{90}Zr	4,97	7,05
^{92}Zr	4,53	7,5
^{92}Mo	5,83	6,6
^{94}Zr	4,23	7,6
^{94}Mo	5,15	7,15
^{106}Cd	5,70	7,85

Tabelul 3.4: Q -ul reacțiilor de stripping (d, p) precum și energia de prag a canalului izobar analog (d, \bar{n}).

uarea numerică a termenului Lane este necesar identificarea energiilor deuteronice pentru care se deschide canalul neutronic izobar analog. Din date experimentale privind stări izobar analoge în nuclee din zona de masă $A \sim 90$, s-au găsit Q -urile reacției (d, \bar{n}). Aceste valori împreună cu Q -ul reacțiilor (d, p) sunt trecute în Tabelul 3.4.

În vederea unei optimizări a determinării parametrilor anomaliei, codul de interacție directă DWUCK și programele de calcul a termenului cuasirezonant s-au adaptat la un program numeric de minimizare MINUIT, [96]. Acesta este un instrument numeric specializat pentru estimarea parametrilor de fitare precum și a erorilor și factorilor de corelație. Codul hibrid astfel obținut, QUASIRES, poate realiza calcule de minimizare ale secțiunilor și puterilor de analiză pentru reacții de stripping deuteronic folosind cele trei metode de determinare a amplitudinii de tranziție pentru un proces cuasirezonant. Parametrii Lane se vor înlocui în procedura de minimizare cu doi parametri de fit: unul descrie intensitatea anomaliei iar celălalt este un parametru de fază. Factorii spectroscopici ai stărilor nucleare implicate în procesul de reacție pot fi considerați de asemenea parametri de fit. Valoarea lor însă nu poate depăși, ca regulă, zece la cincisprezece procente din valoarea standard determinată. Pozițiile energetice x_j ale rezonanțelor uniparticulă $3-p_{3/2}$ și $3-p_{1/2}$ intră de asemenea în minimizare ca parametri de fit fiind constrânse însă să respecte condiția propusă de Lane, $x_{1/2}-x_{3/2}=2$. Dacă considerăm toate partițiile momentului cinetic din canalul deuteronic de intrare pentru tranziția $I_A = 0^+ \rightarrow I_B = 5/2^+$, se obțin 20 de parametri de fit (12 corespund amplitudinilor și fazelor coeficienților $\alpha^{p_{3/2}}$, 6 pentru $\alpha^{p_{1/2}}$, câte un parametru pentru x_j și

(l_d, j_d)	(1,2)	(3,4)	(1,2)	(3,3)
j_p	3/2	3/2	1/2	1/2
α_I (rel.u)	12,4	4,27	22,5	22,8
φ_I (rad.)	2,39	3,57	2,81	3,64
α_{II} (rel.u)	6,93	4,0	9,0	9,2
φ_{II} (rad.)	0,19	3,0	-0,17	3,14
α_{III} (rel.u)	952,62	550,60	1704,9	1474,6
φ_{III} (rad.)	5,0	0,2	5,1	0,2

Tabelul 3.5: Rezultate numerice cu partiții deuteronice separate în canalul de intrare pentru descrierea secțiunii $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$ la $\theta=160^\circ$.

factorul spectroscopic). O fitare multiparametrică de 20 de parametri presupune un timp de calcul mare în condițiile în care funcția teoretică nu este o simplă formulă matematică. În cazul de față, este vorba de un termen de interferență a componentelor unei secțiuni DWBA (elemente ale amplitudinii de tranziție) și a unui termen rezonant Lane. La fiecare cerere a programului de minimizare pentru actualizarea funcției teoretice, se apelează reluarea calculelor DWBA. Din acest motiv, metoda de însumare a amplitudinilor de tranziție la nivelul integralelor radiale, cu toate că este cel mai ușor de implementat numeric, consumă timpi mari de calcul atunci când se atașează unui program de minimizare. Se poate concluda faptul că, în descrierea numerică a proceselor cuasirezonante, însumarea termenilor direcți respectiv anomali la nivelul amplitudinii de tranziție reduse DWBA aduce în plus, pe lângă considerarea tuturor tranzițiilor în schema de cuplaj a momentului cinetic total, și facilitatea de extragere rapidă a parametrilor Lane prin calcule de minimizare.

Ne-am îndreptat atenția, pentru început, asupra celui mai puternic efect de prag 3-p observat în reacția $^{88}\text{Sr}(\vec{d}, p)^{89}\text{Sr}$. Procedeu de minimizare folosind parametri de fit liberi poate conduce la efecte numerice de corelație între parametri α , atât în intensități cât și în fazele lor. Considerând mai mult de o partiție deutronică în canalul de intrare, termenii cuasirezonanți $T^\pi(\alpha_{l_d j_d}^{j_p})$ pot interfera unii cu alții. Pentru a evita corelațiile numerice și pentru a prezice interferențele dintre termeni, s-au analizat funcțiile de excitație ale secțiunii și puterii de analiză pentru partiții separate sau amestecuri de partiții la care s-au impus anumite reguli de variație.

În Figura 3.8 sunt prezentate datele experimentale ale puterii de analiză (la unghiurile de reacție de 20° , 40° , 60° , 90° , 120° , 140° și 160°) și secțiunii de reacție

(la 160°) precum și valorile "compuționale" obținute pentru partiții separate ale momentului cinetic deutronic, după cum urmează: ($l_d = 1, j_d = 2$) - Figura 3.8 (a), ($l_d = 3, j_d = 4$) - Figura 3.8 (b), pentru canalul protonic în undă $p_{3/2}$ și respectiv ($l_d = 1, j_d = 2$) - Figura 3.8 (c) și ($l_d = 3, j_d = 3$) - Figura 3.8 (d) pentru canalul protonic în undă $p_{1/2}$. Mărimile intensităților obținute precum și ale fazelor corespunzătoare sunt trecute în Tabelul 3.5. Se poate observa aici o împrăștiere a amplitudinii coeficienților α în funcție de partiția de moment cinetic aleasă în fit. Funcțiile de excitație ale secțiunii și puterii de analiză se pot reproduce numai pentru componenta $p_{3/2}$. Trebuie însă remarcat faptul că datele de putere de analiză sunt descrise mai bine din punct de vedere calitativ, și anume al formei anomaliilor, și mai puțin cantitativ, în valori absolute. Pe de altă parte, așa cum s-a observat în secțiunea precedentă, puterea de analiză determinată de componenta $p_{1/2}$ este în opoziție de fază cu datele experimentale.

Un mod de a considera amestecul de partiții în canalul de intrare deutronic este de a neglija interacția spin-orbită. Această ipoteză are acoperire deoarece interacția de spin orbită este slabă. În acest caz, partițiile sunt definite numai de momentul cinetic orbital al deuteronului din canalul de intrare. Avem atunci trei partiții ce corespund canalului protonic în undă $p_{3/2}$, $l_d = 1$ ($j_d = 1, 2$), $l_d = 3$ ($j_d = 2, 3, 4$) și $l_d = 5$ ($j_d = 4$) respectiv două pentru canalul $p_{1/2}$, $l_d = 1$ ($j_d = 2$) și $l_d = 3$ ($j_d = 2, 3$). Parametri de fit obținuți prin utilizarea momentelor cinetice orbitale $l_d = 1$ și $l_d = 3$ pentru descrierea secțiunii de reacție la $\theta = 160^\circ$ a anomaliilor de prag sunt trecuți în Tabelul 3.6.

Un alt scenariu de calcul constă în menținerea fazelor obținute din fitări sep-

j_p	3/2					1/2		
l_d	1		3			1	3	
j_d	1	2	2	3	4	2	2	3
α_I (rel.u)	9,6		4,6			22,5	22,8	
φ_I (rad.)	2,4	2,3	-0,6	-0,8	3,5	2,8	3,7	3,7
α_{II} (rel.u)	5,25		3,2			9,0	6,8	
φ_{II} (rad.)	2,74	0,15	-0,5	0,25	2,97	-0,17	3,2	3,2
α_{III} (rel.u)	952,62		441,			1704,9	1064,	
φ_{III} (rad.)	5,0		3,7	3,1	0,28	5,1	0,4	0,2

Tabelul 3.6: Rezultate numerice cu partiții deutronice definite numai de momentul cinetic orbital în canalul de intrare pentru descrierea secțiunii $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$ la $\theta = 160^\circ$.

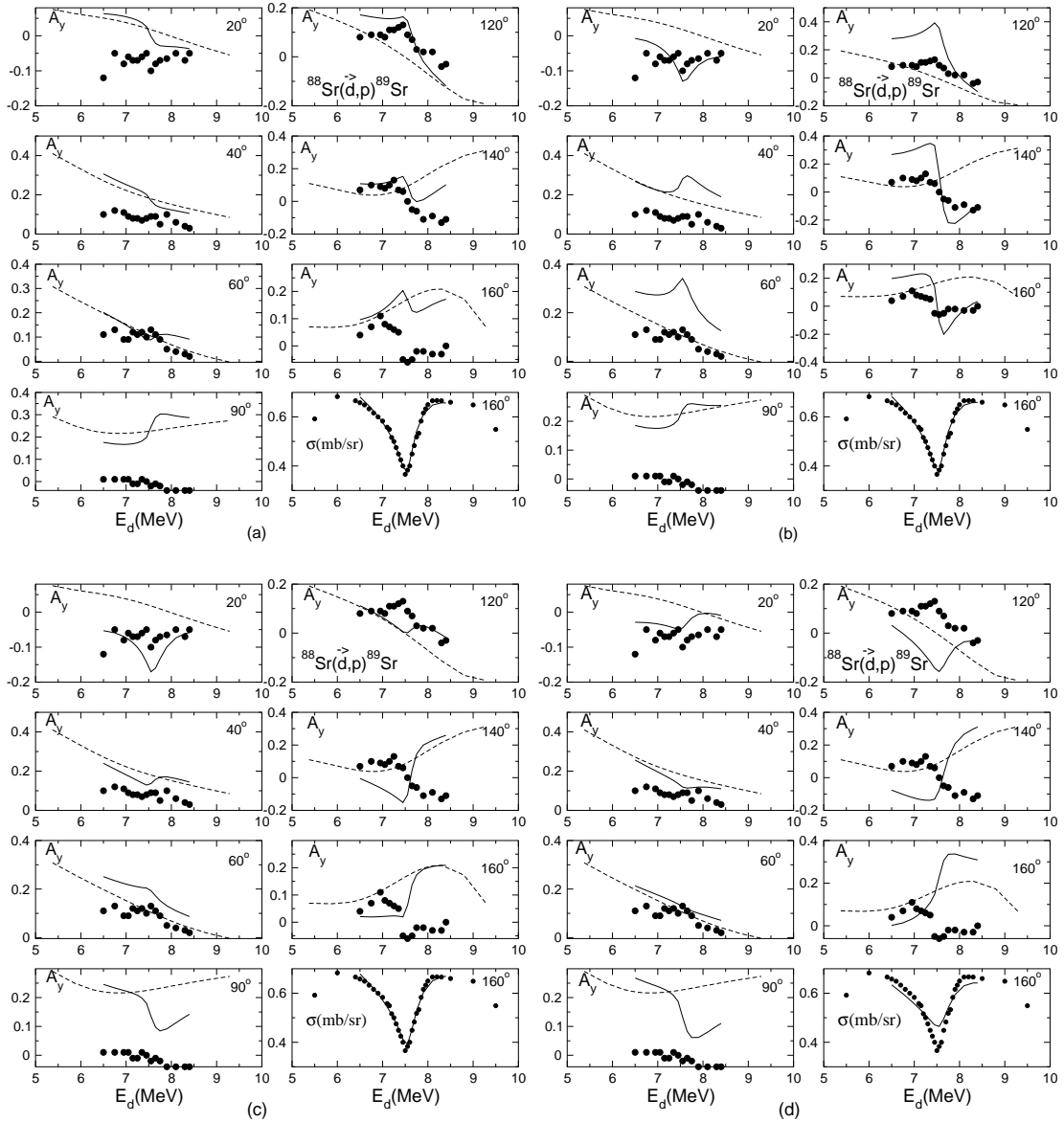


Figura 3.8: Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și ”compuționale” (linii continue) pentru reacția de stripping $^{88}\text{Sr}(\vec{d},p)^{89}\text{Sr}$: (a) - $l_d=1, j_d=2, j_p=3/2$; (b) - $l_d=3, j_d=4, j_p=3/2$; (c) - $l_d=1, j_d=2, j_p=1/2$; (d) - $l_d=3, j_d=3, j_p=1/2$.

arate pe partiții separate la aceeași valoare (sau un interval mic de variație) și de a căuta valoare intensităților parametrilor α . Se poate evita astfel interferența

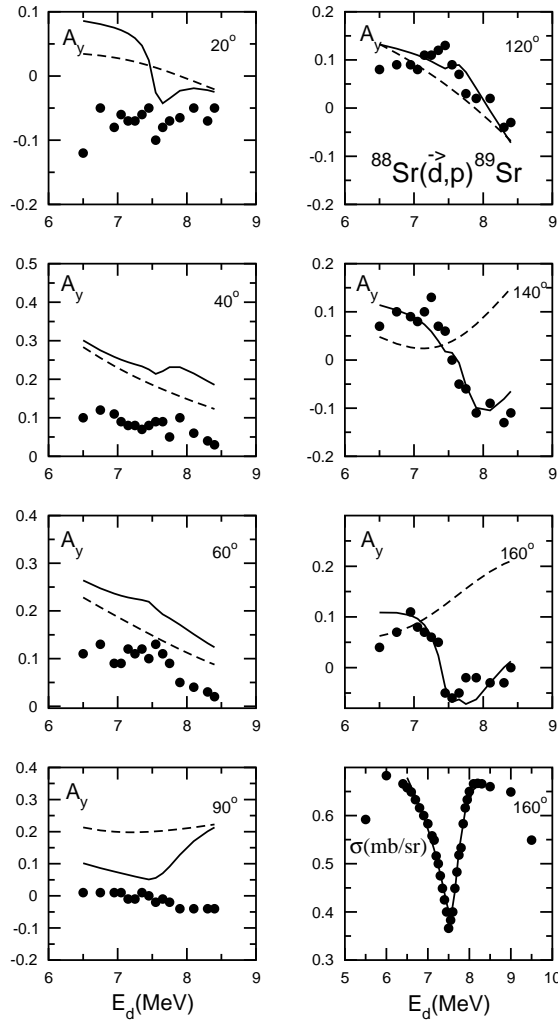


Figura 3.9: Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și ”compuționale” (linii continue) pentru reacția de stripping $^{88}\text{Sr}(\vec{d}, p)^{89}\text{Sr}$.

destructivă dintre diferite partiții din canalul de intrare. În procedura de minimizare s-au considerat doi parametri ce descriu intensitățile α . Aceștia corespund despicării spin-orbită a rezonanței uniparticulă din canalul protonic $3-p$, $\alpha^{p_{3/2}}$ și $\alpha^{p_{1/2}}$, după cum și funcția de intensitate neutronică $3-p$ se împarte în două componente de interacție spin-orbită.

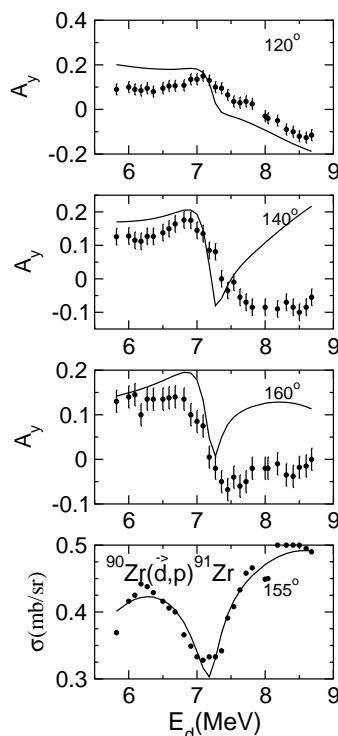


Figura 3.10: Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și ”compuționale” (linii continue) pentru reacția de stripping $^{90}\text{Zr}(\vec{d}, p)^{91}\text{Zr}$.

Rezultatele obținute folosind toate partițiile posibile sunt prezentate în Figura 3.9. Anomalia este reprezentată foarte bine în secțiunea de reacție. Deoarece s-a folosit un set mediat de parametri optici, puterea de analiză ”compuțională” reproduce mai bine forma decât valorile absolute ale datelor experimentale pentru toate unghiurile analizate și cu precădere la unghiurile mici. Pentru aceste cazuri, ne-am concentrat să descriem numai forma anomaliilor și mai puțin amplitudinea ei. Îmbunătățirea fondului DWBA prin alegerea unui alt set de parametri de model optic va crește calitatea fitării dar cu siguranță poate afecta scopul acestei lucrări și anume de a descrie într-un mod unitar anomaliile de prag 3-*p* din zona de masă $A \sim 90$; parametri optici specifici pot descrie în anumite condiții anomalia de prag folosind numai formalismul DWBA. Efectul anomal de prag este dat de rezonanța uniparticulă neutronică coincidentă cu pragul și nu de particularități ale potențialului de model optic din tranzițiile directe.

Dintr-o intuiție fizică, anomalia de prag din reacții (*d, p*) ar trebui să fie descrisă

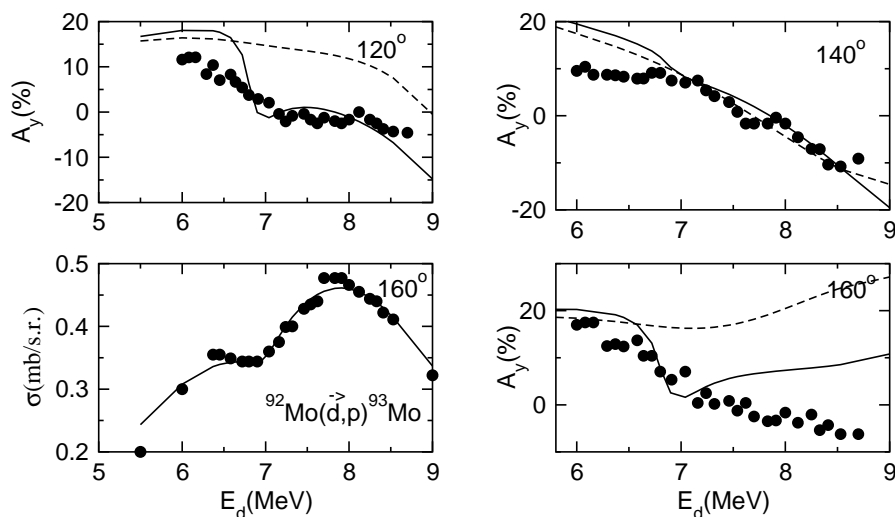


Figura 3.11: Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și ”compuționale”(linii continue) pentru reacția de stripping $^{92}\text{Mo}(\vec{d}, p)^{93}\text{Mo}$ la $120^\circ, 140^\circ$ și 160° .

de coeficienții α indiferent ce canal deuteronic de intrare asociat cu canalul protonic în undă p se ia în considerare. Cu alte cuvinte, anomalia nu ar trebui să depindă de canalul de intrare al reacției de stripping. Obținerea unor intensități asemănătoare ale coeficienților α ar susține ideea exprimată mai sus, vezi de exemplu Ref. [52].

Cu toate acestea, în rezultatele numerice pe care le-am obținut în lucrarea de față, nu se regăsesc aceleași valori pentru tăriile α , așa cum se poate observa în Tabelele 3.4 și 3.5.

O ipoteză mai plauzibilă ar putea fi reproducerea proprietăților spectroscopice ale parametrilor α pentru întreaga zonă de masă analizată $A \sim 90$ indiferent de partițiile de moment cinetic din canalul deuteronic de intrare; cu alte cuvinte, existența unei relații de proporționalitate între intensitățile parametrilor α și funcția de intensitate neutronică $3-p$, [50]. Intensitățile anomaliilor de prag din reacțiile de stripping deuteronic din zona de masă $A \sim 90$ trebuie să urmeze dependența de masă a funcției de intensitate neutronică $3-p$ indiferent dacă s-au luat în considerație partiții unice sau amestecate ale momentului cinetic în canalul deuteronic de intrare.

Prima anomalie de prag în undă $3-p$ observată experimental a fost în secțiunea

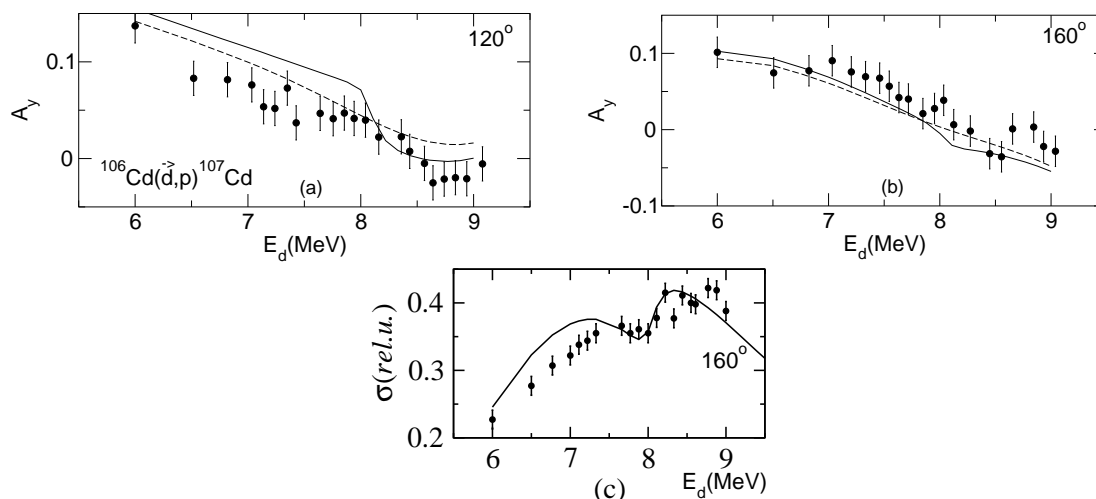


Figura 3.12: Puterea de analiză la 120° - (a), 160° - (b), și secțiunea diferențială la 160° - (c), pentru $^{106}\text{Cd}(\vec{d},p)^{107}\text{Cd}$; date experimentale (cercuri), fond DWBA (linie întreruptă) și rezultatele "compuționale" (linie continuă).

diferențială a reacției de strippingg $^{90}\text{Zr}(\vec{d},p)^{91}\text{Zr}$, [43]. Într-un fel asemănător cu cazul parametrilor de model optic, fazele coeficienților α , care rezultă din termenii nediagonali ai matricii S_{dp} de fond precum și din medierea fluctuațiilor, [50], trebuie să varieze lent cu masa nucleelor din zona $A \sim 90$. În consecință, fazele parametrilor α ar trebui să fie constrânse, în procedura de minimizare, să-și păstreze valorile. Cu toate acestea, faza relativă dintre termenul direct și termenul cuasirezonaant al amplitudinii de tranziție poate să se schimbe, de la o reacție la alta, datorită variației energetice a fazelor integralelor radiale, vezi de exemplu Figura 3.5. De aceea, fazele parametrilor α din Tabelul 3.5 stabilite pentru reacția $^{88}\text{Sr}(\vec{d},p)^{89}\text{Sr}$, nu ar trebui să fie identice în descrierea unui efect de prag din alte reacții de stripping. În Figura 3.10 am reprezentat funcțiile de excitație ale puterii de analiză la unghiurile de împrăștiere de 120° , 140° și 160° precum și secțiunea diferențială la 155° pentru reacția de stripping analizată, $^{90}\text{Zr}(\vec{d},p)^{91}\text{Zr}$.

Un efect mai slab s-a măsurat în funcțiile de excitație ale reacției $^{92}\text{Mo}(\vec{d},p)^{93}\text{Mo}$, vezi Figura 3.11. Setul de parametri de model optic au produs un fond DWBA mai slab pentru puterea de analiză a reacției, în special la 160° .

În Figura 3.12 (a) și 3.12 (b) s-au reprezentat grafic funcțiile de excitație ale reacției de stripping $^{106}\text{Cd}(\vec{d},p)^{107}\text{Cd}$ pentru unghiurile 120° și 160° . Efectul de prag la această reacție este mic în datele de putere de analiză. O reproducerea

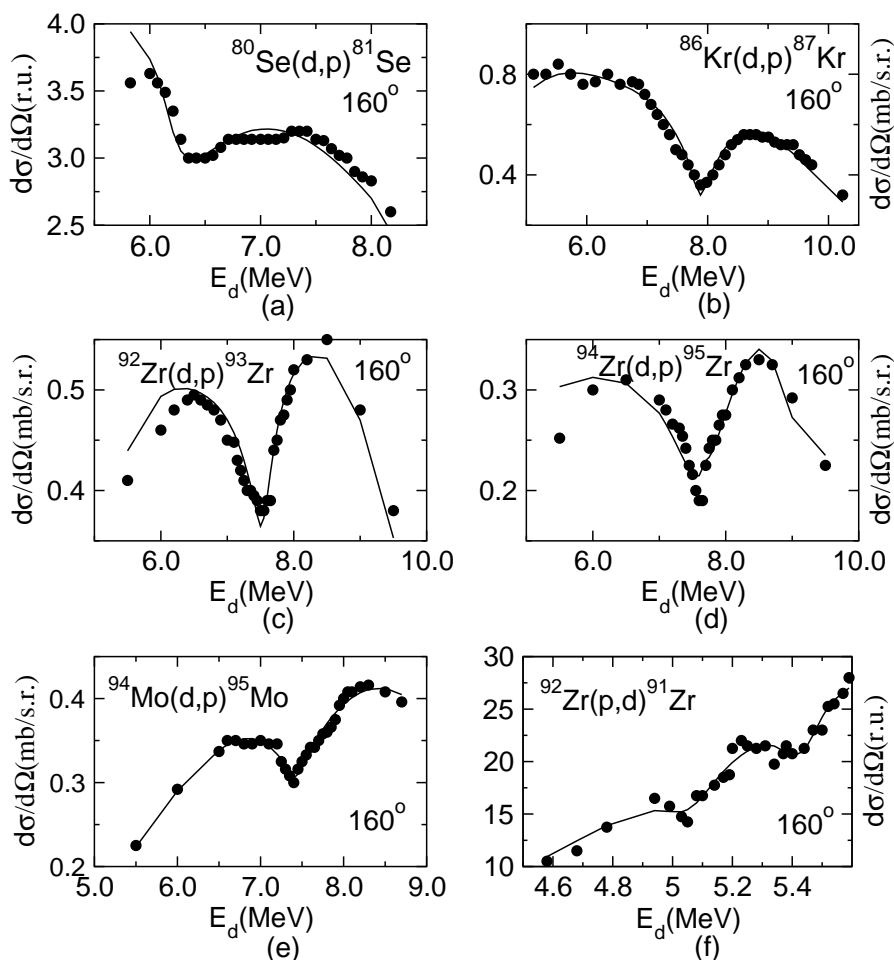


Figura 3.13: (a)-(e). Secțiunea diferențială de reacție, valori experimentale (cercuri) și "compuționale" (linii continue), pentru reacții de stripping deuteronic pe următoarele nuclee țintă: ^{80}Se , ^{86}Kr , ^{92}Zr , ^{94}Zr și ^{94}Mo . (f). Anomalia double-dip pentru reacția de pick-up $^{92}\text{Zr}(p,d)^{91}\text{Zr}$.

mai bună a acestora s-a realizat folosind ambele componente de spin-orbită $p_{3/2}$ și $p_{1/2}$ ale parametrului α . O consecință a regulii Yule-Haerberli ar putea fi explicația pentru efectul slab observat în puterea de analiză, datorită interferenței distructive a contribuțiilor $p_{3/2}$ și $p_{1/2}$ în funcția de excitație a polarizării. Secțiunea diferențială la 160° este reprezentată de asemenea în Figura 3.12 (c). Anomalia de prag este slabă chiar dacă componenta $p_{1/2}$ a funcției de intensitate neutronice 3- p

are o valoare mare, în această zonă de masă, [97]. O posibilă explicație a acestei comportări poate fi găsită în Ref. [56].

Secțiunile anomaliilor single-dip au fost reproduse cu succes și pentru celelalte reacții de stripping studiate, vezi Figura 3.13 (a) - (e), pentru fiecare valoare permisă a momentului cinetic relatat la unda p din canalul protonic de ieșire. Spre deosebire de celelalte reacții analizate, în cazul reacției $^{80}\text{Se}(d,p)^{81}\text{Se}$, starea fundamentală a nucleului rezidual este $1/2^-$. S-au obținut atunci următoarele partiții ale momentului cinetic, $(l_d, j_d) = (0, 1); (2, 1)(2, 2) \rightarrow (l_p, j_p) = (1, 3/2)$ respectiv $(l_d, j_d) = (0, 0); (0, 1)(2, 1) \rightarrow (l_p, j_p) = (1, 1/2)$ în canalul protonic.

În Figura 3.13 (f) s-a reprezentat un exemplu de anomalie double-dip observat în reacția de pick-up $^{92}\text{Zr}(p,d)^{91}\text{Zr}$. Anomalia poate fi reprodusă aici prin interacțiunea celor două componente $p_{3/2}$ și $p_{1/2}$ ale elementelor amplitudinii de tranziție cuasirezonante. Trebuie însă să menționăm că efectul double-dip poate fi obținut numai prin modificarea lărgimii totale a rezonanței ($y=2 \rightarrow y \sim 0.5$). Acest rezultat sprijină ideea că anomalia double-dip nu este un fenomen de interferență între cele două componente de spin-orbită, $p_{3/2}$ și $p_{1/2}$ ale rezonanței uniparticule neutronice în undă p , chiar dacă efectul se poate descrie numeric în condițiile relatate mai sus. Potrivit Ref. [50], anomalia double-dip se datorează mai degrabă microstructurii stării de prag uniparticulă neutronice decât despicerii spin-orbită.

3.6 Concluzii

În acest studiu s-au analizat, în schema hibridă de cuplaj a momentului cinetic propusă în capitolul precedent, anomaliile de prag semnificative din reacțiile de stripping deuteronic pe nuclee țintă de masă $A \sim 90$, utilizând un program modificat de calcul bazat pe formalismul DWBA. Anomaliile au fost descrise cu succes atât în secțiune cât și în putere de analiză, indiferent de selecția de partiții de moment cinetic aleasă în canalul de intrare sau de metodele numerice aplicate. Aspecte fizice ale rezultatelor obținute, [25], [55], [98], [56], se vor dezvolta în cele ce urmează.

Capitolul 4

Efecte Nucleare de Prag în Undă p și Funcția de Intensitate Neutronică [25], [98], [55]

Se demonstrează că efectele nucleare de prag sunt dependente, prin intermediul funcției de intensitate neutronice, de spectroscopia stării de prag neutronice ancestrale. Amplitudinea efectelor de prag este proporțională cu funcția de intensitate neutronică. Rezultatul este obținut printr-o analiză, în cadrul unei abordări empirice precum și a unor evaluări computaționale, a secțiunilor și puterilor de analiză experimentale ale efectului de prag izotopic respectiv anomaliei de prag din reacții de stripping deuteronic.

4.1 Introducere

Problema efectelor de prag, [1] și a funcției de intensitate neutronice [99] a fost formulată încă de la începuturile fizicii nucleare la energii joase; fără îndoială acestea sunt în continuare subiecte importante de cercetare în fizica nucleară contemporană, chiar dacă par la o primă vedere, fără o legătură directă.

Scopul acestei lucrări este de a stabili o relație între funcția de intensitate neutronică și efectul anomal observat la pragul canalului analog neutronic, în împrăștieri protonice (p,p) și reacții cu schimb de sarcină (p,n) pe nuclee oglindă din zona de masă $A \sim 30$ respectiv în reacții de stripping cu deuteroni în zona de masă $A \approx 80 - 110$. Prin analizarea datelor experimentale existente (secțiune diferențială și putere de analiză) ale acestor anomalii de prag, se demonstrează

că mărimea efectului de prag izotopic precum și a anomaliei de stripping este proporțională cu funcția de intensitate neutronică $2-p$ respectiv $3-p$, în dependența lor de numărul de masă.

Legătura realizată în această lucrare dintre efectele de prag și funcția de intensitate neutronică demonstrează faptul că efectele de prag în undă p sunt asociate cu spectroscopia originară a rezonanței neutronice uniparticulă de energie zero. Efectele de prag depind nu numai de factorii de penetrabilitate din canalul neutronic care se deschide, așa cum se întâmplă în teoria cusp, dar și de amplitudinea spectroscopică a stării de prag neutronice.

S-au realizat studii experimentale extensive asupra efectelor de prag în reacții nucleare, de-a lungul deceniilor, de la formularea inițială a problemei; în pofida acestor căutări, s-au observat un număr redus de efecte de prag, [18]. Aceasta demonstrează că efectele de prag răspund la anumite condiții restrictive; scopul studiului de față este de a elucidă, pe baza datelor existente, determinarea spectroscopică a efectului de prag izotopic respectiv a anomaliei de prag (d, p) .

4.2 Efecte de Prag în Reacții Nucleare la Energii Joase

Efectele de prag se formează din conservarea fluxului, (unitaritatea matricii de împrăștiere). Dacă se deschide un canal nou de reacție, se produce o redistribuire a fluxului în celelalte canale deja deschise, cum ar fi de exemplu o modificare în secțiunile lor de reacție; astfel de schimbări ale secțiunii în canalele deschise, datorate deschiderii unui canal nou, sunt denumite efecte de prag. Amplitudinea efectului de prag depinde de cantitatea de flux absorbită în canalul de prag. Dacă canalul de prag nu are bariere (coulombiene sau centrifugale), cum este cazul unui canal neutronic în undă s , atunci absorbția fluxului se produce brusc și aceasta conduce la un efect de prag specific denumit cusplul de prag Wigner, [1].

Transferul de flux dintre canalele de reacție ale unui proces de interacție directă este controlat în mare măsură de factori cinematici, -factori de penetrare de canal. Dependența matricii S numai de factorii de penetrare este ipoteza principală a teoriei cusp, [1], [3]. Se poate demonstra că, dependența energetică numai prin factorii de penetrare neutronici nu este o condiție suficientă pentru observarea unui efect cusp, [11].

Transferul de flux în reacții ce implică stări rezonante este controlat de cuplajul rezonanței la canalele de reacție. Rezonanța este o stare cuasistaționară într-un

sistem compus, care se dezintegrează în diferite canale de reacție. Factorul care guvernează scurgerea de flux de la o rezonanță (λ) la un canal de reacție (n) este lărgimea de dezintegrare parțială a rezonanței, $\Gamma_{\lambda n}^{1/2} = P_n^{1/2} \gamma_{\lambda n}$; aceasta constă dintr-un factor de preformare al particulei (n) în starea rezonanță λ (lărgimea redusă a particulei $\gamma_{\lambda n}$) și dintr-un factor de penetrare (P_n) a barierei de canal. Amplitudinea lărgimii reduse $\gamma_{\lambda n}$ este proporțională cu componenta (n) a funcției de undă uniparticulă a stării rezonante (λ); lărgimea redusă este primul factor care controlează trecerea fluxului din starea de nucleu compus în canalele de reacție. Al doilea factor este constituit de penetrabilitatea P_n a barierei de potențial a canalului (n) (canalele neutronice în undă s sunt favorizate din acest punct de vedere). Lărgimea totală a rezonanței, adică suma lărgimilor parțiale de canal, $\Gamma_\lambda = \Gamma_{\lambda n} + \Gamma_{\lambda a} + \Gamma_{\lambda b} + \dots$, redă scurgerea de flux în toate canalele de reacție. Efectul de prag se corelează cu absorbția de flux în canalul de prag; aceasta înseamnă că lărgimea totală a rezonanței este dominată de lărgimea parțială de dezintegrare în canalul neutronic, $\Gamma_\lambda \approx \Gamma_{\lambda n}$ sau cu alte cuvinte, lărgimea redusă neutronică este foarte mare, apropiindu-se de valoarea sa maximă, $\gamma_{\lambda n} \approx \gamma_W$ (unitatea Wigner a lărgimii reduse). O condiție necesară este coincidența rezonanței cu pragul, $|E_{prag} - E_\lambda| < \Gamma_\lambda$. Cele două condiții, $|E_{prag} - E_\pi| < \Gamma_\pi$ și $\gamma_{\pi n} \approx \gamma_W$ definesc starea de prag neutronică.

Amplitudinea efectului de prag depinde nu numai de mecanismul de reacție dar și de amplitudinea spectroscopică (adică lărgimea redusă neutronică) a stării de prag neutronice. O stare cuasirezonantă de prag acționează ca un amplificator al transferului de flux spre canalul de prag deoarece lărgimea redusă de dezintegrare în canalul de prag este mare. Stările de prag neutronice sunt vitale în producerea unor fenomene de prag semnificative. Efectele de prag observate pe nuclee ușoare sunt asociate cu nivelele rezonante coincidente cu pragul neutronic care au o lărgime mare de dezintegrare în canalul neutronic de prag (amplitudini spectroscopice). Această afirmație se poate verifica la efectele de prag observate pe nuclee ușoare (pătura 1- p), vezi de exemplu datele de prag prezentate în tabelele din Ref. [18].

Efectele de prag sunt determinate de dinamica de reacție care înseamnă, pe lângă mecanismele de reacție, și spectroscopia stărilor nucleare implicate.

Pentru nuclee medii-grele, care au o densitate înaltă de stări actuale, mărimea spectroscopică corespunzătoare este funcția de intensitate neutronică; aceasta este definită ca raportul dintre lărgimea redusă neutronică mediată și lărgimea medie a nivelelor adiacente și este o măsură a gradului de amestec a stărilor uniparticulă cu stările actuale ale nucleului. Lărgimea redusă a rezonanțelor izolate și funcția de intensitate a rezonanțelor gigant sunt mărimi spectroscopice care, împreună cu

mecanismele de reacție, determină dinamica fluxului în canalul neutronic de prag. Acesta, la rândul său, este responsabil pentru producerea efectului de prag.

4.3 Funcția de Intensitate Neutronică

Rezonanțele ascuțite sunt observate în reacții cu nuclee ușoare la energii joase; parametri spectroscopici ai rezonanței sunt lărgimile reduse. La nucleele medii și grele, rezonanțele se suprapun, din cauza lărgimilor care devin mai mari decât distanțele dintre nivele. Se definește atunci o mărime spectroscopică statistică, determinată prin medierea mai multor nivele. Aceasta este funcția de intensitate neutronică, adică valoarea totală a lărgimii reduse normată la intervalul energetic al rezonanțelor (λ), $S_{\lambda n} = \langle \gamma_{\lambda n}^2 \rangle / \rho_{\lambda}$, unde ρ_{λ} este densitatea de nivele (λ). Funcția de intensitate este raportul dintre lărgimea redusă mediată și distanța medie D dintre nivele alăturate, $\rho_{\lambda} = 1/D_{\lambda}$. Funcția de intensitate este o mărime fizică mediată ca și densitatea nucleară de nivele. Regiunile unde este adecvat să vorbim despre densități de nivele în loc de nivele izolate sunt de asemenea regiunile unde este indicat să folosim funcția de intensitate în locul lărgimii reduse individuale.

Rezonanța de nucleu compus (Bohr) este o stare cuasistaționară de înaltă complexitate, implicând excitări multinucleonice. Nucleul compus evoluează printr-un șir de configurații succesive ce culminează cu stări cuasirezonante staționare, care apoi se dezintegrează în diferite canale de reacție. Prima configurație a acestui proces secvențial corespunde mișcării nucleonului incident în potențialul nuclear self consistent al sistemului compus. Această mișcare este descrisă de modelul uniparticulă sau de modelul în pături (pentru energii negative) și de modelul optic (pentru energii pozitive). Stării legate uniparticulă (nucleonice) de model în pături îi corespunde la energii pozitive rezonanța uniparticulă de model optic. Următoarele configurații ce urmează mișcării uniparticulă se abordează cu ajutorul interacției nucleare reziduale; acestea sunt diferențele dintre potențialul nuclear actual și un potențial de model optic sau de model în pături. Prin interacție reziduală, starea rezonantă uniparticulă se împrăștie peste un grup de nivele actuale. Grupul de nivele actuale, care poartă o fracțiune substanțială a stării uniparticulă, constituie rezonanța gigant (modelul micro-gigant dezvoltat de Lane-Thomas-Wigner pentru rezonanța de model optic, [99]). (Dacă interacțiile reziduale ar duce la o împrăștiere și mai puternică a stării uniparticulă, se obține modelul uniform).

Funcția de intensitate este o măsură a intensității mediate a lărgimilor reduse ale rezonanțelor actuale de nucleu compus. Această mărime spectroscopică se definește ca suprapunerea unei stări uniparticulă și stările actuale, arătând cât

de mult starea uniparticulă se amestecă cu stările actuale ale nucleului. Este de așteptat ca funcția de intensitate să prezinte un maxim oriunde este prezentă o stare uniparticulă. Rezonanțele gigant corespund fiecare câte unei stări uniparticulă din sistemul compus atunci când se neglijează interacția reziduală. Lărgimea redusă uniparticulă (neutronică) γ_{sp}^2 este împărțită printre nivelele complicate de nucleu compus astfel încât $\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda n}^2 = \gamma_{sp(n)}^2$. Creșterea în amplitudine a secțiunii sau a funcției de intensitate, spre o formă de rezonanță de mare lărgime, relevă existența stărilor uniparticulă în împrăștierea nucleonilor pe nuclee. Rezonanțele gigant sunt rezonanțe uniparticulă care se distribuie, prin interacție reziduală, în stări complicate de nucleu compus. Acestea nu mai sunt descrise de lărgimile uniparticulă ci de funcția statistică de intensitate neutronică. Parametrul spectroscopic al unei rezonanțe gigant neutronice nu mai este lărgimea redusă neutronică ci este corespondentul ei statistic și anume funcția de intensitate neutronică. Lărgimea redusă a unei rezonanțe izolate și funcția de intensitate a unei rezonanțe gigant pot influența dinamica fluxului în canalul de prag care, la rândul său, determină mărimea efectelor de prag.

În acest studiu sunt de interes rezonanțele uniparticulă neutronice coincidente cu pragul. Rezonanța uniparticulă este o rezonanță unicanal. Vom discuta în următorul paragraf, modul cum o rezonanță neutronică unicanal poate induce, prin intermediul împrăștierii cuasirezonante, un efect de prag multicanal precum și relația dintre acest efect și funcția de intensitate neutronică.

4.4 Efecte de Prag, Împrăștierea Cuasirezonantă și Funcția de Intensitate din Canalul Neutronic

Rezonanțele de nucleu compus (implicând excitații multinucleonice) sunt rezonanțe multicanal. Rezonanțele uniparticulă se manifestă, într-o primă aproximație, ca rezonanțe unicanal. Un cuplaj de canal direct al unei rezonanțe uniparticulă la alte canale de reacție competitive poate produce o rezonanță cuplată multicanal. Acest mecanism de împrăștiere rezonant, distinct de modelul de nucleu compus, este denumit împrăștiere cuasirezonantă, [22], [100]. În cele din urmă, o rezonanță uniparticulă în canalul de prag, de energie coincidentă cu energia pragului, poate induce un efect de prag semnificativ datorită cuplajului puternic și selectiv cu canalele deschise.

Procesul de împrăștiere cuasirezonantă consistă din tranziții directe între canale,

precedate sau urmate de o rezonanță unicanal. Experimental se evidențiază ca structuri rezonante în unele canale de reacție; celelalte canale de reacție prezintă o dependență energetică monotonă. O descriere a abordării procesului cuasirezonant în termenii matricii S reduse s-a realizat în Capitolul 1. În cele ce urmează, încercăm să nuanțăm anumite aspecte ce intervin în procesul cuasirezonant. În procedeul de derivare a formulei care descrie un proces cuasirezonant, matricea de împrăștiere S a fost împărțită într-un termen de fond "rapid" (β) și un termen rezonant "întârziat" (ρ), $S=S^\beta+S^\rho$. Ca urmare a aplicării proprietății de unitaritate a matricii de împrăștiere S respectiv a matricii de fond S^β , se obține a modulare a elementelor matricii rezonante S^ρ în termenii matricii de împrăștiere de fond, [17]. Formal acest lucru este evidențiat în relația de cuasirezonanță din ecuația (1.16), Capitolul 1, derivată pentru o rezonanță unicanal (λ), ($\gamma_{\lambda n} \neq 0$, $\gamma_{\lambda a}=0$, a și b - canale observate). În cazul în care o rezonanță unicanal (π) se localizează la pragul canalului (n), ($|E_\pi - E_{prag}| < \Gamma_\pi$) s-a obținut, într-o parametrizare de matrice R ,

$$\Delta T_{ab} = -2i \frac{T_{an}^\beta \gamma_{\pi n}^2 T_{nb}^\beta}{E_\pi - E + S_n \gamma_{\pi n}^2 - i(P_n \gamma_{\pi n}^2 + \Gamma')} \quad (4.1)$$

unde matricea de tranziție T^β este definită de relația $S^\beta = 1 + 2iT^\beta$, S_n și P_n sunt funcțiile de Salt și de Penetrabilitate ce constituie derivata logaritmică L_n din canalul neutronic de prag și lărgimea Γ' descrie cuplajul cuasirezonanței cu celelalte canale deschise.

Despre comportarea energetică a numitorului prin termenii derivatei logaritmice L_n precum și o comparare a ecuației (4.1) cu termenul complementar Lane s-a discutat în Capitolul 1 (par. 5), Capitolul 3 (par. 2), respectiv Capitolul 1 (par. 6) ale lucrării. Intensitatea efectului de prag, ce constituie subiect de analiză al prezentului studiu, este conținută în termenii numărătorului din (4.1); amplitudinea procesului cuasirezonant este proporțională atât cu intensitățile de cuplaj direct ale canalelor ($T_{an}^\beta T_{nb}^\beta$) cât și cu lărgimea redusă neutronică unicanal ($\gamma_{\pi n}^2$). Starea uniparticulă se poate împrăști, datorită interacției reziduale, pe nivelele actuale de nucleu compus. Prin medierea lărgimilor reduse ale nivelelor actuale se obține, ca rezultat, un efect proporțional cu funcția de intensitate neutronică, $S_{\pi n} \sim \langle \gamma_{\pi n}^2 \rangle$. Menționăm aici că mărimi fluctuante sunt numai lărgimea redusă neutronică și lărgimea totală a rezonanței, ceilalți termeni, (S^β, S_n, P_n) fiind dependenți monoton de energie și nu sunt incluși în mediere. Metoda de mediere folosită este procedura Brown, [53]; aici s-a evitat o mică regiune ce include punctul de ramificație al pragului. Relația dintre amplitudinea efectului de prag și funcția de intensitate neutronică s-a obținut inițial printr-o altă procedură, [50], [13],

$$\alpha_{ab} = \Gamma_{an} < \gamma_{\pi n}^2 > \Gamma_{nb} \quad (4.2)$$

cu Γ_{an} și Γ_{nb} - intensități de cuplaj ale canalului de prag n la celelalte canale deschise.

Pentru a extrage din date experimentale relația efect de prag - funcție de intensitate neutronică, a fost necesar să luăm în considerare dependența energetică din canalul de intrare (a) și din canalul de ieșire (b), descrisă de factorii T_{an}^β respectiv T_{nb}^β . Să considerăm cazul unui canal de ieșire protonic ($b = p$) cuplat prin interacție de izospin cu canalul neutronic de prag; canalul protonic și neutronic sunt canale izobar analoage. [Energia protonului din canalul de ieșire este fixată, prin relația coulombiană, la energia de zero a pragului canalului analog neutronic (Q_{pn}). Pentru canale izobar analoage aceasta are aproape aceeași valoare pentru nuclee dintr-o zonă de masă dată sau care au o aceeași energie de zero a stării neutronice.] Din acest motiv, termenul T_{nb}^β poate fi considerat constant pentru un grup de nuclee care își dispută o aceeași stare neutronică de energie zero. Pentru un efect de prag cuasirezonant de împrăștiere elastică protonică se obține că produsul $T_{pn}^\beta T_{np}^\beta$ este aproape constant pentru nuclee țintă din zona de masă în care există o stare uniparticulă neutronică la energia de zero. Amplitudinea efectului de prag experimental α_{pp} este, până la un factor de proporționalitate, chiar funcția de intensitate neutronică,

$$\alpha_{pp} = \text{const } \mathcal{S}_{\pi n} \quad (4.3)$$

Pentru reacțiile de transfer ce populează canale izobar analoage protonice și neutronice, [de exemplu (d, p) și (d, n)], se poate întâmpla ca Q -ul lor să se schimbe semnificativ pentru anumite nuclee din aceeași zonă de masă. În consecință, se impune o corectare a dependenței energetice în canalul de intrare, atunci când se face o analiză a datelor experimentale. Se poate trece peste această problemă dacă remarcăm faptul că reacțiile de transfer pe canale protonice și neutronice izobar analoage au aceeași structură cinematică; dependența energetică în canalul de intrare se manifestă numai prin integralele radiale DWBA ale funcțiilor de undă distorsionate deuteronice. În consecință, se poate considera faptul că dependența datelor experimentale de prag de energia din canalul de intrare este aceeași cu cea a secțiunii fondului reacției DWBA,

$$\alpha_{dp} \sim T_{dp}^\beta \alpha' \quad (4.4)$$

cu α' - un parametru aproape independent de energia din canalul de intrare. Relația efect de prag - funcție de intensitate neutronică devine atunci,

$$\alpha' = \text{const } \mathcal{S}_{\pi_n} \quad (4.5)$$

Relațiile (4.2)-(4.5) s-au folosit în stabilirea relațiilor efect de prag - funcție de intensitate neutronică atât pentru efectul izotopic de prag cât și pentru anomalia de prag din reacții de stripping deuteronic.

4.5 Evidențe ale Relației dintre Efectele de Prag în Undă p și Funcția de Intensitate Neutronică

Efectele de prag dintr-o împrăștiere cuasirezonanță necesită îndeplinirea a două condiții: (a) rezonanță uniparticulă neutronică de energie zero (coincidentă cu pragul) și (b) cuplaj selectiv direct între canalul neutronic de prag și canalele deschise de reacție. Prima condiție stabilește zona de masă a nucleelor țintă iar cea de-a doua selectează canalul observat (protonic). Starea uniparticulă neutronică la o energie dată este, într-adevăr, o proprietate globală pentru o întreagă zonă de masă; de exemplu stările uniparticulă neutronice $2-p$ sunt specifice nucleelor de masă $A \sim 30$ în timp ce starea $3-p$ este caracteristică nucleelor de masă $A \sim 90$. Rezonanța uniparticulă neutronică este atunci cuplată selectiv, prin interacție de izospin, numai la canalul protonic izobar analog.

În vederea stabilirii unei relații între intensitatea efectului de prag în undă p și funcția de intensitate neutronică, s-au folosit două metode de evaluare a intensității anomaliilor din datele experimentale ale secțiunii și puterii de analiză. În prima metodă, se definește o intensitate "empirică" a efectului de prag, $\Delta = (\sigma_{max} - \sigma_{min})/\bar{\sigma}$, determinată de adâncimea dipului secțiunii (mediate energetic în cazul efectului de prag izotopic) și normalizată la valoarea medie din regiunea pragului. S-au evaluat astfel deviațiile maxime ale secțiunii în raport cu valorile medii la semilărgimea anomaliilor. Amplitudinea anomaliilor de stripping este normalizată la fondul reacției incluzând factorul spectroscopic corespunzător. Cu această procedură se obține un parametru global pentru amplitudinea anomaliilor care, în cazul reacțiilor de stripping (d,p), nu are o legătură directă cu canalele deuteronice de intrare ce corespund aceluiași canal protonic în undă p .

Această metodă nu este o aproximație foarte exactă pentru reacții (d,p). Se neglijează aici diferitele partiții posibile în canalul deuteronic, cuplajul spin-orbită

din canalul de ieșire protonic ca și alți factori corectivi ca de exemplu dependența energetică a parametrilor α (pentru anomalia de stripping). De asemenea, metoda nu este potrivită pentru evaluarea cazului "double-dip" al anomaliei de stripping precum și a datelor de putere de analiză.

Pentru a lua în considerație inexactitățile descrise mai sus, îndeosebi întâlnite în analiza anomaliei de stripping, s-a apelat la studiul numeric realizat pe datele experimentale din zona de masă $A \sim 90$, cu ajutorul programului de calcul dedicat analizei proceselor cuasirezonante QUASIRES. Acest cod numeric constă într-un program standard DWBA pentru tratarea fondului, corectat prin două subrutine alternative pentru descrierea termenului de prag al matricii S și un procedeu numeric de minimizare, în vederea fitării datelor experimentale. Analiza numerică precum și metodele utilizate au fost prezentate pe larg în Capitolul 2 și Capitolul 3 ale prezentei lucrări.

Scopul actualei analize numerice este acela de a extrage din datele experimentale, intensitățile parametrilor fenomenologici α și, în consecință, a componentei lor spectroscopice.

În analiza teoretică a anomaliei de prag, parametrul α poate fi considerat nu neapărat ca un parametru liber de fitare ci mai degrabă limitat la anumite constrângeri de natură fizică. Parametrul α este dependent de tăria cuplajului dintre canalele analoage protonice și neutronice; depinde de asemenea de datele din canalul de intrare deuteronic (momentele cinetice $l_d j_d$) compatibile cu acele partiții ($l_p j_p$) ale rezonanței uniparticulă în undă p . Dacă rezonanța ar fi deplasată departe de pragul neutronic, termenul de tip rezonant ar trebui să se comporte ca fondul canalului protonic în undă p . În aceste limite se poate deduce faptul că dependența parametrului α de energia deuteronică ar trebui să fie similară cu aceea a termenilor de fond din matricea de împrăștiere care descriu tranzițiile în canalul protonic în undă p ; cu alte cuvinte, dependența parametrului α de energia deuteronică și protonică este conținută în integralele radiale DWBA ale reacției (d, p) corespunzătoare unei protonice parțiale cu $l_p = 1$. Relația din ecuația (4.4) evidențiază exact acest raționament.

În mod formal dependența energetică din ecuația (4.4) se poate deduce din relația existentă între parametrizările amplitudinii de tranziție derivate în schema momentului cinetic total - (specific unei rezonanțe) respectiv în cea a momentului cinetic de transfer - (specific unui proces direct), [59].

Amplitudinea de tranziție care descrie un mecanism de reacție direct și unul anomal dintr-o reacție (d, p) constă, în acord cu formula Lane, dintr-un termen DWBA și unul rezonant; acești termeni se construiesc în schema de cuplaj a momentului cinetic de transfer, [59], respectiv schema de cuplaj a momentului cinetic

total, [10], și se adună în codul DWUCK, [63].

O constrângere fizică în analiza anomaliilor de stripping este de a obține aceleași componente spectroscopice ale anomaliilor, de la toate tranzițiile posibile (corespunzătoare parametrilor $\alpha_{l_d j_d; l_p j_p}$) ce populează canalul protonic în undă p indiferent de partițiile deuteronice (l_d, j_d) din canalul de intrare; exceptând factorii cinematici și de penetrabilitate, intensități diferite de tranziție, $\alpha_{l_d j_d; l_p j_p}$, ar trebui să conducă la o aceeași mărime spectroscopică (redușă), și anume funcția de intensitate neutronică.

4.5.1 Efectul de Prag Izotopic

Reacțiile protonice posibile, care satisfac condițiile de rezonanță uniparticulă neutronică coincidentă cu pragul respectiv cuplaj selectiv direct dintre canalul neutronic de prag și celelalte canale deschise de reacție, sunt reacțiile de împrăștiere elastică (p, p) și reacțiile cu schimb de sarcină (p, n) pe nuclee oglindă din zona de masă $A \sim 30$, vezi Ref. [40], [39]; (date pentru ^{25}Mg au fost luate dintr-o lucrare cu fluctuații statistice, [101]).

Efectul de prag constă într-o schimbare a fondului secțiunii de reacție din canalul observat. Pentru a putea fi depistat experimental, este necesară îndeplinirea a cel puțin două condiții: (1) număr mic de unde parțiale în canalul observat, (2) comportare netedă a fondului reacției pentru a evidenția mai ușor efectul anomal. Efectul de prag izotopic îndeplinește prima condiție. Energiile incidente protonice necesare pentru a deschide canale analoage neutronice în această zonă de masă $A \sim 30$ sunt mici, $E_p \sim 6$ MeV, ceea ce implică un număr mic de unde parțiale, $l_p \leq 3$, insuficient pentru a putea masca anomalia în undă $l_p=1$. A doua condiție ridică unele probleme analizei anomaliilor de prag din această zonă de masă, datorită structurilor de lărgime mică (100-200 KeV) existente în secțiune. Parte din ele provin de la fluctuații Ericson, parte sunt structuri de nucleu compus, de exemplu Ref. [102]. Efectul de prag izotopic, fiind conectat la rezonanța uniparticulă, are o structură de "broadening" de lărgime ~ 500 KeV și se va manifesta în funcțiile de excitație ca un efect de modulare în amplitudine peste structurile observate de lărgimi mici. Datele experimentale din împrăștierea protonilor pe nuclee de masă $A \sim 30$ prezintă un efect de prag mediat; amplitudinea acestuia este proporțională cu funcția de intensitate neutronică în undă $2-p$, [103]. O altă măsură a amplitudinii efectului de prag poate fi mărimea coeficientului α determinată "computațional" în lucrarea [103]. Așa după cum se observă în Figura 4.1, amplitudinea efectului de prag izotopic urmărește dependența de masă a funcției de intensitate neutronice $2-p$, [104].

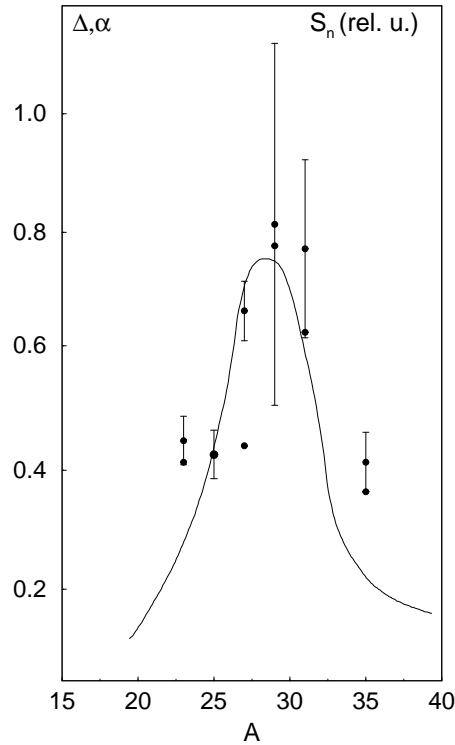


Figura 4.1: Intensitatea efectului de prag izotopic, Δ - determinată printr-o procedură "empirică" și α - determinată "computațional", precum și funcția de intensitate neutronică 2- p , în dependența lor de numărul de masă A (vezi Ref. [103] și Ref. [98] pentru ^{25}Mg).

Rezultatele stabilite în analiza efectului de prag izotopic prin procedurile "empirice" respectiv "computaționale" demonstrează ideea principală a acestei lucrări; amplitudinea efectului de prag este dependentă de amplitudinea spectroscopică a procesului cuasirezonaant, și anume de funcția de intensitate neutronică.

4.5.2 Anomalia de Prag din Reacții de Stripping Deuteronic

Procedura empirică (folosită ca o evidență experimentală) pentru extragerea directă din datele experimentale a intensității efectului de prag a fost utilizată în analiza anomaliilor din reacții de stripping deuteronic, pe următoarele nuclee țintă: ^{80}Se [77], ^{86}Kr [78], ^{88}Sr [79], [49], ^{90}Zr [43], [44], [52], [75], ^{92}Zr [80], ^{92}Mo [52], [80], ^{94}Zr [80], ^{94}Mo [80] și ^{106}Cd [52], [51]. Intensitatea anomaliilor determinată

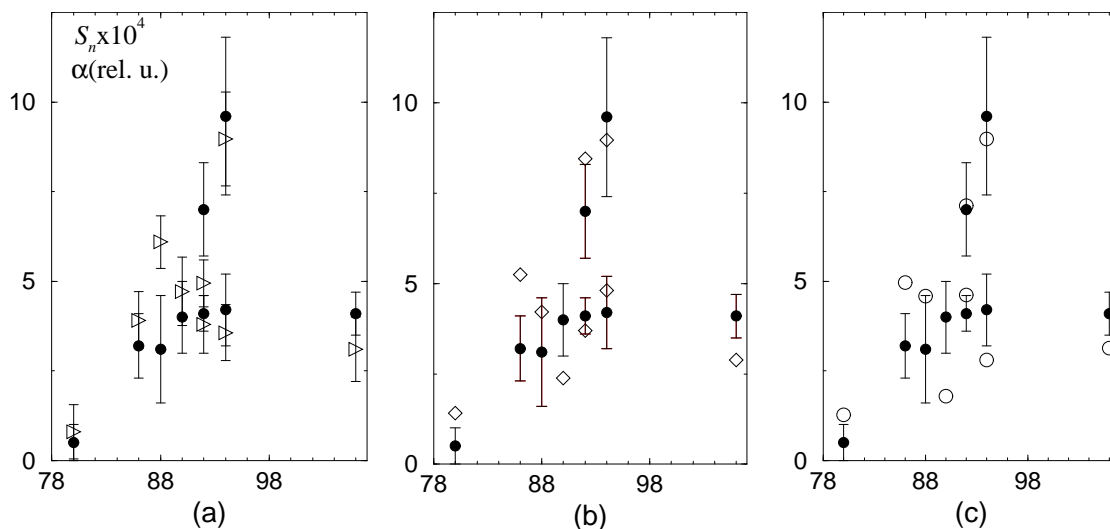


Figura 4.2: Dependența de masă a funcției de intensitate neutronică în undă $3-p$ din date experimentale (\bullet) și intensitățile anomaliei de prag rezultate din analiza: (a) empirică (\triangleright), (b) și (c) computațională (\diamond și \circ).

”empiric” este reprezentată cu triunghiuri împreună cu erorile corespunzătoare (obținute printr-o analiză standard a erorilor) în Figura 4.2 (a). În aceeași figură sunt reprezentate (cercuri pline) date experimentale recente ale funcției de intensitate neutronică $3-p$: ^{80}Se [105], ^{86}Kr [106], ^{88}Sr [107], ^{90}Zr [108], ^{92}Zr [108], ^{92}Mo [108], ^{94}Zr [109], ^{94}Mo [109] și ^{106}Cd [110]; alte date se pot găsi în Ref. [111]. Valorile intensității anomaliei sunt date în unități relative, așa cum au fost ele obținute din analiza empirică. Cu toate limitările procedurii empirice, enumerate mai sus, s-a pus în evidență relația existentă dintre amplitudinea anomaliei și funcția de intensitate neutronică.

Descrierea DWBA a fondului s-a realizat în termenii unor parametri de model optic globali (mediați), atât pentru deuteroni, [112], cât și pentru protoni, [84], și printr-o alegere potrivită a coeficienților spectroscopici, [86], [88], [90], [91], [92], [94]. Termenul de prag anomal s-a derivat, [9], în termenii matricii R , [10], pentru rezonanța uniparticulă neutronică $3-p$.

Fitarea anomaliilor de prag s-a aplicat pentru fiecare valoare permisă a momentului cinetic corespunzătoare schemei de cuplaj a momentului cinetic total legată de canalul de ieșire cu $l_p = 1$. S-au urmărit în procedeul de fitare doi parametri:

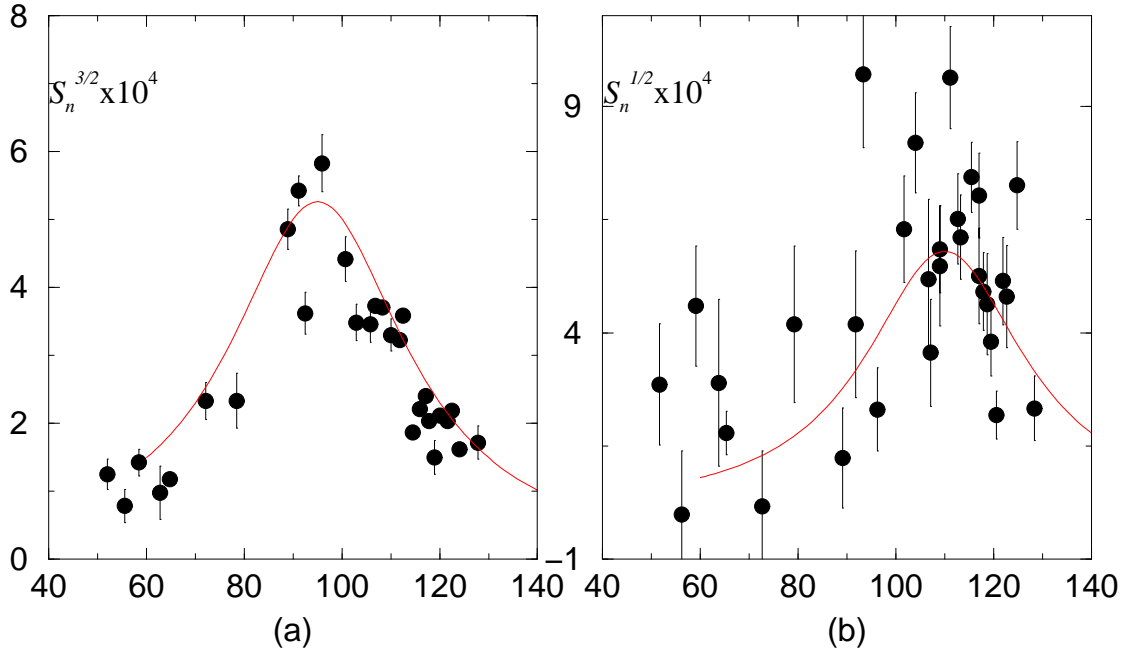


Figura 4.3: Dependența de masă a funcției de intensitate neutronică 3- p - mărimi determinate experimental (\bullet) și a intensităților α ale anomaliei extrase dintr-o distribuție Lorentziană (-) pentru: (a) componenta spin-orbită $p_{3/2}$, (b) componenta spin-orbită $p_{1/2}$.

amplitudinea coeficienților α precum și fazele relative dintre termenii direcți și cei rezonanți ale amplitudinii de tranziție. Intensitățile anomaliei obținute în schema momentului cinetic de transfer și în schema momentului cinetic total sunt prezentate în Figura 4.2 (b) (romb) și respectiv Figura 4.2 (c) (cerc). Datele estimate urmăresc funcția de intensitate neutronică indiferent de metoda de analiză folosită sau de setul de numere cuantice a canalului deuteronic implicat. Se poate observa o potrivire bună între intensitățile anomaliei determinate "empiric" (Figura 4.2 (a)) și "computațional" (Figura 4.2 (b) și Figura 4.2 (c)) și valorile funcției de intensitate neutronică 3- p pentru toate nucleele investigate, în limitele erorilor experimentale. Erorile corespunzătoare evaluărilor numerice ale anomaliei au fost extrase din matricea de eroare obținută într-o rutină specializată a programului de minimizare (vezi Ref. [96]). Intensitățile spectroscopice evaluate numeric, încadrându-se într-un nivel de confidență de 90%, sunt în concordanță cu valorile experimentale ale funcției de intensitate neutronică.

S-a realizat de asemenea o fitare "globală" pentru toate cazurile analizate, prin descrierea intensităților anomaliilor de o anumită funcție de distribuție dependentă de masa atomică a nucleelor. Distribuția Lorentz este cea mai adecvată pentru scopul propus. Această distribuție a fost folosită de autorii din Ref. [97] pentru a estima despicarea spin-orbită a funcției de intensitate $3-p$. Fitul "global" determină acum nu intensitățile fiecărei anomalii de prag ci parametrii funcției Lorentziene (lărgimea și poziția maximului). Diferența dintre funcția Lorentziană astfel dedusă și cea din Ref.[97] constă din procedura de determinare: aici fitarea se realizează pe mărimea anomaliilor de prag (pentru cazurile investigate) în timp ce în Ref. [97] se fitează datele experimentale ale funcției de intensitate $3-p_{1/2}$ și $3-p_{3/2}$. În Figura 4.3 (a) și Figura 4.3 (b) sunt prezentate cele mai recente date privind despicarea spin-orbită a funcției de intensitate neutronică $3-p$ și funcțiile ce descriu intensitățile anomaliilor de prag, $\alpha(A)$.

4.6 Concluzii

Concepția lucrărilor din anii 70 referitoare la anomalia de prag este focalizată pe conceptul de cuplaj de izospin al canalelor analoge protonice și neutronice și existența rezonanței uniparticulă neutronice în undă $3-p$ la energia de zero pentru nucleele din zona de masă $A \approx 90$. Lane a accentuat rolul rezonanței în undă $3-p$ ca mecanism de reacție în producerea anomaliilor de prag. În lucrarea lui Lane atenția este îndreptată numai către numitorul rezonant. Parametrii fenomenologici Lane ai anomaliilor sunt raportați numai la cuplajul de izospin. Rezultatele din această lucrare converg spre ideea că parametrii anomaliilor sunt de asemenea dependenți și de funcția de intensitate neutronică.

Rezultatul fizic obținut în această analiză constă în faptul că amplitudinea efectului de prag în undă p este determinat nu numai de mecanismul de reacție (cuplaj de izospin dintre rezonanța neutronică de energie zero și canalul protonic observat), dar și de funcția de intensitate neutronică, și anume de amplitudinea spectroscopică a stării neutronice de prag. O amplitudine spectroscopică mare a rezonanței de prag neutronice se comportă ca un amplificator al transferului de flux dinspre canalul neutronic de prag, având drept rezultat o creștere a mărimii efectului de prag.

În acest capitol, s-au corelat intensitățile efectului de prag izotopic și ale anomaliilor de stripping cu funcția de intensitate neutronică $2-p$ respectiv $3-p$ în dependența lor de masă în regiunea $A \approx 30$ respectiv $A \approx 90$. Aceasta demonstrează existența unei relații de proporționalitate dintre cele două mărimi fizice

(efectul de prag și funcția de intensitate). Potrivit rezultatelor acestui capitol, efectele de prag depind nu numai de factorii de penetrabilitate din canalul deschis, cum se întâmpla în teoria cusp, dar și de amplitudinea spectroscopică a stării de prag din canalul neutronic deschis. Acest rezultat este de asemenea o demonstrație empirică și computațională conform căreia sursa ancestrală a anomaliilor este rezonanța uniparticulă neutronică în undă p la energia de zero. Analizele numerice au avut suportul capacităților hardware și software actuale (inaccesibile în anii 70-80).

Capitolul 5

Factori Cinematici și Dinamici în Observarea Experimentală a Efectelor de Prag $3-p$ în Reacții de Stripping Deuteronic [56]

În acest capitol sunt studiați factorii cinematiți și dinamici care pot conduce la o inhibare a efectelor de prag din reacțiile de stripping deuteronic. Aceste efecte sunt determinate atât de mecanismul de reacție al fondului reacției (d, p) cât și de funcția de intensitate a rezonanței uniparticule neutronice în undă $3-p_{1/2}$. Factorii de inhibare asociați cu fondul reacției depind de componentele multistep ale fondului (factori spectroscopici mici), Q -ul reacției precum și de momentul cinetic transferat. Cele două componente ale despicării spin-orbită ale rezonanței neutronice în undă p de energie zero produc valori diferite ale factorilor cuantici cinematiți, ale factorilor de compresie și ale termenilor anomali de prag; se obține o reducere a amplitudinii efectului de prag $3-p_{1/2}$ față de corespondentul său, $3-p_{3/2}$.

5.1 Introducere

Efectele de prag sunt determinate de dinamica de reacție. Efectul de prag în undă p se asociază cu împrăștierea cuasirezonantă, adică un cuplaj puternic a canalului neutronic de prag cu canalele deschise observate și de asemenea, o amplitudine spectroscopică mare a stării neutronice de prag, [12]. Mărimea spectroscopică definită ca suprapunere a stării uniparticulă cu stările actuale ale nucleului este

funcția de intensitate neutronică (NSF). Relația dintre anomalia de prag în undă p și funcția de intensitate neutronică a fost studiată în capitolul precedent, [55], [25]. Intensitățile anomaliilor de prag $3-p$ observate în reacții de stripping deuteronic pe nuclee țintă din regiunea de masă $A \sim 90$ au fost extrase prin intermediul mai multor metode și comparate cu date experimentale ale Funcției de Intensitate Neutronice. Folosind o procedură computațională, secțiunile de reacție au fost determinate în formalismul DWBA și a modelului fenomenologic Lane, [9]. Dependența de masă a intensităților anomaliilor de prag din strippingul deuteronic a fost corelată cu comportarea funcției de intensitate neutronice $3-p$ în zona de masă $80 \leq A \leq 107$.

Pornind de la parametri de anomalie obținuți, s-a aplicat o metodă inversă. S-a considerat despicarea spin-orbită a funcției de intensitate neutronice $3-p$, [97]. Picurile funcției de intensitate sunt localizate în jurul numărului de masă $A \approx 95$ pentru componenta $3-p_{3/2}$ și $A \approx 110$ pentru componenta $3-p_{1/2}$. Intensitatea anomaliilor de prag a fost evaluată prin folosirea, în locul parametrilor α , a unei funcții Lorentziene, care descrie dependența de masă a componentelor spin-orbită ale funcției de intensitate neutronice $3-p$, Figura 5.1. Rezultatul, la o primă vedere, poate fi considerat surprinzător, deoarece valorile mari ale componenteii spin orbită $3-p_{1/2}$ determină un efect de prag mic în secțiunea reacției de stripping $^{106}\text{Cd}(d, p)^{107}\text{Cd}$, în acord cu evidența experimentală, [52].

Lucrările [55], [25], demonstrează rolul important pe care funcția de intensitate neutronică $3-p$ îl are în producerea anomaliilor de prag în reacții de stripping deuteronic din zona de masă $A \sim 90$. Efectele de prag mici raportate în literatură din zona de masă $A \approx 110$, în acest context, ar sugera o implicare slabă a componenteii $3-p_{1/2}$ a funcției de intensitate neutronice. Studiile din ultima vreme despre despicarea spin-orbită a funcției de intensitate neutronice au arătat exact contrariul acestei presupunerii, (vezi valorile experimentale ale NSF din Figura 5.1). Funcția de intensitate $3-p_{1/2}$ are valori similare cu componenta spin-orbită $3-p_{3/2}$.

În acest capitol, se studiază factorii care contribuie la inhibarea componenteii $3-p_{1/2}$ a funcției de intensitate neutronice în producerea efectelor de prag. Unele aspecte fizice cu privire la producerea anomaliilor de prag în reacții de stripping deuteronic sunt discutate în subcapitolul 5.2. Un experiment numeric a fost de asemenea realizat pentru a înțelege mai bine interferența dintre termenul rezonant anomal Lane și fondul DWBA. În subcapitolul 5.3 s-a realizat o predicție a anomaliilor în reacții de stripping deuteronic în zona de masă $A \sim 110$ folosind dependența de masă din Figura 5.1 a parametrilor anomaliilor.

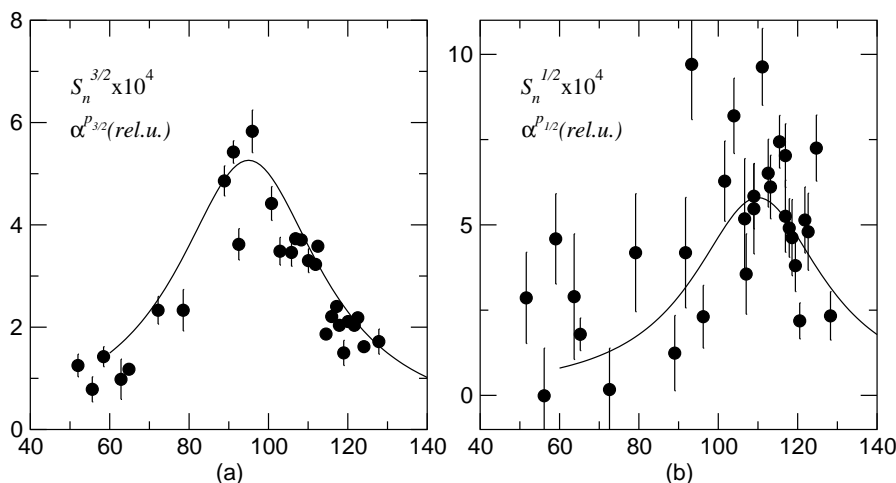


Figura 5.1: Dependența de masă a funcției de intensitate neutronică 3- p -mărimi determinate experimental (\bullet) și a intensităților α ale anomaliei extrase dintr-o distribuție Lorentziană (-) pentru: (a) componenta spin-orbită $p_{3/2}$, (b) componenta spin-orbită $p_{1/2}$.

5.2 Anomalia de prag în reacții de stripping deuteronic pe nuclee țintă din zonele de masă $A \sim 90$ și $A \sim 110$

Efectul de prag constă în interferența dintre fondul nerezonant și termenul rezonant anomal. Caracteristicile anomaliei trebuie să fie determinate atât de funcția de intensitate neutronică cât și de funcțiile de excitație ale reacției de fond. Funcțiile de excitație ale reacțiilor de stripping pentru nuclee din zona de masă $A \approx 100$ au un pic la energia deuteronică, $E_d \approx \frac{3}{5}\Delta_C$, [78]. (O estimare empirică a saltului coulombian poate fi găsită în Ref. [113], $\Delta_C = -1.03 + 1.45Z/A^{1/3}$.) Interdependența dintre valoarea Q a reacției (d, p) cu saltul coulombian Δ_C a stării neutronică analoge rezultă într-o poziție energetică a canalului de prag (d, \bar{n}) în raport cu picul DWBA. Anomalia poate fi localizată fie pe picul DWBA sau pe pantele sale ascendente sau descendente. Energia deuteronică de prag, $E_d^{thr} = \Delta_C - Q_{dp}$, măsurată în raport cu picul DWBA este $\delta = E_d^{pk} - E_d^{thr} = Q_{dp} - \frac{2}{5}\Delta_C$. Anomalia este vizibilă lângă picul funcției de excitație, [78], ($|\delta| < 0.4$ MeV; $Q \approx 5$ MeV), și mai puțin discernabilă pe panta ascendentă ($\delta > 0.4$ MeV; $Q > 6$ MeV) sau descendentă ($\delta < -0.4$ MeV; $Q < 4$ MeV).

Dincolo de această observație empirică, anomalia de prag se raportează la procesul de interacție direct (DI). Interferența dintre fondul nerezonant și termenul rezonant anomal este descrisă în termenii elementelor amplitudinii de tranziție directă (T^β) și rezonantă (T^π), $\Delta\sigma \sim Re(T^{\beta*}T^\pi)$. Intensitatea anomaliai observată în reacții de stripping deuteronic, depinde, în consecință, de mărimea fondului reacției directe. Secțiunea de reacție are o componentă de interacție directă mică pentru unghiuri de împrăștiere înapoi. Dacă suprapunerea funcției de undă a stării uniparticulă cu termenul de interacție directă din canalele deschise este mică, (adică coeficienți spectroscopici mici ai stării uniparticulă implicate), alte procese competitive (spre exemplu procese multistep), încep să joace un rol important în procesul de reacție, [7]. Secțiunea de reacție a anomaliai de prag, $\Delta\sigma$, va fi mai puțin discernabilă dacă secțiunile proceselor multistep cresc. Mai mult, acestea din urmă pot masca anomalia dacă funcțiile lor de excitație sunt energetic fluctuante.

Pentru zona de masă $A \sim 90$, pătura neutronică se închide la $A=90$; de exemplu, starea uniparticulă pură $2d_{5/2}$ asociată stării fundamentale a nucleului ^{91}Zr . Caracterul uniparticulă al stărilor reziduale din reacțiile de stripping deuteronic devine mai slab o dată ce ne îndepărtăm de $A=90$. Pentru cele mai multe nuclee din zona de masă $A \sim 110$, sub-pătura $3s_{1/2}$ se populează cu neutronul în undă s transferat în procesul de interacție directă (luând în atenție starea fundamentală a nucleului rezidual), dar factorii spectroscopici corespunzători acestor stări sunt în general mici. Ne așteptăm, pe baza argumentelor prezentate mai sus, la o evidență experimentală mai săracă a anomaliai de prag în această regiune de masă, în pofida valorilor mari înregistrate ale funcției de intensitate neutronică $3-p_{1/2}$.

S-a realizat un experiment numeric pentru a analiza contribuția intensităților $\alpha_{j_p=3/2}$ și $\alpha_{j_p=1/2}$ la secțiunea de reacție a anomaliai. Amplitudinea de tranziție rezonantă se adună cu amplitudinea de tranziție de fond atunci când undele deuteronice din canalul de intrare conduc, conform cu schema de cuplaj a momentului cinetic, la unde protonice de moment cinetic orbital $l=1$ (unde p) în canalul de ieșire. Cea mai simplă partiție a momentelor cinetice în canalul deuteronic se obține pentru strippingul pe ținte de spin zero a unui neutron în undă $s_{1/2}$. Această alegere se potrivește cu multe reacții de stripping deuteronic pe nuclee țintă din zona de masă $110 \leq A \leq 130$. Se obțin două seturi de numere cuantice, $(l_d=1, j_d=0)$ și $(l_d=1, j_d=1)$ ce corespund canalului protonic în undă $p_{j_p=1/2}$ și alte două, $(l_d=1, j_d=1)$ și $(l_d=1, j_d=2)$ pentru canalul $p_{j_p=3/2}$. Aici am notat cu l_d, l_p, j_d, j_p momentul cinetic orbital și momentul cinetic total pentru deuteron respectiv proton. Parametrii anomaliai α au fost distribuiți fiecărui set de numere cuantice permis cu amplitudini și faze identice. Atunci când se ia în considerare

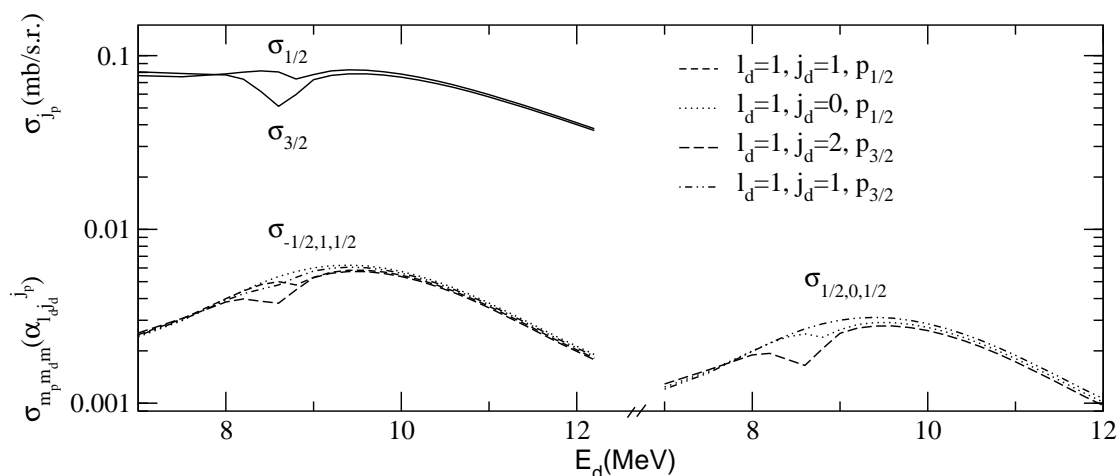


Figura 5.2: Test numeric ce prezintă efectul anomal din secțiunea de reacție pentru un transfer de moment cinetic $s_{1/2}$ din reacția de stripping $^{110}\text{Cd}(d, p)^{111}\text{Cd}$. Aceleași amplitudini și faze ai coeficienților $\alpha_{(l_d, j_d)}^{p_{3/2}}$ și $\alpha_{(l_d, j_d)}^{p_{1/2}}$ corespunzător rezonanței uniparticulă din canalul protonic în undă $p_{3/2}$ respectiv $p_{1/2}$ produc efecte diferite în amplitudinea anomaliei de prag, vezi $\sigma_{3/2}$ și $\sigma_{1/2}$ - curbele cu linii continue. Aceste diferențe se pot explica printr-o analiză mai aprofundată a termenilor secțiunii de reacție DWBA. Cei mai importanți dintre ei, indexați de numerele cuantice magnetice ale protonului, deuteronului respectiv neutronului transferat, sunt reprezentați pentru fiecare din momentele cinetice deuteronice permise de schema de cuplaj (corespondența cu partițiile de moment cinetic este dată în legendă). Se observă că dipul rezonant se reproduce în ambii termeni ai secțiunii doar pentru unda protonică $p_{3/2}$.

cuplajul de spin-orbită pentru particula proiectil și particula emergentă, secțiunea diferențială de reacție se însușează după toate proiecțiile de spin ale acestora ca și după cea a particulei transferate[7]. În Figura 5.2 am reprezentat cele mai semnificative contribuții ale amplitudinii de tranziție corespunzătoare proiecțiilor de spin $(m_p = -1/2, m_d = 1, m = 1)$ și $(m_p = 1/2, m_d = 0, m = 1)$, (m_p, m_d) și m - proiecțiile de spin ale protonului, deuteronului respectiv particulei transferate) determinate pentru toate valorile permise ale momentului cinetic în canalul deuteronic de intrare.

Trebuie observate aici amplitudinile mari ale dipului rezonant corespunzătoare partiției $(l_d = 1, j_d = 2)$ din canalul de intrare ce conduce la unda protonică $p_{j_p = 3/2}$ ca și prezența lor în ambii termeni ai amplitudinii de tranziție. Celorlalte partiții, amplitudinile de tranziție asociate lor (pătratul lor) mențin contribuția rezonantă

într-un singur termen, datorită anulării unor coeficienți Clebsch-Gordan ce intervin în cinematica cuantică a procesului de reacție.

Intensitățile diferite ale dipului anomal obținute din partițiile enumerate mai sus provin de asemenea, din "complexul cinematic",

$$(2l_b + 1)\sqrt{(2s_a + 1)(2j + 1)(2j_b + 1)(2l_a + 1)} < l_b l 0 0 | l_a 0 > \begin{pmatrix} l_b & s_b & j_b \\ l & s & j \\ l_a & s_a & j_a \end{pmatrix}$$

multiplicat de integralele radiale.

Aici numerele cuantice l, s, j reprezintă momentul orbital, spinul și momentul cinetic total ale particulei transferate (neutron). Acest termen poate fi asociat cu factorii cinematici ce intră în relația de corespondență dintre matricea de ciocnire derivată în schema de cuplaj a momentului cinetic total și integralele radiale, [59].

Aceleași rezultate numerice s-au înregistrat pentru transferul $d_{5/2}$ caracteristic reacțiilor de stripping deuteronic din zona de masă $A \sim 90$. Canalul deuteronic de moment cinetic ($l_d = 3, j_d = 4$) care conduce numai la partiția $p_{3/2}$ din canalul protonic de ieșire are o contribuție dominantă în descrierea dipului anomal. Partiția ($l_d = 1, j_d = 2$) analizată mai sus joacă același rol pentru transferul de moment cinetic $s_{1/2}$. Acest rezultat se poate exemplifica pe datele experimentale ale funcțiilor de excitație ale reacției de stripping $^{106}\text{Cd}(\vec{d}, p)^{107}\text{Cd}$. Funcțiile de excitație s-au determinat pentru unghiuri înapoi utilizând parametrizarea coeficienților α din Figura 5.1, în dependența lor de masă. Secțiunea de reacție obținută la 160° este prezentată în Figura 5.3 (b), alături de datele experimentale, [52]. Dacă intensitatea parametrului $\alpha_{j_p=3/2}$ este anulată, efectul anomal se diminuează considerabil (vezi linia punctată), în ciuda prezenței semnificative a componentei $3-p_{1/2}$ a funcției de intensitate neutronice. Ca o consecință a regulii Yule Haerberli, [74], puterea de analiză se transformă de la dip la rezonanță, contrar datelor experimentale (Figura 5.3 (a) - linie punctată). Interferența distructivă dintre termenii $p_{3/2}$ și $p_{1/2}$ conduce la un efect anomal slab atunci când se iau în considerație ambii termeni.

Pentru nuclee țintă de masă $A \geq 120$ poate interveni, în reacția de stripping (d, p) și un transfer de moment cinetic $d_{3/2}$. Totuși, nici una din componentele $p_{3/2}$ sau $p_{1/2}$ ale funcție de intensitate nu poate produce un efect anomal în funcțiile de excitație la fel de puternic ca cel dat de componenta $p_{3/2}$ în reacțiile de stripping de transfer $d_{5/2}$ sau $s_{1/2}$.

Un alt factor care demarcă contribuția diferită a celor două componente spin-orbită ale funcției de intensitate neutronice, $3-p_{3/2}$ respectiv $3-p_{1/2}$, este reflec-

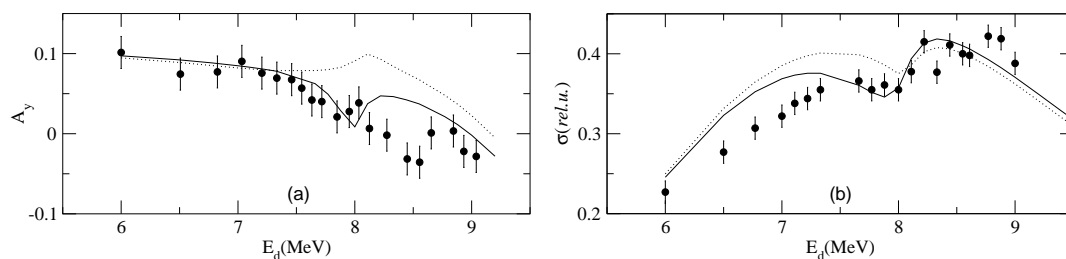


Figura 5.3: Anomalia de prag din reacția de stripping $^{106}\text{Cd}(d, p)^{107}\text{Cd}$ observată experimental (\bullet) în puterea de analiză (a) și în secțiunea de reacție (b) la unghiul de împrăștiere de 160° . Determinări teoretice folosind ambele componente $\alpha_{3/2}$ și $\alpha_{1/2}$ potrivit dependenței lor de masă (linie continuă) precum și luării în considerare numai a componentei $\alpha_{1/2}$ (linie punctată) sunt reprezentate de asemenea în cele două figuri (a) și (b).

tat în variația energetică a numitorului rezonant în termenii parametrilor de salt energetic ai rezonanței uniparticulă. Lane a introdus coeficienții de salt x_j pentru a descrie deplasarea energetică a rezonanțelor uniparticulă de moment cinetic $j = 3/2, 1/2$, $x_j = [E_j - (S_0 - b)\gamma_{\pi n}^2](\hbar^2/ma^2)^{-1}$, unde E_j este poziția energetică a rezonanței corespunzătoare condiției de frontieră "b" la raza de canal "a", S_0 - funcția de Salt în undă $l=1$ la energia de zero, $\gamma_{\pi n}^2$ este lărgimea redusă a rezonanței uniparticulă, iar \hbar^2/ma^2 este lărgimea Wigner.

Este de așteptat ca $x_{3/2}$ să ia valori pozitive pentru nuclee cu masa atomică mai mică de $A \approx 95$ în timp ce $x_{1/2}$ să rămână pozitivă până la $A \approx 110$. Peste aceste limite de masă, coeficienții de salt ar trebui să schimbe semnul. O explicare numerică a variației numitorului Lane cu energia neutronului din canalul de prag pentru diverse valori ale coeficienților de salt, (domeniul lor de variație este limitat de condițiile $x_{1/2} - x_{3/2} = 2$, $-2 \leq \bar{x} \leq 2$; $\bar{x} = 1/2(x_{3/2} + x_{1/2})$), a arătat o reducere a acestuia în cazul $x_{1/2} > 0$ ajungând la un factor de aproximativ două ori mai mic decât corespondentul său în $j_p = 3/2$ atunci când $x_{1/2}$ atinge valoarea maximă $x_{1/2}=3$ (vezi Figura 3.2, Capitolul 3).

În fine, efectul de compresie al scalei energetice datorat variației puternice cu energia a derivatei logaritmice a rezonanței de energie zero poate induce și el o mică diferențiere în componentele de spin-orbită ale intensităților α . Lane a evaluat prin calcule de model optic, factorul de compresie bine cunoscut în teoria matricii R, [10], $\beta(E) = 1/(1 + \gamma^2 dS/dE)$, folosind funcții și valori proprii determinate din modelul în pături pentru starea legată uniparticulă neutronică $3-p_{3/2}$, [9], [19]. Dependența de energie a factorului de compresie a obținut-o prin

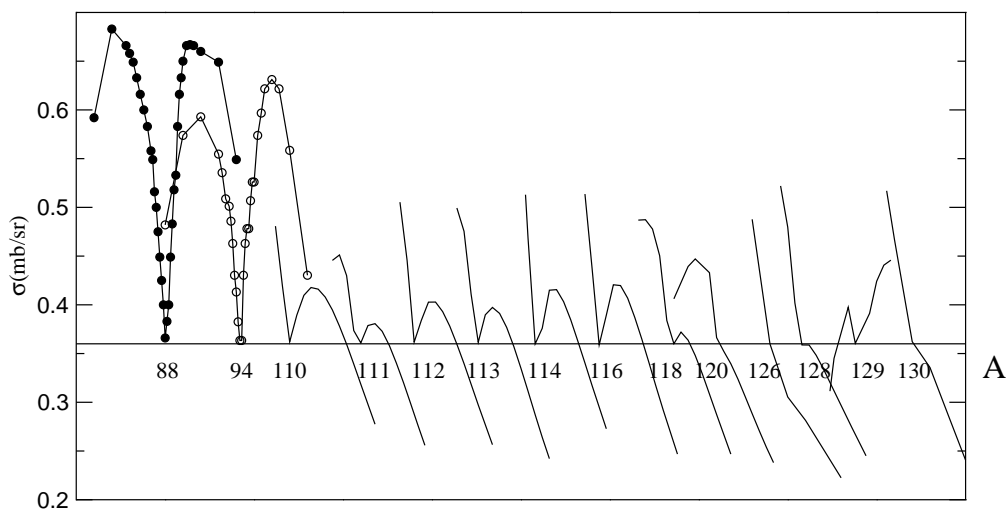


Figura 5.4: Secțiunile de reacție experimentale pentru $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$ (●) și $^{94}\text{Zr}(d,p)^{95}\text{Zr}$ (○) la unghiul de împrăștiere $\theta=160^\circ$. Valorile predicționate pentru $100 \leq A \leq 130$ au fost scalate corespunzător. Numerele de masă trecute în figură, luate în ordine crescătoare, corespund maselor următoarelor nuclee țintă: ^{88}Sr , ^{94}Zr , ^{110}Cd , ^{111}Cd , ^{112}Cd , ^{113}Cd , ^{114}Cd , ^{116}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{126}Te , ^{128}Te , ^{129}Xe și ^{130}Te .

fitare în termenii parametrilor lărgime redusă absolută, θ^2 , și a razei de canal a . Utilizând o procedură similară, am obținut valori ușor diferite pentru cei doi parametri în cazul considerării rezonanței $j_p = 1/2$, adică $\theta^2 \approx 3.8$, $a \approx 7.6\text{fm}$, [67], față de valorile determinate de Lane pentru $j_p = 3/2$, $\theta^2 = 4$, $a = 8\text{fm}$. Utilizând aceste valori, din evaluări numerice ale secțiunii, s-a observat o ușoară scădere a intensității anomaliilor corespunzătoare componente $j_p = 1/2$.

5.3 Predicții Numerice

Începând cu numărul de masă $A=107$, s-au realizat calcule de predicție ale anomaliilor de prag în reacții de stripping deuteronic folosind codul numeric DWUCK, [63], modificat prin introducerea unor rutine de calcul al temenului amplitudinii de tranziție anomală [58], vezi Capitolul 3. Pentru toate reacțiile de stripping "candidate", s-a determinat în prealabil fondul DWBA, împreună cu coeficienții spectroscopici corespunzători, ca și pragul energetic al canalului neutronic izobar analog. S-au utilizat parametri de model optic mediați, atât pentru protoni [84],

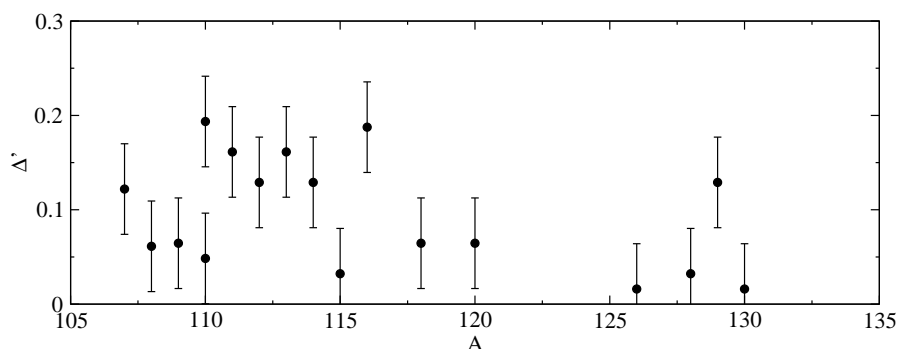


Figura 5.5: Mărimea intensității anomaliilor, $\Delta' = (\sigma_{max} - \sigma_{min})/\sigma_{min}$, determinată din calculele de predicție pentru zona de masă $A \geq 106$. Valorile sunt normalizate la mărimea anomaliilor cea mai pronunțată din zona de masă $A \sim 90$, observată în secțiunea reacției $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$.

cât și pentru deuteroni, [114], [115]. Valoarea Q a canalului neutronic de prag, $[(\bar{n} + \bar{B})$ unde \bar{B} este IAS a stării fundamentale din nucleu rezidual B al reacției $d+A \rightarrow p+B$], s-a determinat din datele experimentale ale stărilor analoge din nucleul \bar{B} . În cazul în care nu a fost identificată experimental, s-a folosit metoda empirică de evaluare a saltului coulombian din Ref. [113]. Parametrii α , potrivit scopului acestei lucrări, urmăresc în aceste calcule dependența de masă din Figura 5.1.

Criteriul de selectare din numărul relativ mare de nuclee țintă candidate a fost abundența izotopică. Am identificat, pe baza acestui criteriu, aproximativ douăzeci de reacții (d,p) , având ca ținte nucleele începând cu ^{106}Ag până la ^{130}Te , Refs. [116] ÷ [128], zonă de masă acoperitoare pentru valori semnificative ale funcției de intensitate neutronice $3-p_{1/2}$.

Pentru a avea o imagine globală asupra întregii zone de masă investigate ca și o comparație cu anomalia de prag raportată în zona de masă $A \sim 90$, s-au reprezentat în același grafic anomaliile de prag predicționate în această lucrare (parte din ele, scalate corespunzător) împreună cu cele măsurate experimental în reacțiile $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$, [79], și $^{94}\text{Zr}(d,p)^{95}\text{Zr}$, [80], vezi Figura 5.4. S-a constatat o descriere mai bună a anomaliilor dacă parametrii α sunt multiplicați de coeficienții spectroscopici corespunzători stărilor reziduale de reacție.

S-au calculat și reprezentat, de asemenea, mărimile Δ' . Acestea sunt o măsură cantitativă a intensității efectului de prag și s-au determinat din valorile prezise ale secțiunilor de reacție din zona de masă $A \sim 110$, vezi Figura 5.5. Reacțiile de

stripping investigate au fost următoarele,

$^{107}\text{Ag}(1/2^-)(d, p)^{108}\text{Ag}(1^+)$, $^{108}\text{Pd}(0^+)(d, p)^{109}\text{Pd}(5/2^+)$, $^{109}\text{Ag}(1/2^-)(d, p)^{110}\text{Ag}(1^+)$,
 $^{110}\text{Pd}(0^+)(d, p)^{111}\text{Pd}(5/2^+)$, $^{110}\text{Cd}(0^+)(d, p)^{111}\text{Cd}(1/2^+)$, $^{111}\text{Cd}(1/2^+)(d, p)^{112}\text{Cd}(0^+)$,
 $^{112}\text{Cd}(0^+)(d, p)^{113}\text{Cd}(1/2^+)$, $^{113}\text{Cd}(1/2^+)(d, p)^{114}\text{Cd}(0^+)$, $^{114}\text{Cd}(0^+)(d, p)^{115}\text{Cd}(1/2^+)$,
 $^{115}\text{I}(1/2^+)(d, p)^{116}\text{I}(1^+)$, $^{116}\text{Sn}(0^+)(d, p)^{117}\text{Sn}(1/2^+)$, $^{118}\text{Sn}(0^+)(d, p)^{119}\text{Sn}(1/2^+)$,
 $^{120}\text{Sn}(0^+)(d, p)^{121}\text{Sn}(1/2^+)$, $^{126}\text{Te}(0^+)(d, p)^{127}\text{Te}(3/2^+)$, $^{128}\text{Te}(0^+)(d, p)^{129}\text{Te}(3/2^+)$,
 $^{129}\text{Xe}(1/2^+)(d, p)^{130}\text{Xe}(0^+)$, $^{130}\text{Te}(0^+)(d, p)^{131}\text{Te}(3/2^+)$.

Se poate remarca faptul că efectele de prag precise în acest studiu pentru zona de masă $A \sim 110$ sunt mult mai mici (cel puțin un factor de 5) sau indiscernabile în comparație cu cele raportate în zona de masă $A \sim 90$.

5.4 Concluzii

Inhibarea anomaliei de prag din reacții de stripping deuteronic la starea uniparticulă neutronică $p_{1/2}$ a fost explicată în termenii procesului de interacție direct cât și din proprietățile rezonanței uniparticule neutronice $3-p$ așa cum a fost descrisă în modelul fenomenologic Lane.

S-au găsit trei factori determinați de procesul de interacție directă: (a) dependența de valoarea Q a reacției (d, p) , (b) cinematica cuantică ce descrie amplitudinea de tranziție (DI) și (c) factorii spectroscopici ai stării reziduale. Primii doi factori sunt legați de cinematica reacției în timp ce ultimul depinde de dinamica de interacție directă.

Relația empirică dintre valoarea Q a reacției (d, p) și energia deuteronică de prag a fost verificată cu succes pe baza evidențelor experimentale din zona de masă $A \sim 110$. Picul secțiunii de stripping pentru multe din reacțiile de stripping "candidate" este departe de energia deuteronică corespunzătoare deschiderii canalului neutronic analog.

Cinematica cuantică este dată de momentele cinetice al particulei transferate. În consecință, aceasta depinde de configurația nucleară a nucleului rezidual și a nucleului țintă. Atât pentru transferuri $d_{5/2}$ cât și pentru $s_{1/2}$, specifice acestei zone de masă, canalul protonic în undă p de moment cinetic $j_p = 3/2$ este favorizat în producerea anomaliei de prag datorită comportării coeficienților Racah ce se însumează în amplitudinea de tranziție. De asemenea, integralele radiale în undă p au o valoare mai ridicată pentru momentul cinetic $j_p = 3/2$ față de cele corespunzătoare lui $j_p = 1/2$.

Factorii spectroscopici mici ai stărilor reziduale pot mări incidența proceselor

multistep în mecanismul de reacție. Interferența lor cu procese directe one-step poate conduce la schimbări importante ale mărimii secțiunii de reacție care pot masca structurile mici suprapuse pe funcțiile de excitație, cum sunt de altfel efectele de prag.

S-au găsit doi factori asociați cu rezonanța uniparticulă neutronică 3-p. Aceștia pot fi clasificați, dacă urmăm modelul descris mai sus, după apartenența lor la efecte cinematice sau dinamice de reacție. Unul dintre ei este de natură cinematică și este dat de poziția energetică a rezonanței $j_p = 1/2$. În cazul unor valori pozitive, mărimea termenului Lane este serios diminuată, pâna la un factor de doi sau mai mare. Al doilea factor este de sorginte dinamică; pe baza calculelor numerice s-a stabilit faptul că efectul de compresie al scalei energetice este mai mic ($\sim 10\%$) în cazul rezonanței în $j_p = 1/2$ decât cel corespunzător rezonanței $j_p = 3/2$.

Contribuția funcției de intensitate neutronică în undă 3-p la anomaliile din reacțiile de stripping deuteronic este modulată de o serie de factori cinematici sau dinamici, după cum i-am menționat mai sus. Acești factori nu contribuie la o evidențiere a anomaliei determinată de unda 3- $p_{1/2}$; dimpotrivă ei pot masca sau chiar inhiba efectul de prag.

Considerăm totuși câțiva candidați dintre nucleele țintă din zona de masă $A \geq 110$ (^{107}Ag , $^{110-114}\text{Cd}$, ^{116}Sn , ^{129}Xe) care ar putea manifesta un efect de prag chiar dacă acesta este de la 5 până la 10 ori mai mic decât anomalia de prag din zona de masă $A \sim 90$.

Capitolul 6

Stări de Prag de Interes Astrofizic; Predicții de Model în Pături ale unor Stări Rezonante din Captura Stelară $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$, [129]

S-au investigat primele stări rezonante imediat deasupra pragului de captură protonic în reacția $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$ utilizând modelul în pături. Limita inferioară a intensității rezonanței de energie $E_X=7,643$ MeV este considerată a fi cea mai probabilă de a fi luată în considerație pentru calculul ratei de reacție termonucleare. Aceasta implică schimbări semnificative ale ratelor de reacție determinate pentru temperaturi stelare sub $T_9=0,1\text{K}$.

6.1 Introducere

Un rol aparte în procesele rapide rp care intervin în reacțiile nucleare din cicluri stelare îl are producerea și arderea izotopului ^{22}Na din ciclul $Ne - Na$. În 1972, s-a descoperit în compoziția meteoritului Orgueil, prezența în cantități deosebit de mari a izotopului ^{22}Ne (raportul $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne} \geq 0,67$ în timp ce abundența terestră este de 0,1), [130]. Efectul Ne-E (E provine de la extraordinar), așa cum a fost el denumit, provine de la dezintegrarea izotopului ^{22}Na cu un timp de înjumătățire $T_{1/2}=2,6$ ani. Un "scenariu" astrofizic probabil ar putea fi producerea

izotopului ^{22}Na în ciclul fierbinte $Ne - Na$ caracteristic unei "novae". Competiția dintre producerea și consumarea ^{22}Na a fost analizată în literatură, precizându-se temperaturile ce definesc modurile de ardere fierbinți de modurile de ardere reci. Mai multe detalii despre aspecte astrofizice ale reacției $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$ au fost consemnate în Ref. [131], [132]. Rezultatele lucrărilor din ultimul deceniu consacrate acestui subiect au fost sistematizate într-o compilație exhaustivă ce înglobează rate de reacție termonucleare induse de particule încărcate, [133].

Dintre cele 21 de rezonanțe atribuite care contribuie la rata de reacție termonucleară din captura protonică $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$, primelor trei stări nucleare deasupra pragului li s-au determinat intensitățile rezonante în limite de eroare foarte întinse. Aceste stări de energie joasă nu au putut fi studiate direct printr-o reacție de captură. Ele s-au investigat experimental printr-o metodă indirectă, și anume printr-o reacție de transfer $^{22}\text{Na}(^3\text{He}, d)^{23}\text{Mg}$, [132]. Intensitățile rezonante s-au determinat apoi din factorii spectroscopici extrași prin metoda DWBA pentru stripping pe stări nelegate și lărgimile rezonanței uniparticulă evaluate din metoda salturilor fazei de împrăștiere într-un potențial de tip Woods-Saxon.

Prima rezonanță ($E_X=7,583$ MeV) este foarte apropiată de pragul de captură protonic ($Q_p=7,579$ MeV, [134]) și de aceea contribuția la rata de reacție este neglijabilă. Intensitățile celorlalte două corespunzătoare nivelelor $E_X=7,622$ MeV și $E_X=7,643$ MeV au fost evaluate în plaja de valori $5,6 \times 10^{-14} \leq \omega\gamma \leq 8,8 \times 10^{-12}$ meV respectiv $1,2 \times 10^{-10} \leq \omega\gamma \leq 3,1 \times 10^{-8}$ meV, [132]. Aceste limite largi conduc la variații mari ale ratei de reacție termonucleare la temperaturi stelare sub $T_9 = 0,1$ (T_9 - unitate de măsură a temperaturii stelare echivalentă cu un miliard de grade). Limitele intensității celei de a treia rezonanțe ($E_X=7,643$ MeV) sunt determinate îndeosebi de incertitudinea de atribuire a unui spin unic, $2J^\pi = (3, 5)^+$, [135]. Cele două valori ale spinului corespund la două valori ale momentului cinetic orbital ($l=0$ și $l=2$). Deoarece penetrabilitatea variază puternic cu momentul cinetic orbital, se obține o modificare de câteva ordine de mărime a lărgimilor de dezintegrare uniparticulă și respectiv a intensității rezonanței.

În acest studiu, cu ajutorul modelului în pături, am evaluat nivelele de interes astrofizic din perechea de nuclee oglindă $^{23}\text{Na}-^{23}\text{Mg}$ cu scopul de a obține o desemnare unică a spinului celei de a treia stări deasupra pragului cinematic din nucleul ^{23}Mg . Folosind predicțiile modelului în pături, s-au recalculat ratele de reacție termonucleare stabilindu-se un nou interval de temperatură care delimitează modul de ardere fierbinte de modul de ardere rece într-un scenariu de "novae" sau "supernovae".

Pentru estimarea nivelelor din nuclee cu protoni excedentari prin calcule de model în pături, s-a folosit un model teoretic de determinare a saltului coulombian,

în subcapitolul 2. Acest model s-a aplicat în subcapitolul 3 pentru determinarea stărilor izobar analoge din perechea de nuclee ^{23}Na - ^{23}Mg . Tot aici stările prezise de modelul în pături s-au confruntat cu mărimile experimentale. În subcapitolul 4 s-au calculat ratele de reacție termonucleare utilizând intensitățile rezonante predicționate de modelul în pături.

6.2 Modelul în Pături și Saltul Coulombian al Nivelelor Analoge

Calculul de model în pături (SM) se utilizează, de regulă, în studiul proprietăților unor stări nucleare mai puțin accesibile determinărilor experimentale pentru care datele spectroscopice sunt parțial cunoscute. O analiză sistematică cu ajutorul modelului în pături a nivelelor nucleare de interes astrofizic a fost realizată în studiul proceselor rp de captură protonică pe nuclee deficitare în neutroni din zona de masă $A = 23-43$, [136]. La aceste nuclee, reacțiile de captură protonică sunt caracterizate de Q_p -uri de reacție mici ($Q_p \leq 3 - 4 \text{ MeV}$). Ca urmare, densitățile de stări nucleare în zona energetică de interes astrofizic vor fi mici și este facil astfel un studiu teoretic de model în pături.

Dacă reacțiile de captură protonică au un Q_p ridicat, cum este și cazul de față ($Q_p = 7,579 \text{ MeV}$), abordarea cu modelul în pături este mai dificilă. Un exemplu de investigare SM al unor astfel de nivele rezonante este studiul stărilor de interes astrofizic din nucleul ^{27}Si , populate prin captura protonică $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$, [137], unde $Q_p \approx 7,5 \text{ MeV}$. La această energie densitatea de nivele este ridicată și nu este posibil o atribuire unică a unei stări de model în pături unui nivel experimental dat.

Stările de paritate pozitivă pentru nucleele oglindă ^{23}Na - ^{23}Mg s-au evaluat cu ajutorul codului de model în pături OXBASH, [138], folosind un spațiu de configurație sd adecvat calculului pe această zonă de masă și a interacției Wildenthal (W), [139], care descrie multe din proprietățile nucleelor sd . În vederea determinării nivelelor din ^{23}Mg (izotopul cu protoni excedențari), s-a luat în considerare și o interacție dependentă de sarcină cunoscută sub numele de interacție INC (interacție de neconservare de izospin), [140]. Această interacție nu este în măsură însă să reproducă foarte bine salturile energetice ale nivelelor izobar analoge determinate experimental.

În regiunea de masă deasupra nucleului dublu-magic ^{16}O , s-au raportat salturi coulombiene mari între stările izobar analoge. Acestea nu pot fi reproduse de

calculare de model în pături folosind interacția INC și provin în mare măsură dintr-un fenomen cunoscut sub denumirea de efect Thomas-Ehrman, [141]. O imagine simplificată a acestui efect ar putea fi următoarea. Protonul din subpătura $2s_{1/2}$ este împins afară datorită stării sale slab legate precum și a lipsei barierei centrifugale de potențial. În consecință, interacția coulombiană se reduce ca intensitate, în timp ce funcția de undă a protonului se extinde spațial. Fenomenul se observă și în zone de masă din vecinătatea nucleului ^{56}Ni , unde nivelele nucleare de sub păturile $2p_{3/2}$ și $1f_{5/2}$ sunt ocupate complet de nucleoni. Bariera centrifugală este mai mică în pătura $2p_{3/2}$ și protonul este împins în exterior conducând la o diminuare a interacției coulombiene.

Un caz experimental al efectului Thomas-Ehrman este cel întâlnit în spectrele energetice ale nucleelor oglindă ^{17}O și ^{17}F . Starea fundamentală ($5/2^+$) precum și prima stare excitată ($1/2^+$) ale acestor nuclee sunt stări uniparticulă ($0d_{5/2}$) respectiv ($1s_{1/2}$). Energiile uniparticulă (în MeV) corespunzătoare acestor stări se pot determina din masele experimentale ale celor două nuclee și a nucleului ^{16}O , [134]:

$$\begin{aligned} \epsilon_n^{0d_{5/2}} &= -4,144 & \epsilon_n^{1s_{1/2}} &= -3,273 \\ \epsilon_p^{0d_{5/2}} &= -0,600 & \epsilon_p^{1s_{1/2}} &= -0,105 \end{aligned} \quad (6.1)$$

Diferența energetică dintre prima stare excitată $E_1(1/2^+)$ din ^{17}F și starea analogă din ^{17}O definește saltul Thomas-Ehrman:

$$\Delta E^{TES} = E_1^{17\text{F}} - E_1^{17\text{O}} = \Delta\epsilon_p^{s-d} - \Delta\epsilon_n^{s-d} \quad (6.2)$$

unde : $\Delta\epsilon_p^{s-d} = \epsilon_p(1s_{1/2}) - \epsilon_p(0d_{5/2})$, respectiv $\Delta\epsilon_n^{s-d} = \epsilon_n(1s_{1/2}) - \epsilon_n(0d_{5/2})$. Deoarece $\Delta\epsilon_p^{s-d} = 495$ KeV iar $\Delta\epsilon_n^{s-d} = 875$ KeV, saltul Thomas-Ehrman corespunzător primei stări excitate din aceste două nuclee oglindă va fi de 376 KeV.

Saltul Thomas-Ehrman s-a descris foarte bine cu un model uniparticulă, [142]. Acesta nu este valabil însă decât pentru stări cu un caracter pronunțat uniparticulă (factori spectroscopici mari). Evaluări ale salturilor coulombiene (incluzând aici și efectul Thomas-Ehrman) s-au realizat în cadrul mai multor abordări, cum ar fi de exemplu, ecuația multiplului de masă izobar (IMME), [140], precum și a unor modele fenomenologice sau semiempirice bazate pe modelul în pături, vezi de exemplu Ref. [137].

Pentru a determina nivelele energetice din nucleul ^{23}Mg , am evaluat separat salturile coulombiene printr-o metodă dezvoltată în Ref. [136]. Componenta nucleară a saltului coulombian este determinată printr-un model uniparticulă în timp

ce componenta pur coulombiană este calculată de modelul în pături cu o interacție INC. Pentru a preveni abaterea de la starea uniparticulă a nivelelor analizate, salturile Thomas-Ehrman s-au ponderat cu coeficienți spectroscopici adecvați. Vom exemplifica pe larg, în cele ce urmează, procedura de determinare a salturilor coulombiene.

Modelul uniparticulă l-am testat inițial pe stările analoge din nucleele oglindă ^{17}O și ^{17}F prezentate mai sus. Pentru a descrie mișcarea uniparticulă în sistemele $^{16}\text{O} + n$ și $^{16}\text{O} + p$, am utilizat o subrutină din programul DWUCK4, [69], și un potențial Woods-Saxon incluzând de asemenea potențialul coulombian (al unei sfere de rază r_0 încărcată uniform) și un potențial de interacție spin-orbită. Parametri geometrici utilizați sunt $r_0=1,25$ fm, $a=0,64$ iar potențialul spin-orbită este $V_{s.o.}=6$ MeV. Am început calculele cu starea uniparticulă $0d_{5/2}$ corespunzătoare nivelului fundamental din ^{17}O . Cu parametri definiți mai sus, am reprodus energia uniparticulă neutronică $\epsilon_n(0d_{5/2})=-4144$ KeV cu o adâncime de potențial de 55,93 MeV. Acest potențial s-a utilizat împreună cu un potențial coulombian pentru împrăștierea protonului pe ținta ^{16}O . Energia uniparticulă protonică corespunzătoare orbitalului $0d_{5/2}$ din starea fundamentală ^{17}F s-a obținut aproape de valoarea sa experimentală, $\epsilon_p^{calculat}(0d_{5/2})=-611,2$ KeV. În mod similar am procedat pentru prima stare excitată ($1/2^+$). Adâncimea de potențial corespunzătoare nivelului uniparticulă $\epsilon_n(1s_{1/2})=-3273$ KeV este de 53,35 MeV și generează o stare uniparticulă protonică de energie $\epsilon_p^{calculat}(1s_{1/2})=-155$ KeV. Odată testat modelul de împrăștiere uniparticulă pe nucleul ^{16}O (estimări asemănătoare s-au realizat și pentru alte stări slab legate din nuclee ușoare), am trecut la determinări pentru ” împrăștieri” nucleonice pe nucleul ^{22}Na .

Pentru fiecare din stările oglindă analizate, s-a determinat un salt relativ Thomas-Ehrman, presupunând stări uniparticulă $1d_{5/2}$ și $2s_{1/2}$ neutronice (protonice) și miezul ^{22}Na . Folosind valorile Q din Ref. [134], adâncimile de potențial Woods-Saxon s-au potrivit pentru a reproduce energia nivelului excitat din izotopul excedentar în neutroni ^{23}Na . Energia nivelului oglindă din ^{23}Mg este determinată cu același potențial adăugând potențialul coulombian. Un nivel din perechea de nuclee oglindă poate fi populat prin ” împrăștierea” unui neutron sau proton în undă s pe starea fundamentală sau stările excitate ale miezului ^{22}Na . (S-au luat în considerație primele treisprezece nivele excitate din miezul ^{22}Na , până la nivelul $E_X=4.360$ MeV, $J^\pi=2^+$). Acestui nivel i se determină câte un salt Thomas-Ehrman corespunzător fiecărei stări (i) din miezul ^{22}Na pe care s-a împrăștiat nucleonul s. Saltul Thomas-Ehrman se calculează relativ la o stare pură $1d_{5/2}$, presupusă a fi starea fundamentală, $\Delta\epsilon_{TE}^i = \Delta\epsilon_p^i - \Delta\epsilon_n^i$, unde $\Delta\epsilon_{n(p)}^i$ sunt diferențele

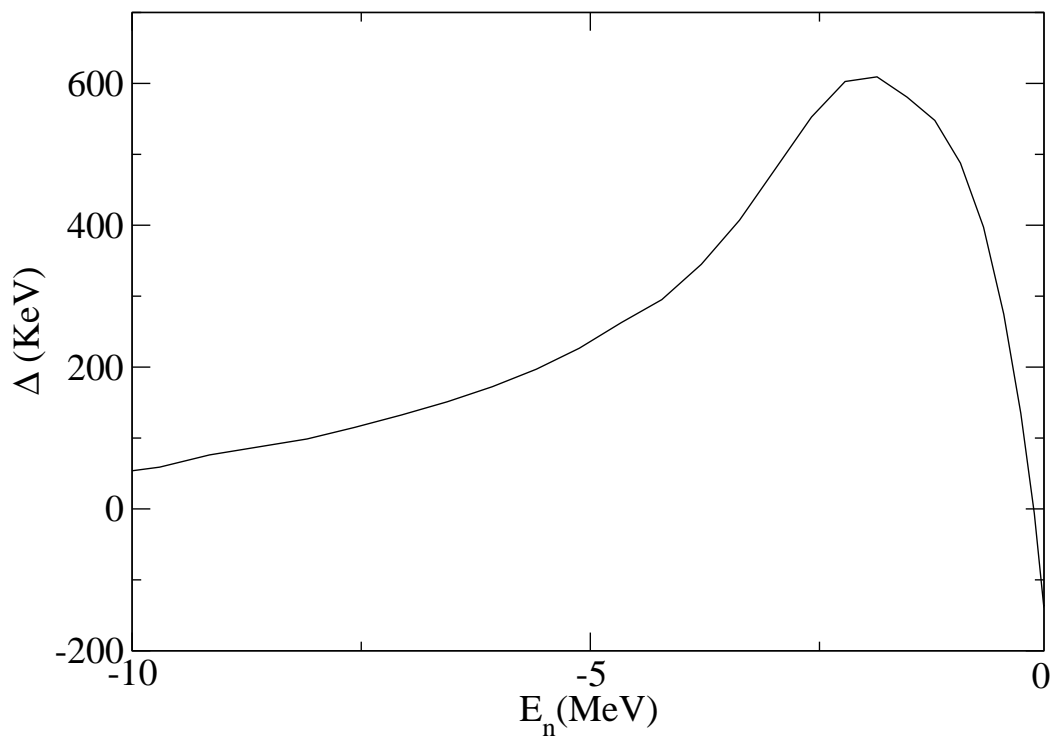


Figura 6.1: Saltul Thomas-Ehrmann versus energia neutronului în undă s , pentru stări uniparticulă $2s_{1/2}$ și $1d_{5/2}$ în perechea de nuclee oglindă de masă $A=23$ și izospin $T=1/2$.

energiilor dintre stările presupuse uniparticulă $1d_{5/2}$ și $2s_{1/2}$ neutronice respectiv protonice. S-a folosit un potențial central Woods-Saxon cu valori convenționale ale razei ($r_0=1,25$ fm) și lărgimii de difuzie (0,65 fm) și o distribuție de sarcină uniformă de rază ($r_C=1,25$ fm).

Saltul relativ uniparticulă rezultat se obține prin multiplicarea mărimii $\Delta\epsilon_{TE}^i$ cu coeficientul Clebsch-Gordan de izospin C și cu coeficientul spectroscopic $S(2s_{1/2})$ corespunzător extragerii protonului $2s_{1/2}$ din nucleul ^{23}Mg care conduce la stările considerate din miezul ^{22}Na , [136]

$$\Delta E_{TE} = \sum_i C^2 S_i(2s_{1/2}) \Delta\epsilon_{TE}^i$$

Acest termen se adaugă la saltul coulombian pur determinat din modelul în pături cu interacția INC. Saltul coulombian total însumat la energia experimentală a

nivelului din nucleul ^{23}Na (de spin și paritate cunoscute) va prezice poziția energetică a stării analoge din ^{23}Mg .

În cele ce urmează, energia nivelului excitat, spinul (J) și paritatea (π) desemnate unui nivel nuclear se vor nota cu $(E_X(\text{MeV}), 2J^\pi)$. Exemplificăm în continuare, predicția stării analoge nivelului $(7,750, (5,7^+))$ din ^{23}Na , nivel ce poate fi obținut dintr-o împrăștiere în undă s pe starea fundamentală $(0, 6^+)$, dar și pe următoarele patru stări excitate din miezul ^{22}Na , $(1,951, 4^+(T=1))$, $(1,983, 6^+)$, $(2,968, 6^+)$, $(3,590, 4^+)$ și respectiv $(4,360, 4^+)$. Energia stării uniparticulă neutronice în undă s (determinată din Q -ul reacției și energia stării excitate), variază în domeniul energetic $(-4,67, -0,31)$ MeV. Din modelul de potențial se obțin stările uniparticulă protonice corespunzătoare stărilor uniparticulă neutronice. Fiecărei împrăștieri în undă s i se determină un salt Thomas-Ehrman relativ, în raport cu starea fundamentală $1d_{5/2}$ din miezul ^{22}Na . În Figura 6.1 saltul uniparticulă Δ_{TE} este reprezentat în funcție de energia stării uniparticulă a unui neutron $2s_{1/2}$. Această dependență energetică este asemănătoare cu variația energetică a saltului Thomas-Ehrman determinat în Ref. [143] pentru nuclee din zona de masă $A=13$. Din Figura 6.1 se poate observa faptul că saltul Thomas-Ehrman are o cădere spre zero pentru energii înalte de excitație, unde neutronii în undă s ating pragul; limita maximă considerată în miezul excitat (primele treisprezece nivele) acoperă toate contribuțiile semnificative ale saltului Thomas-Ehrman. Fiecare contribuție Thomas-Ehrman este ponderată cu coeficienții spectroscopici $2s_{1/2}$ corespunzători nivelelor din miezul excitat ^{22}Na .

6.3 Nivele în Nuclee Oglindă: ^{23}Na și ^{23}Mg

Interacția INC nu poate descrie cu acuratețe stările din nucleul izobar cu excedent de protoni. Atunci când se urmăresc stări de energii mai înalte, determinarea lor (de model în pături) se face plecând de la stările excitate ale nucleului părinte corectate cu salturile coulombiene. Salturile coulombiene se evaluează la rândul lor separat. Din acest motiv studiul de model în pături al stărilor de prag din ^{23}Mg presupune și abordarea stărilor din nucleul oglindă ^{23}Na .

Potriviri exacte ale nivelelor de model în pături pentru nucleele oglindă ^{23}Na și ^{23}Mg s-au stabilit până la energia de 5,778 MeV în ^{23}Na și respectiv 5,711 MeV în ^{23}Mg (tabelul 23j din Ref. [135]). Peste aceste energii apar incertitudini în alocarea unică a spinilor și a parităților de nivel și ca urmare în stabilirea stărilor analoge. Un procedeu utilizat în literatură de a asocia stări de model în pături nivelelor experimentale la energii ridicate se bazează pe stabilirea unui interval en-

ergetic de încredere. Acest interval se raportează, de regulă, la abaterea pătratică medie corespunzătoare valorilor de model respectiv valorilor experimentale și se determină pentru energiile stărilor de spin și paritate cunoscute.

Tabelul 6.1: Energiile experimentale (E_X) și de model în pături (E_X^{INC}) folosind interacția INC și desemnarea de spin pentru stările de paritate pozitivă din ^{23}Na și ^{23}Mg . Energiile predicționate E_X^{TES} pentru nivelele din ^{23}Mg sunt obținute din relația $E_X^{TES} = E_X(^{23}Na) + \Delta E_C - \Delta E_{TE}$, unde $\Delta E_C = E_X^{INC}(^{23}Mg) - E_X^{INC}(^{23}Na)$ este saltul pur coulombian iar $\Delta E_{TE} = \sum C^2 S(2s_{1/2}) \Delta \epsilon_{TE}$ este saltul Thomas-Ehrman (vezi Capitolul 6.2).

^{23}Na				^{23}Mg			
$2J_{SM}^{\pi}$	$2J^{\pi^a}$	E_X^{INC}	E_X^a	$2J^{\pi^a}$	E_X^{TES}	E_X^a	ΔE_X^b
3_1^+	3^+	0	0	3^+	0	0	
5_1^+	5^+	0,411	0,440	5^+	0,417	0,451	+34
7_1^+	7^+	2,119	2,076	7^+	1,972	2,051	+79
1_1^+	1^+	2,297	2,391	1^+	2,297	2,359	+61
9_1^+	9^+	2,785	2,704	$9^+(5^+)$	2,633	2,715	+81
3_2^+	3^+	2,730	2,982	$(3,5)^+$	2,917	2,908	-8
5_2^+	5^+	3,853	3,914	$(3,5)^+$	3,726	3,864	+138
1_2^+	1^+	4,289	4,430	1^+	4,397	4,354	-43
7_2^+	7^+	4,615	4,775	$(1-9)^+$	4,695	4,685	-10
5_3^+	5^+	5,221	5,379	$(3,5)^+$	5,327	5,287	-40
11_1^+	11^+	5,365	5,534	$\geq 3^+$	5,420	5,456	+36
5_4^+	5^+	5,529	5,742	5^+	5,713	5,656	-57
3_3^+	3^+	5,724	5,766	$(1-9)^+$	5,694	5,691	-3
9_2^+		5,948	5,778	$(1-9)^+$	5,626	5,711	+85
1_3^+	1^+	5,980	6,307				
5_5^+	$(3,5)^+$	6,761	6,867				
5_7^+	$(3,5)^+$	6,960	7,133				
5_9^+	$5^+, T=3/2$	7,903	7,891	$5^+, T=3/2$	7,760	7,795	+35
3_7^+	3^+	8,163	8,417				
5_{11}^+	$(3,5)^+$	8,566	8,475				

E_X^{TES} ^a Date experimentale din Ref. [135]. ^b $\Delta E_X(\text{KeV}) = E_X(^{23}Mg) - E_X(^{23}Na)$

În Tabelul 6.1 sunt prezentate stările energetice experimentale și de model în pături precum și alocările de spin din cele două nuclee oglindă. Stărilor exper-

imentale le-au fost desemnate stări de model în pături fără ambiguități potrivit calculelor lui Endt, [135]. Am atașat, de asemenea, nivelele de energii mai înalte din ^{23}Na , de spin și paritate cunoscute. Stările de model în pături ale nucleului ^{23}Na s-au determinat cu interacția INC și sunt trecute în coloana a treia ale tabelului, lângă valorile lor experimentale. Stările predicționate din ^{23}Mg au fost obținute prin evaluarea saltului coulombian total. Energiile teoretice E_X^{TES} sunt trecute în coloana 6, alături de valorile corespunzătoare experimentale. În ultima coloană a tabelului este determinată abaterea celor două valori, ΔE_X . S-a determinat abaterea medie pătratică precum și abaterea maximă corespunzătoare energiilor experimentale și teoretice ale stărilor analoge. Abaterea pătratică medie a energiei nivelelor din ^{23}Na este de 140 KeV în timp ce deviația maximă este de 252 KeV. Similar s-a determinat 64 KeV respectiv 138 KeV pentru nivelele din nucleul oglindă ^{23}Mg . Aceste estimații au fost folosite pentru a prezice stările izobar analoge situate imediat deasupra pragului protonic din ^{23}Mg . (O astfel de abordare se întâlnește, de exemplu, în determinarea rezonanțelor din ^{27}Si în Ref. [137] sau a nivelelor din nucleele izobare $A=26$, Ref. [144]).

În studiul nivelelor de interes astrofizic din ^{23}Na s-a definit atunci o eroare de incertitudine apropiată de abaterea maximă determinată la energii mai joase, $\Delta_1 = \pm 250$ KeV. Cu ajutorul informațiilor experimentale existente privind spinul și paritatea și în limita acestei abateri, s-a atribuit un set de stări de model în pături fiecărui nivel experimental din ^{23}Na din intervalul energetic de interes astrofizic (vezi Tabel 6.2, Figura 6.2). Stărilor experimentale de spin și paritate complet necunoscute, li s-au atribuit valori de model în pături de paritate pozitivă și spin cuprins între $1/2$ și $11/2$.

Celelalte nivele situate sub pragul protonic ($Q_p=7,579$ MeV) care nu au o atribuire unică de spin și paritate au fost neglijate. Lipsa unei corespondențe cu stările de model în pături nu afectează studiul nivelelor de interes astrofizic din perechea ^{23}Na - ^{23}Mg ; factorii spectroscopici determinați dintr-un studiu de model în pături pot ajuta la o mai bună estimare a ratelor de reacție de captură directă. Cu toate acestea, contribuția ratei de reacție provenite din captura directă la rata de reacție totală este foarte mică, [133]. Analiza stărilor de spin și paritate ambigue de sub prag precum și evaluarea coeficienților spectroscopici aferenți nu face parte astfel din scopul acestui studiu dar ar putea fi obiectul unei lucrări viitoare.

Salturile coulombiene incluzând salturile Thomas-Ehrman, $\Delta(\text{SM},\text{coul.})$, s-au determinat pentru toate desemnările de model în pături atribuite celor douăsprezece stări analizate din ^{23}Na (de energie de la 7,566 MeV la 8,106 MeV). Pozițiile energetice ale stărilor analoge din ^{23}Mg , $E_X^{exp.}(^{23}\text{Na})-\Delta(\text{SM},\text{coul.})$, sunt trecute în ultima coloană a Tabelului 6.2.

^{23}Na			^{23}Mg
$E_X^{exp.}$	$2J_{exp.}^{\pi}$	$2J_{SM}$	E_X^{TES}
7,566	$(5, 7)^+$	$5_8 7_6 7_7$	7,280 7,418 7,402
7,686	-	$1_4 3_6 5_8 7_6 7_7 9_5 11_4$	7,344 7,360 7,401 7,536 7,521 7,356 7,608
7,724	$(1, 3, 5)$	$1_4 3_6 5_8$	7,381 7,397 7,440
7,750	$(5, 7^+)$	$5_8 7_6 7_7$	7,466 7,599 7,585
7,834	$(5^+, 7)$	$5_8 5_{10} 7_6 7_7$	7,551 7,708 7,682 7,669
7,872	$(3, 5^+)$	$3_6 3_7 5_8 5_{10}$	7,547 7,560 7,590 7,747
7,876	5	$5_8 5_{10}$	7,594 7,751
7,965	-	$1_4 1_5 3_6 3_7 5_8 5_{10}$ $7_7 7_8 9_6$	7,622 7,665 7,643 7,654 7,686 7,842 7,801 7,732 7,903
7,980	-	$1_4 1_5 3_6 3_7 5_8$ $5_{10} 7_7 7_8 9_6 9_7$	7,637 7,681 7,659 7,670 7,702 7,857 7,816 7,747 7,918 7,700
7,991	$(1 - 7^+)$	$1_4 1_5 3_6 3_7 5_8$ $5_{10} 7_7 7_8$	7,649 7,693 7,670 7,681 7,713 7,868 7,827 7,758
8,061	-	$1_4 1_5 3_6 3_7 5_8$ $5_{10} 7_8 9_6 9_7$	7,720 7,773 7,741 7,748 7,785 7,939 7,826 7,999 7,780
8,106	-	$1_4 1_5 3_6 3_7 5_8$ $5_{10} 7_8 9_6 9_7$	7,766 7,824 7,785 7,790 7,831 7,984 7,870 8,045 7,825

Tabelul 6.2: Atribuire de model în pături nivelelor experimentale din ^{23}Na de interes astrofizic. Predicții ale stărilor analoge din ^{23}Mg determinate din evaluarea saltului coulombian.

Incertitudinea de identificare a nivelelor experimentale analoge în ^{23}Mg s-a considerat a fi apropiată de dublul abaterii medii pătratice stabilite pentru nivelele cunoscute ale acestui nucleu, $\Delta_2=120$ KeV. Unui nivel experimental E_X din ^{23}Mg îi vor corespunde stările de model în pături (din Tabelul 6.2) de spin/paritate compatibile a căror energii se înscriu în limita admisă de incertitudine, adică $E_X \pm 120$ KeV.

În Tabelul 6.3 sunt listate atribuirile de model în pături primelor stări deasupra pragului din ^{23}Mg . Acestea s-au obținut prin filtrarea stărilor de model în pături din Tabelul 6.2 cu reguli de selecție ale spinului/parității precum și de poziționare a energiei. După cum se poate observa în Tabelul 6.3, există un număr mare de stări de model în pături compatibile cu nivelele nucleare investigate. Singura atribuire unică se întâmplă la starea de izospin $T=3/2$ corespunzătoare nivelului $(7,795 5^+)$. Nivelul analog din ^{23}Na este cunoscut experimental (Tabel 6.1) ceea ce

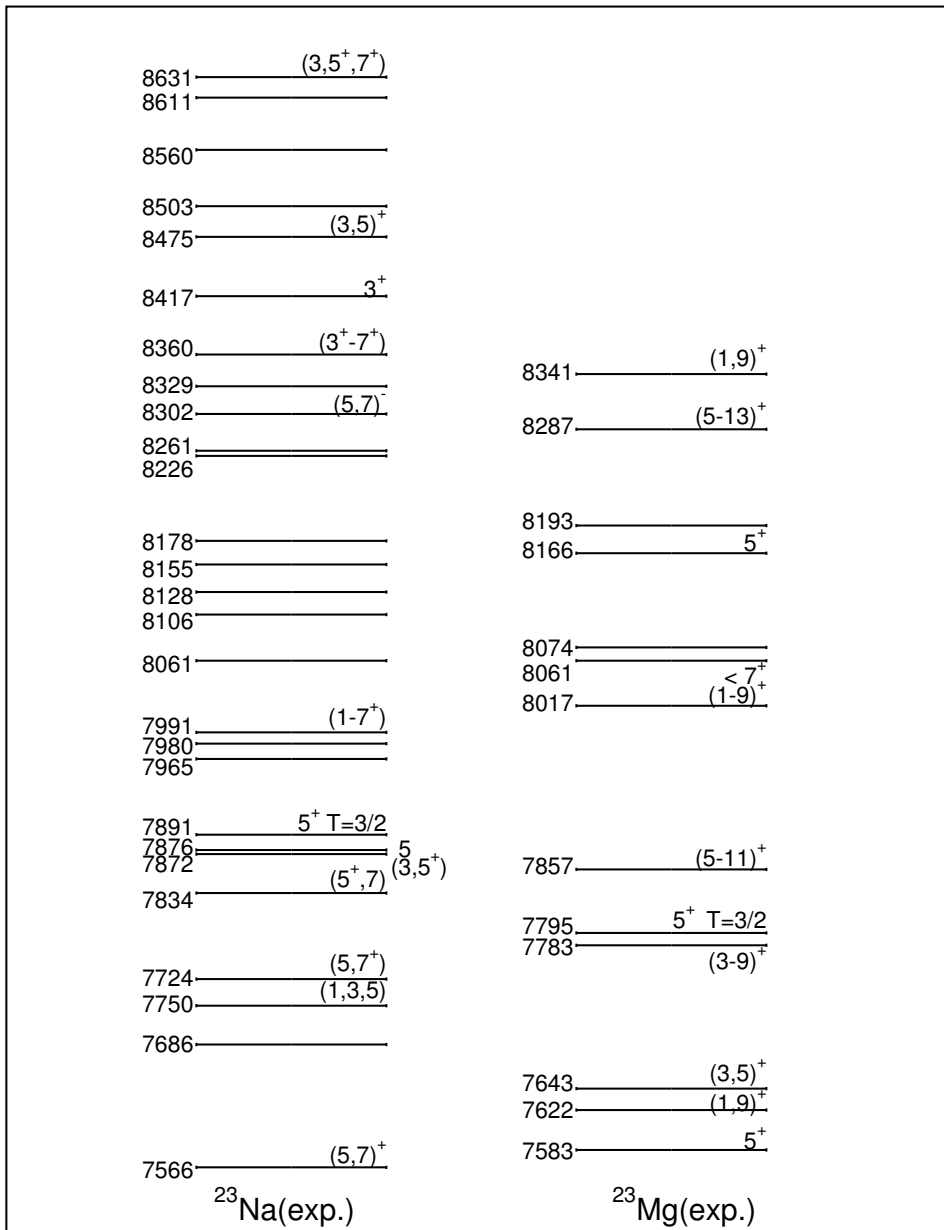


Figura 6.2: Nivele nucleare experimentale (din Ref. [135]) pentru perechea de nuclee oglindă $^{23}\text{Na} - ^{23}\text{Mg}$ la energii de interes astrofizic. Q-ul reacției de captură protonică este $Q_p=7579\text{KeV}$. Spinii nivelelor sunt notați în valoare dublă.

Tabelul 6.3: Desemnări de spin de model în pături și intensitățile rezonante pentru cele mai apropiate nivele din ^{23}Mg situate deasupra pragului protonic.

$E_X(\text{MeV})^a$	$2J^\pi^a$	$2J_{SM}$	$\omega\gamma(\text{meV})^b$									
			SM	Ref. [132]		Ref. [145]	Ref. [133]					
				joase	ridicate							
7,583	5^+	5 ₈	$2,3 \times 10^{-71}$	0	$1,3 \times 10^{-63}$	$1,4_{-1,4}^{+13} \times 10^{-64}$						
		5 ₁₀	$4,7 \times 10^{-71}$									
7,622	$(1-9)^+$	1 ₄	$1,6 \times 10^{-16}$	$5,6 \times 10^{-14}$	$8,8 \times 10^{-12}$	$7,2_{-7,0}^{+20} \times 10^{-13}$						
		1 ₅	$4,9 \times 10^{-15}$									
		3 ₆	$1,0 \times 10^{-15}$									
		3 ₇	$5,6 \times 10^{-15}$									
		5 ₈	$1,1 \times 10^{-12}$									
		5 ₁₀	$2,5 \times 10^{-12}$									
		7 ₆	$7,2 \times 10^{-12}$									
		7 ₇	$5,4 \times 10^{-13}$									
		9 ₇	$4,0 \times 10^{-14}$									
		7,643	$(3-5)^+$				3 ₆	$1,3 \times 10^{-11}$	$1,2 \times 10^{-10}$	$3,1 \times 10^{-8}$	$2,9_{-2,8}^{+12} \times 10^{-9}$	
3 ₇	$7,2 \times 10^{-11}$											
5 ₈	$1,4 \times 10^{-8}$											
5 ₁₀	$3,1 \times 10^{-8}$											
7,783	$(3-9)^+$	3 ₆	$2,0 \times 10^{-3}$	0,29	20	$1,8 \pm 0,7$						
		3 ₇	$1,1 \times 10^{-2}$									
		5 ₈	1,71									
		5 ₁₀	3,7									
		7 ₇	0,81									
		7 ₈	21,1									
		9 ₆	$1,2 \times 10^{-2}$									
		9 ₇	$7,9 \times 10^{-2}$									
		7,795	$5^+ (T=3/2)$				5 ₉ ^c	0,6	0,05	33	$\leq 2,6$	$2,6_{-2,6}^{+23} \times 10^{-1}$
		7,857	$(5-11)^+$				5 ₁₀	108	1,1	61	$15,8 \pm 3,4$	$15,8 \pm 3,4$
7 ₇	23,3											
7 ₈	605											
9 ₆	0,38											
9 ₇	2,6											

^a Din Ref. [135]. ^b Intensitățile experimentale $\omega\gamma$ sunt date la energiile de rezonanță din Ref. [132].

^c În acord cu spațiul de model *sdpn* sau 5₁ (T=3/2) într-un spațiu de model *sd*.

ne-a permis o primă verificare a metodei de atribuire a stărilor de model. Potrivit cu datele din Tabelul 6.1, abaterea energetică de la valoarea experimentală din ^{23}Mg este $\Delta E_X = 30 \text{ KeV} < \Delta_2$.

Un număr mai scăzut de atribuiri SM se remarcă la primul nivel (7,583, 5^+) și cel de-al treilea nivel (7,643, $(3,5)^+$); stările de model în pături de paritate pozitivă au spinul $2J = 5_8$ și 5_{10} respectiv $3_6, 3_7, 5_8$ și 5_{10} . În încercarea de a decela între valorile posibile ale spinilor stării (7,643, $(3,5)^+$), am comparat valorile teoretice

Tabelul 6.4: Valori experimentale și teoretice ale probabilităților de tranziție redusă β B(GT) corespunzătoare dezintegrării $^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na} \beta$.

Stări în ^{23}Mg		B(GT)	
E_X^a	$2J^\pi^a$	Experimental ^b	Teoretic ^c
0	3^+	$0,340 \pm 0,014$	0,541
0,451	5^+	$0,146 \pm 0,006$	0,409
2,359	1^+	$0,055 \pm 0,004$	0,199
2,908	$(3,5)^+$	$0,193 \pm 0,011$	0,574
3,864	$(3,5)^+$	$0,055 \pm 0,004$	0,146
4,354	1^+	$0,250 \pm 0,013$	0,717
5,287	$(3,5)^+$	$0,066 \pm 0,005$	0,186
8,166	5^+	$0,290 \pm 0,015$	$(5_{10})^d$ 0,312 $(5_{11})^d$ 0,058

^a Din Ref. [135].

^b Din Ref. [146].

^c Folosind interacția W.

^d $2J(\text{SM})$ în acord cu spațiul de model *sdpn*.

și experimentale ale coeficienților spectroscopici. Factorul spectroscopic de model în pături pentru starea $2J=3_6^+$, $((2J+1)C^2S=0,02)$, este mult mai mic decât corepondentul său experimental $(2J+1)C^2S=0,04$ ($l=0$), $0,34$ ($l=2$), obținut în Ref. [132]. Starea de model în pături $2J^\pi=3_7^+$ are o valoare mai apropiată de cea experimentală, $(2J+1)C^2S=0,1$, în timp ce $(2J+1)C^2S(5_8)=0,08$ ($l=0$), $0,38$ ($l=2$) și $(2J+1)C^2S(5_{10})=0,18$ ($l=0$), $0,81$ ($l=2$). Prin urmare, se obține o potrivire mai bună pentru nivelele de model în pături 5_8 , 5_{10} , 3_7 și 3_6 . Observăm însă faptul că dacă una din stările SM 5_8 sau 5_{10} poate fi alocată unui alt nivel din ^{23}Mg , atunci cel de-al treilea nivel de energie 7,643 MeV va avea un singur spin desemnat, $2J^\pi=3^+$.

În cele ce urmează, vom aduce argumente prin care demonstrăm că starea SM 5_{10} se alocă nivelului $(8,166, 5^+)$ din ^{23}Mg . Aceste argumente sunt susținute de potrivirea valorilor teoretice SM cu datele experimentale ale următoarelor mărimi: nivele energetice, probabilități de tranziție redusă β Gamow-Teller (GT), probabilități de tranziție redusă γ M1 și rapoarte de ramificație ale dezintegrărilor γ . Inițial, calculele de model în pături au continuat pentru energii ceva mai înalte.

a) *Nivele de model în pături*.

Deoarece atribuirile de stări de model în pături sunt mutual exclusive, am verificat dacă unele din nivelele de model în pături ar putea fi alocate altor nivele exper-

Tabelul 6.5: Valori experimentale și teoretice ale probabilităților de tranziție redusă γ B(M1) \uparrow din nucleul ^{23}Na (valorile sunt date în unități ale magnetonului nuclear μ_N^2).

Stări în ^{23}Na		B(M1) \uparrow	
E_X^a	$2J^\pi^a$	Experimental ^b	Teoretic ^c
0,440	5^+	$0,554 \pm 0,034$	0,483
2,391	1^+	$0,0017 \pm 0,0003$	0,026
2,982	3^+	$0,292 \pm 0,041$	0,304
3,914	5^+	$0,090 \pm 0,015$	0,065
4,430	1^+	$1,02 \pm 0,07$	0,877
5,379	5^+	$0,33 \pm 0,12$	0,199
5,742	5^+	$0,66 \pm 0,04$	0,327
5,766	3^+	$0,25 \pm 0,04$	0,238
7,133	$(3,5)^+$	$0,31 \pm 0,07$	0,464
8,360	$(3^+ - 7^+)$	$0,290 \pm 0,13$	$(3_7)^d$ 0,032 $(5_{10})^d$ 0,221 $(5_{11})^d$ 0,064
8,830	1^+	$0,050 \pm 0,022$	0,067

^a Din Ref. [135]. ^b Din Ref. [146], [135].
^c Folosind interacția W. ^d 2J(SM) în acord cu spațiul de model *sdpn*.

imentale situate la energii mai ridicate. Uitându-ne la energii de excitație mai înalte pentru stările nucleului ^{23}Na din Figura 6.2, se observă două stări vecine de spin și paritate aproape complet determinate: $(8,417, 3^+)$ și $(8,475, (3,5)^+)$. Modelul în pături prevede, în limitele de incertitudine asumate, că aceste nivele pot fi atribuite stărilor $2J=3_7$ respectiv $2J=3_7/5_{11}$. Atunci cea mai probabilă desemnare de stări de model în pături pentru cele două nivele este $(8,417, 3_7^+)$ și respectiv $(8,475, 5_{11}^+)$. Prin evaluarea saltului Thomas-Erhman, starea analoagă corespunzătoare nivelului $2J=5_{11}$ este la energia de $E_X=8,302$ MeV, energie care depășește marja energetică admisă corespunzătoare nivelului experimental $(8,166, 5^+)$ din ^{23}Mg . Rezultă de aici că este puțin probabilă asocierea stării de model în pături $2J^\pi=5_{11}^+$ cu acest nivel experimental. Deoarece celelalte stări de model în pături $2J^\pi=5_{8,12}^+$ sunt energetic departe, nivelul experimental $(8,166, 5^+)$ ar urma să fie descris de $2J^\pi=5_{10}^+$.

b) *probabilități de tranziție redusă β Gamow-Teller*

Într-o publicație recentă, [146], s-a determinat probabilitatea de tranziție redusă GT pentru dezintegrarea $^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na} \beta$, prin analiza reacției $^{23}\text{Na}(^3\text{He}, t)^{23}\text{Mg}$. Probabilitățile de tranziție reduse de model în pături B(GT) [147] determinate de codul OXBASH sunt supraestimate dar se înscriu în același ordin de mărime (vezi Tabelul 6.4). Valoarea experimentală B(GT) pentru nivelul (8,166, 5^+) din ^{23}Mg este $0,29 \pm 0,015$ în timp ce predicția pentru stările $2J^\pi = 5_{10}^+, 5_{11}^+$ este 0,312 respectiv 0,058. Valoarea experimentală este foarte apropiată de valoarea corespunzătoare nivelului de model în pături 5_{10} ; se obține că momentul cinetic $2J = 5_{10}$ descrie cel mai probabil starea experimentală (8,166, 5^+).

c) *probabilități de tranziție redusă γ (M1)*

S-au determinat probabilitățile de tranziție redusă B(M1) \uparrow de la starea fundamentală la stări excitate în ^{23}Na din densitățile de tranziție de model în pături. Valorile obținute s-au comparat cu datele experimentale (determinate, de exemplu, în Ref. [146]). Valorile teoretice se potrivesc bine cu cele experimentale pentru toate stările analizate. O atribuire foarte posibilă pentru starea excitată $E_X = 8,360$ MeV din ^{23}Na este atunci starea de model în pături 5_{10} , după cum se poate vedea în Tabelul 6.5. În timp ce valoarea experimentală este de $0,29 \pm 0,13$, valorile teoretice pentru spinii candidați $5_{10}, 3_7, 5_{11}$ sunt 0,22, 0,03 și respectiv 0,06.

Se obține atunci că stările (8,360, ($3^+ - 7^+$)) din ^{23}Na și (8,166, 5^+) din ^{23}Mg sunt

Tabelul 6.6: Valori experimentale ale rapoartelor de ramificație (%) corespunzătoare dezintegrării γ a nivelelor de energie $E_X = 8,360$ și $E_X = 8,475$ din ^{23}Na respectiv $E_X = 8,166$ din ^{23}Mg pe starea fundamentală și primele două stări excitate (energii în MeV).

E_{Xi}	Stări în $^{23}\text{Na}^a$			Stări în $^{23}\text{Mg}^b$		
	$2J^\pi$	$E_X = 8,360$ $2J^\pi = (3^+ - 7^+)$	$E_X = 8,475$ $2J^\pi = (3-5)^+$	E_{Xi}	$2J^\pi$	$E_X = 8,166$ $2J^\pi = 5^+$
0,0	3^+	53 ± 3		0,0	3^+	65 ± 5
0,440	5^+	32 ± 3	(50)	0,451	5^+	19 ± 2
2,076	7^+	15 ± 2		2,051	7^+	16 ± 2
dezintegrare în alte nivele			(50) necunoscut			

^a Din Ref. [135]

^b Din Ref. [131]

stări analoge de spin $2J=5$. S-a calculat saltul Thomas-Ehrman corespunzător nivelului $E_X=8,360$ MeV de spin SM 5_{10} ; energia prezisă a stării analoge din ^{23}Mg se găsește în limita de eroare admisă, $\Delta E_X \simeq 70$ KeV, deasupra nivelului experimental.

d) *rapoarte de ramificație ale dezintegrării γ*

S-au comparat valorile experimentale ale rapoartelor de dezintegrare γ ale celor două stări izobar analoge pe starea fundamentală și primele două stări excitate. Se poate observa în Tabelul 6.6 o potrivire surprinzător de bună a datelor experimentale față de cazul unui posibil alt candidat, starea ($E_X=8,475$) din ^{23}Na , care prezintă deviații apreciabile.

Punctele (a) și (b) ale acestei confruntări între datele experimentale și valorile de model în pături demonstrează că nivelul $(8,166, 5^+)$ este descris de starea SM 5_{10} . Pe de altă parte, în (c) se arată că nivelul $(8,360, (3^+-7^+))$ din ^{23}Na este de asemenea descris de starea SM 5_{10} . Cele două nivele sunt atunci izobar analoge. Punctul (d) confirmă această ipoteză. Trecând așadar prin pașii (a) la (d), prezenta analiză susține că spinul de model în pături 5_{10} aparține stării experimentale de energie $E_X=8,166$ MeV din nucleul ^{23}Mg . Ca urmare, celei de a treia stări deasupra pragului de captură protonic, de energie 7,643 MeV, i se desemnează o singură valoare a spinului din cele două valori propuse experimental și anume momentul cinetic $2J^\pi=3^+$.

6.4 Intensități Rezonante și Rate de Reacție

Intensitățile rezonante $\omega\gamma$ pentru stările aflate imediat deasupra pragului (lărgimile de dezintegrare protonice sunt mult mai mici decât lărgimea de dezintegrare γ) s-au determinat din,

$$\omega\gamma = \frac{2J+1}{2(2J_0+1)} \frac{\Gamma_p \times \Gamma_\gamma}{\Gamma_{tot}} \approx \frac{2J+1}{2(2J_0+1)} \Gamma_p$$

unde J_0 este spinul țintei ^{22}Na , J este spinul rezonanței, iar Γ_p , Γ_γ și Γ_{tot} sunt lărgimile parțiale protonice din canalul de intrare respectiv de ieșire, precum și lărgimea totală. Lărgimile protonice sunt determinate din multiplicarea factorilor spectroscopici S obținuți din calcule de model în pături cu lărgimea parțială uniparticulă Γ_{SP} determinată cu un cod numeric DWUCK4, [69], $\Gamma_p = C^2 S \times \Gamma_{SP}$, unde C este un coeficient Clebsch-Gordan de izospin. Au fost considerați în aceste calcule aceiași parametri de potențial ca cei folosiți în calcularea saltului Thomas-Ehrman.

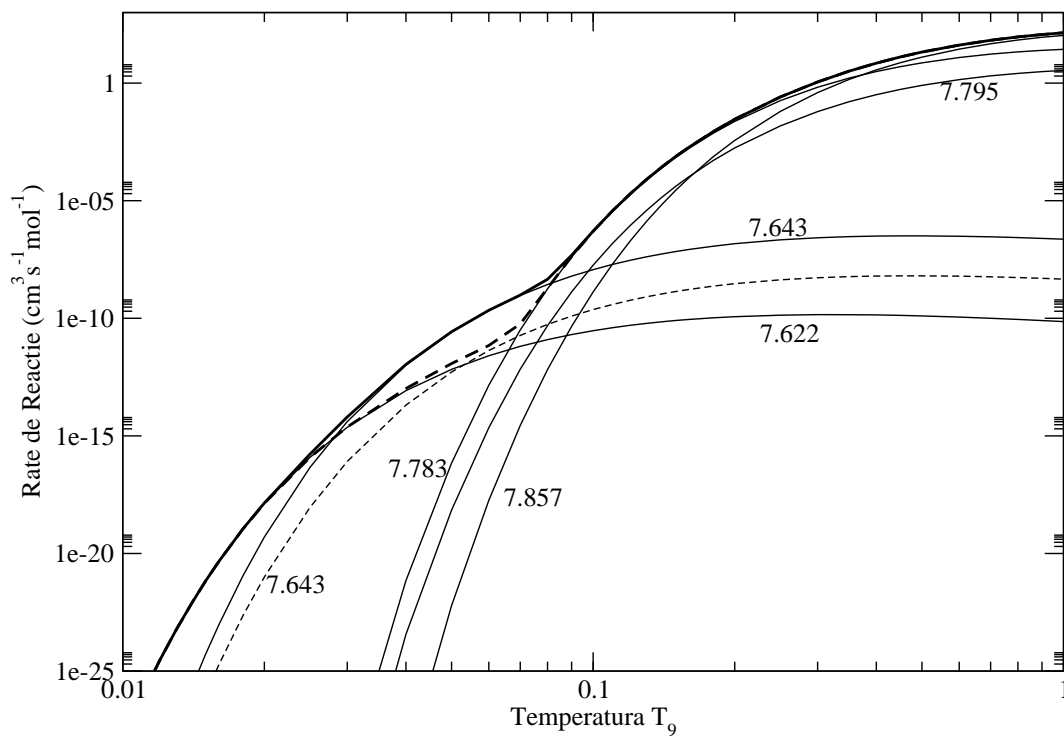


Figura 6.3: Contribuția stărilor rezonante individuale la ratele totale de reacție din $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$ folosind intensitățile rezonante din valorile adoptate din Ref. [133], (cu linie continuă) și valorile precise la $E_X=7,643$ MeV din actuala lucrare (linia întreruptă). Suma tuturor contribuțiilor este desenată cu linie continuă îngroșată sau întreruptă.

Intensitățile rezonante obținute în această lucrare cu predicții de model în pături, sunt trecute în Tabelul 6.3 împreună cu cele experimentale din Refs. [132], [145], ca și cele adoptate în Ref. [133]. Intensitățile rezonante de model în pături au lărgimi de variație mai mari decât cele experimentale, datorită numărului mare de atribuire de model în pături. Doar prima și a cincea stare deasupra pragului au atribuire de spin de model în pături aproape unice. Contribuția primei stări la rata de reacție se poate exclude, în timp ce intensitatea rezonantă de model în pături pentru cel de-al cincilea nivel ($7,795, 5^+, T=3/2$) se înscrie în limitele experimentale.

Ratele de reacție s-au calculat în acord cu formalismul rezonanțelor înguste, [148]. Contribuția la ratele de reacție a fost determinată separat pentru fiecare

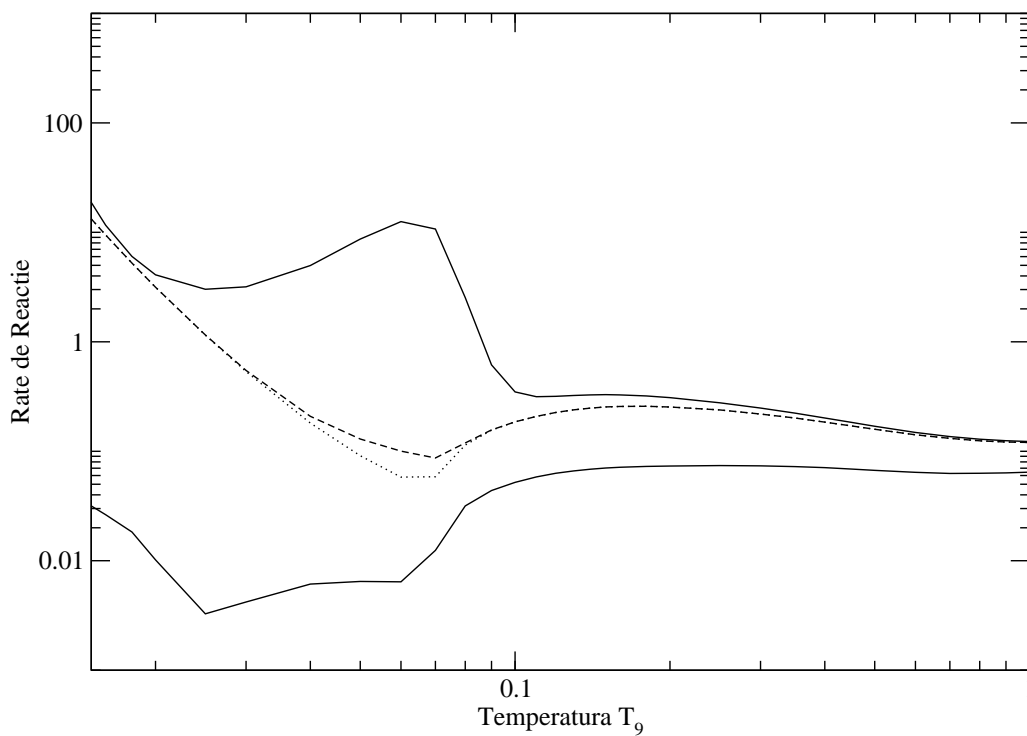


Figura 6.4: Limitele superioare și inferioare ale ratelor de reacție versus temperatura stelară T_9 pentru reacția $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$, conform cu Ref. [133]. Calculele prezente pentru limita superioară folosind intensitățile rezonante $\omega\gamma(\text{SM})$ și $\omega\gamma(\text{expt.})_{ridicate}$ sunt reprezentate cu linie punctată sau întreruptă. Ratele de reacție sunt normalizate la cele ale lui Caughlan și Fowler, Ref. [150].

nivel de model în pături considerat. Ratele de reacție rezonante depind de energia rezonanței E_r și de intensitatea rezonanței $\omega\gamma$, ca și de temperatura stelară, [149],

$$N_A \langle \sigma v \rangle_r = 1,54 \times 10^{11} (AT_9)^{-3/2} (\omega\gamma) \exp\left(-\frac{11,605 E_r}{T_9}\right)$$

Aici, A este masa redusă, $A = A_p A_T / (A_p + A_T)$, unde A_p este masa proiectilului și A_T este masa țintei. Rata de reacție $N_A \langle \sigma v \rangle_r$ este exprimată în $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$ dacă intensitățile și energiile sunt date în MeV iar temperatura T_9 în 10^9K .

În Figura 6.3 este reprezentată contribuția ratelor de reacție a primelor șase rezonanțe (mai puțin prima) utilizând valorile adoptate pentru intensitățile rezonante din Ref. [133]. În aceeași figură sunt desenate de asemenea ratele de

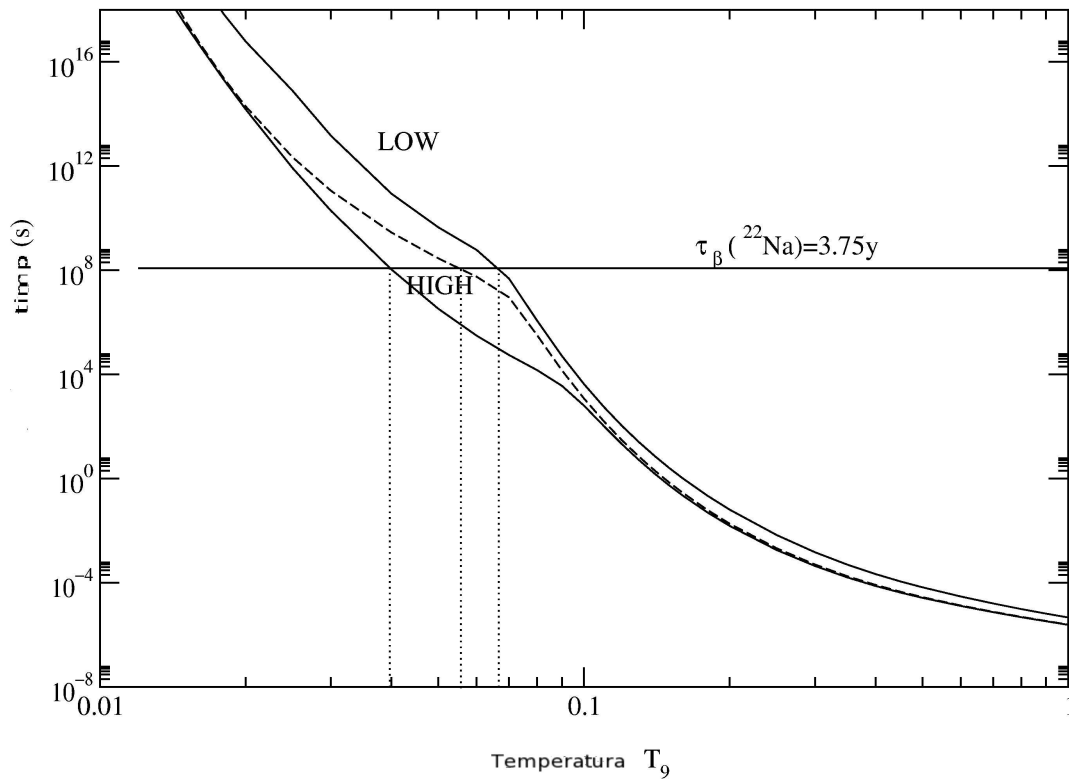


Figura 6.5: Timpul de viață de dezintegrare β , $\tau_{\beta}(^{22}\text{Na})$, și timpul de viață mediu ^{22}Na $\tau_p(^{22}\text{Na})$, versus temperatura, calculați pentru o compoziție pură de hidrogen și o densitate $\rho=1000 \text{ g/cm}^3$. Curbele au fost obținute din ratele de reacție din Figura 6.4. Incertitudinile prezente sunt delimitate prin linie întreruptă sau continuă.

reacție pentru nivelul $E_X=7,643 \text{ MeV}$ determinate cu intensitatea rezonanței core-spunzătoare spinului 3_7 (linia întreruptă), $\omega\gamma(SM)=0,72 \times 10^{-10} \text{ meV}$. Contribuțiile individuale au fost însumate și reprezentate pentru ambele cazuri cu linie continuă respectiv linie întreruptă larg. Pentru temperaturi între $0,03 \leq T_9 \leq 0,08$, rata de reacție predicționată de modelul în pături este cu 1 ordin la 1,5 ordine de mărime mai mică decât valorile adoptate în Ref.[133], datorită unor valori mai mici ale intensităților rezonante obținute în cadrul teoriei modelului în pături.

Pentru o mai bună prezentare, în Figura 6.4 s-au calculat valorile minime și maxime ale ratelor de reacție din Ref. [133], (linii continue), normalizate la cele calculate de Caughlan și Fowler, Ref. [150]. Limita superioară a ratei de reacție

prezisă de modelul în pături pentru cel de-al treilea nivel este desenată cu linie punctată.

Limitele experimentale minime și maxime ale intensităților rezonante pentru acest nivel au fost delimitate de valorile posibile ale momentului cinetic orbital, $l=2$ respectiv $l=0$. Conform cu rezultatele obținute pentru asignarea spinului $2J=3^+$, aceasta comportă eliminarea momentului cinetic $l=0$ și deci o netezire considerabilă a intervalului de valori pe care le pot lua intensitățile rezonante. Folosind valoarea experimentală a coeficientului spectroscopic pentru $l=2$ și a limitei superioare a intensității rezonante $\omega\gamma$ din Ref. [132], s-a obținut un nou maxim, $\omega\gamma(expt.)_{ridicate} = 2,2 \times 10^{-10}$ meV. Rata de reacție corespunzătoare a fost calculată și reprezentată în Figura 6.4 cu linie întreruptă.

Pe lângă limitele ratelor de reacție, s-au calculat și timpii de viață de captură protonică, $\tau_p(^{22}\text{Na}) = (\rho X_H N_A \langle \sigma v \rangle)^{-1}$, considerând densitatea stelară $\rho=1000\text{g/cm}^3$ și o fracție a masei de hidrogen $X_H=1$, în funcție de temperatura stelară T_9 ; valorile minime și maxime au fost comparate cu timpul de viață de dezintegrare β , $\tau_\beta(^{22}\text{Na})$ (vezi Figura 6.5). Temperaturile corespunzătoare schimbărilor de ciclu dintre modul de ardere rece și cel fierbinte au fost determinate pentru limitele minime și maxime ale ratelor de reacție din Ref. [133]. S-au reprodus astfel valorile $T_9=0,039$ și $T_9=0,068$ din Ref. [132]. Limita superioară găsită în prezentul studiu conduce la un nou interval de temperatură cuprins între $T_9=0,055$ și $T_9=0,068$ (temperaturile sunt marcate în figură cu linii punctate).

6.5 Concluzii

Evaluări ale salturilor Thomas-Ehrman și calcule de model în pături predicționează atribuirea unei stări de spin de model în pături de $3/2^+$ celei de-a treia stări deasupra pragului în ^{23}Mg . Această desemnare este susținută de valorile experimentale ale probabilităților de tranziție redusă γ - M1, β - Gamow-Teller precum și ale rapoartelor de ramificație a dezintegrării γ . Datorită unei contribuții mai reduse a intensității rezonante a nivelului $3/2^+$ față de celălalt candidat $5/2^+$, limitele superioare ale ratei de reacție termonucleare sub temperatura $T_9=0,1$ s-au diminuat considerabil. În consecința s-a modificat și intervalul de temperatură stelară care definește trecerea de la modul de ardere rece la modul de ardere fierbinte dintr-un scenariu astrofizic de novae- supernovae. Probabil că date experimentale din noi experimente vor confirma corectitudinea predicției de model în pături pentru nivelul $E_X=7,643$ MeV din nucleul ^{23}Mg .

Scopul acestei lucrări l-a constituit reducerea incertitudinilor intensităților re-

zonante pentru stări situate imediat deasupra pragului de captură protonică din nucleul ^{23}Mg , folosind calcule de model în pături. Aplicând o metodă standard de desemnare a nivelelor de model în pături, s-a obținut că ratele de reacție pentru captura protonică $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$, sunt, cel puțin cu un ordin de mărime mai mici decât valorile adoptate recent în literatură, pentru temperaturi stelare sub $T_9=0,1$.

Capitolul 7

Concluzii

De la formularea inițială a problematicii fenomenelor de prag, studii experimentale extensive în reacții nucleare la energii joase au confirmat, de-a lungul deceniilor, un număr redus de efecte de prag. Printre problemele apărute în fizica fenomenelor de prag din anii 70 amintim câteva, (1) efectele de prag în reacții nucleare sunt rare și apar în anumite condiții restrictive (2) efectele de prag sunt aparent particulare, diferind unele de altele prin mai multe aspecte (3) modele de reacție diferite au fost concepute pentru a descrie efecte de prag diferite sau chiar pentru aceeași anomalie de prag.

S-a stabilit că efectele de prag depind de mecanismul de reacție; mecanisme de reacție diferite, cum ar fi de exemplu, împrăștierea potențială, rezonantă, cuasirezonantă, determină tipuri diferite de efecte de prag.

Reacțiile nucleare se clasifică, de obicei, fie în procese directe fie în procese rezonante considerându-se aici și interferența lor. Un al treilea tip de reacții, reacțiile cuasirezonante, păstrează proprietăți caracteristice atât proceselor directe cât și celor rezonante. Reacțiile cuasirezonante constau din tranziții directe precedate sau urmate de rezonanțe unicanal; anomalia de prag în undă p este un exemplu de proces cuasirezonant.

Abordări ale efectului de prag în undă p prin mai multe căi formale (matrici reduse S, K, R), au condus la o aceeași concluzie fizică: un efect de prag considerabil în undă p implică, (1) o rezonanță uniparticulă neutronică la prag și (2) un cuplaj de interacție directă cu canalele deschise. Aceasta demonstrează că efectele de prag răspund unor anumite condiții restrictive.

Un scop al prezentei lucrări a fost de a elucida, pe baza datelor existente în literatura de specialitate, determinarea spectroscopică a efectului de prag din reacțiile nucleare la energii joase. Problemele efectelor de prag și ale funcției de

intensitate neutronice au fost formulate în mod independent încă de la începuturile fizicii nucleare la energii joase. Efectele de prag dar și funcția de intensitate sunt în continuare subiecte importante de cercetare în fizica nucleară contemporană, chiar dacă par la o primă vedere, fără o legătură directă. În vederea unui studiu sistematic al efectelor de prag în undă p , s-a dezvoltat o metodă adecvată de tratare a proceselor cuasirezonante, ce implică scheme diferite de cuplaj ale momentului cinetic. S-a propus astfel, o schemă hibridă de cuplaj a momentelor cinetice; metoda are ca punct de plecare, asemănarea dintre schema de cuplaj a momentului cinetic total și schema momentului cinetic de transfer, în cazul reacțiilor de transfer (d,p) pe nuclee țintă de spin zero.

S-a realizat un studiu numeric extins al efectelor de prag din reacții de stripping deuteronic pe nuclee de masă $A \sim 90$. Un rezultat important al acestui studiu numeric a fost stabilirea unei relații între mărimea anomaliilor de prag și funcția de intensitate neutronică $3-p$. Intensitățile anomaliilor de prag observate în reacții de stripping deuteronic pe nuclee țintă din regiunea de masă $A \sim 90$ au fost extrase prin intermediul mai multor metode și comparate cu date experimentale ale funcției de intensitate neutronice. Dependența de masă a intensităților parametrilor α pentru anomalia de prag din strippingul deuteronic a fost corelată cu comportarea funcției de intensitate neutronice $3-p$ în zona de masă $80 \leq A \leq 107$. Rezultate similare s-au obținut și în cazul efectului de prag izotopic întâlnit în zona de masă $A \sim 30$ și funcția de intensitate neutronică $2-p$.

Concluzia lucrărilor din anii 70 referitoare la anomalia de prag era focalizată pe conceptul de cuplaj de izospin al canalelor analoge protonice și neutronice și existența rezonanței uniparticulă neutronice în undă $3-p$ la energia de zero pentru nucleele din zona de masă $A \approx 90$. Lane a accentuat rolul rezonanței în undă $3-p$ ca mecanism de reacție în producerea anomaliilor de prag. În lucrarea lui Lane atenția este îndreptată numai către numitorul rezonant. Parametrii modelului Lane ai anomaliilor sunt raportați numai la cuplajul de izospin.

Rezultatele actualului studiu numeric demonstrează că parametrii anomaliilor sunt de asemenea dependenți și de funcția de intensitate neutronică. S-au corelat intensitățile anomaliilor de stripping și ale efectului de prag izotopic cu funcția de intensitate neutronică $3-p$ respectiv $2-p$ în dependența lor de masă în regiunea $A \approx 90$ respectiv $A \approx 30$. Aceasta demonstrează existența unei relații de proporționalitate dintre cele două mărimi fizice.

Rezultatul fizic obținut este acela că mărimea efectului de prag în undă p este determinat nu numai de mecanismul de reacție (cuplaj de izospin dintre rezonanța neutronică de energie zero și canalul protonic observat), dar și de funcția de intensitate neutronică, și anume de amplitudinea spectroscopică a stării neutronice

de prag. O amplitudine spectroscopică mare a rezonanței de prag neutronice se comportă ca un amplificator al transferului de flux dinspre canalul neutronic de prag, având drept rezultat o creștere a mărimii efectului de prag.

Potrivit rezultatelor obținute în această lucrare, efectele de prag depind nu numai de factorii de penetrabilitate din canalul deschis, cum se întâmpla în teoria cusp, dar și de amplitudinea spectroscopică a stării de prag din canalul neutronic deschis. Acest rezultat este de asemenea o demonstrație computațională și empirică conform căreia sursa ancestrală a anomaliei este rezonanța uniparticulă neutronică în undă p la energia de zero.

Componenta $3-p_{1/2}$ a funcției de intensitate neutronice are un maxim localizat pentru nucleele de masă $A \approx 110$. Cu toate acestea, în literatură, nu s-au semnalat decât efecte de prag slabe în zona de masă respectivă. În această lucrare s-au studiat factorii cinematici și dinamici care pot conduce la o inhibare a efectelor de prag din reacțiile de stripping deuteronic. Aceste efecte sunt determinate atât de mecanismul de reacție al fondului reacției (d, p) cât și de funcția de intensitate a rezonanței uniparticule neutronice în undă $3-p$. Factorii de inhibare asociați cu fondul reacției depind de componentele multistep ale fondului (factori spectroscopici mici), Q -ul reacției precum și de momentul cinetic transferat. Cele două componente ale despicerii spin-orbită ale rezonanței neutronice în undă p de energie zero determină valori diferite ale factorilor cuantici cinematici, ale factorilor de compresie precum și ale termenilor anomali de prag. Se obține astfel o reducere a amplitudinii efectului de prag $3-p_{1/2}$ față de corespondentul său, $3-p_{3/2}$.

Un alt subiect investigat a fost studiul stărilor de prag cinematic. Stările de prag cinematic sunt de interes în procesele rp din reacțiile de captură protonică întâlnite în Astrofizica Nucleară. Un interes special îl au stările de prag din nuclee mediu-ușoare $A \cong 20-30$, a căror cunoaștere este vitală în studiul ratelor de reacție termonucleare pentru unele cicluri stelare. Cunoașterea exactă a proprietăților stărilor de prag cinematic este importantă pentru determinarea factorului astrofizic S și a ratelor de reacție. S-au studiat aici primele stări rezonante imediat deasupra pragului de captură protonic în reacția de ardere a hidrogenului stelar $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$ din ciclul $Ne - Na$. Pe baza identificării unei valori unice de spin celui de-al treilea nivel deasupra pragului, pe baza unui studiu cu modelul în pături, s-au determinat valori noi ale ratelor de reacție pentru temperaturi astrofizice sub 0,1 K.

Bibliografie

- [1] E.P. Wigner, *Phys. Rev.*, **73**, 1002 (1948).
- [2] G. Breit, *Phys. Rev.* **107**, 1612 (1957).
- [3] A. I. Baz, *J.E.T.F.* **33**, 923 (1957).
- [4] M.S. Ata, C. Hategan, *Rev. Roum. Phys.* **24**, 3 (1979).
- [5] C. Hategan, *Proc. Rom. Acad.*, **3**, 11 (2002).
- [6] S. A. A. Zaidi, P. von Brentano, *Phys. Lett.* **23**, 466 (1966).
- [7] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, (Oxford University Press, 1983).
- [8] T. Tamura, C. E. Watson, *Phys. Lett.* **25B**, 186 (1967).
- [9] A.M. Lane, *Phys. Lett.* **33B**, 274 (1970).
- [10] A.M. Lane, R.G. Thomas, *Revs. Mod. Phys.* **30**, 257 (1958).
- [11] C. Hategan, *Ann. Phys.* **116**, 77 (1978).
- [12] C. Hategan, G. Graw, H. Comisel, *Mod. Phys. Lett.* **A20**, 187 (2005).
- [13] C. Hategan, *Phys. Lett.* **46B**, 23 (1973).
- [14] T. Teichmann, E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **87**, 2123 (1952).
- [15] H. Feshbach, *Ann. Phys.* **5**, 357 (1958).
- [16] A.I. Baz, I.B. Zeldovich, A.M. Perelomov, *Rasseianie, Reaktsii i Raspady v Nerelativistskoi Kvantovoi Mekhanike* (Nauka, Moskva, 1971).
- [17] C. Hategan, *J. Phys., At. Mol. Opt. Lett.* **B22**, 621 (1989).

- [18] S. N. Abramovich, B. Ya. Guzhovskii, L. M. Lazarev, *Fiz. Elem. Chastis. At. Yadra* **23**, 305 (1992).
- [19] J. E. Lynn, *The Theory of Neutron Resonance Reactions*, (Clarendon Press, Oxford, 1968).
- [20] R. G. Newton, *Scattering Theory of Waves and Particles*, (Springer-Verlag, New-York, 1982). (1995).
- [21] C. Hategan, H. Comisel, R.A. Ionescu, *Proc. Rom. Acad* **5**, (2004).
- [22] V. Dorobantu, C. Hategan, *Mod. Phys. Lett.* **A6**, 2463 (1991).
- [23] A.M. Badalyan, L.P. Kok, M.I. Polikarpov, Yu.A. Simonov, *Physics Reports* **82**, 32 (1982).
- [24] M.S. Ata, C. Hategan, N.A. Shliakhov, *Izv. Akad. Nauk, Ser. Fiz.* **48**, 366 (1984).
- [25] H. Comisel, C. Hategan, *Mod. Phys. Lett.* **A17**, 1315 (2002).
- [26] A.I. Baz, *Adv. Phys.* **8**, 348 (1959); A.I. Baz, V.I. Manko, *Phys. Lett.* **28B**, 541 (1969).
- [27] A.E. Champagne, M. Wiescher, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci* **42**, 39 (1992).
- [28] S. Schmidt, C. Rolfs, W.H. Schulte, H.P. Trautvetter, R.W. Kavanagh, C. Hategan, S. Faber, B.D. Valnion, G. Graw, *Nucl. Phys.* **A591**, 227 (1995).
- [29] J.B. Ehrman, *Phys. Rev.* **81**, 412 (1951); R.G. Thomas, *Phys. Rev.* **88**, 1109 (1952), **81**, 148 (1951).
- [30] F.C. Barker, *Nucl. Phys.* **A558**, 693 (1995).
- [31] C. Hategan, R.A. Ionescu, *Rom. Rep. Phys.* **55**, 589 (2003).
- [32] M.E. Hennis, A. Hemmedinger, *Phys. Rev.* **95**, 772 (1954); N. Jarmie, R.C. Allen, *Phys. Rev.* **114**, 176 (1959).
- [33] P.R. Malmberg, *Phys. Rev.* **101**, 114 (1956).
- [34] H.J. Votava, W.J. Thompson, *Phys. Rev.* **41B**, 405 (1972).

- [35] H.W. Newson, R.M. Williamson, K.W. Jones, J.H. Gibbons, H. Marshak, *Phys. Rev.* **108**, 1294 (1957).
- [36] S.N. Abramovich, A.I. Baz, B.Ya. Guzhovskii, *Yad. Fiz.* **32**, 402 (1980).
- [37] C.A. Barnes, in *Nuclear Isospin*, Proc. Conf., Asilomar, California, No. 4 (Academic Press 1969), p. 179.
- [38] C. Hategan, *Heavy Ion Physics School*, Predeal, Romania (1978).
- [39] C. Hategan, M. Cenja, M. Tanase, *Proc. Rom. Acad.* **1**, 87 (2000).
- [40] I. Bondouk, M. Cenja, C. Hategan, M. Tanase, *Phys. Lett* **59B**, 27 (1975);
M. Cenja, M. Duma, C. Hategan, M. Tănase, *Nucl. Phys.* **A307**, 65 (1978).
- [41] A.S. Deineko, I.I. Malakhov, V.E. Storyzhko, K.F. Ustimenkov, N.A. Shliakhov, C. Hategan, *Phys. Lett.* **87B**, 32 (1979).
- [42] P.P. Zarubin, V.P. Gusev, A.E. Antropov, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **50**, 160 (1986).
- [43] C.F. Moore, C.E. Watson, S.A.A. Zaidi, J.J. Kent, J.G. Kulleck, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 926 (1966).
- [44] G. Clausnitzer, G. Graw, C.F. Moore, K. Wienhard, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 793 (1969).
- [45] J.G. Cramer, E. Preikschat, M.P. Baker, M.D. Hasinoff, G.W. Roth, W.G. Weitkamp, W.J. Braithwaite, C.F. Moore, *Phys. Rev.* **C6**, 366 (1972).
- [46] G. Graw, C. Hategan, *Phys. Lett.* **35B**, 541 (1971).
- [47] A.M. Lane, *Current Topics of Prime Interest in Nuclear Physics*, (Canberra Univ., ANU-P/590, 1974).
- [48] L. I. Arifov, P. S. Mazitov, V. V. Sidorov, *Uprugoe i Neuprugoe Rasseianie*, (Akad. Nauk USSR, Izd.-FAN, Tashkent, 1975), pp. 18-19, 87-88.
- [49] G. Graw, W. Stach, G. Gaul, C. Hategan, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 989 (1973).
- [50] G. Graw, C. Hategan, *Phys. Lett.* **37B**, 41 (1971).
- [51] W. Stach, Ph.D.Thesis, Universitaet Erlangen, 1975.

- [52] W. Stach, W. Kretschmer, H. Clement, G. Graw, *Nucl. Phys.* **A332**, 144 (1979).
- [53] G.E. Brown, *Rev. Mod. Phys.* **31**, 893 (1959);
G.E. Brown, *Unified Theory of Nuclear Models*, (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1971).
- [54] A.M. Lane, Communications to J.G. Cramer and G. Graw, (1971).
- [55] H. Comisel, C. Hategan, *Part. Nucl. Lett* **2**, 71 (2003).
- [56] H. Comisel, C. Hategan, *Part. Nucl. Lett* **3**, No. 6, (2006).
- [57] K. McVoy, *Nucl. Phys.* **A115**, 481 (1968).
- [58] M.S. Ata, H. Comisel, C. Hategan, N.A. Sliakhov, *Rom.J. Phys.* **47**, 709 (2002).
- [59] G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **55**, 1 (1964).
- [60] F.A. Welton, cap. 5 în *Fast Neutron Physics*, part 2, (eds. J. B. Marion and J. A. Fowler), (Intersciences Publishes, N.Y. London, 1963).
- [61] L.S. Rodberg, R.M. Thaler, *Introduction to the Quantum Theory of Scattering*, (Academic Press, NY, 1967).
- [62] D.M. Brink, G.R. Satchler, *Angular Momentum*, (Oxford University Press, 1962).
- [63] P.D. Kunz, The DWBA Code DWUCK, unpublished.
- [64] M.S. Ata, PhD Thesis, Institute of Atomic Physics, Bucharest 1981.
- [65] H. Comisel, Diplom Thesis, Faculty of Physics, Bucharest 1987.
- [66] Y.P. Antufiev, A.S. Deineko, Y.P. Lyashko, V.I. Borovlev, M.S. Ata, O. Budan, H. Comisel, C. Hategan, *Teoreticheskkii Analiz 3-p Volnovoii Porogovoii Anomalii v (d,p) Reaktsiah*, (Atominform, Moskva 1990) HFTI 90-32, p. 1-11.
- [67] M.S. Ata, H. Comisel, C. Hategan, N.A. Sliakhov, *Rom. J. Phys.*, trimisă spre publicare, 2006.
- [68] T. Tamura, C.E. Watson, *Phys. Lett.* **B25**, 186 (1967).

- [69] P.D. Kunz, The DWBA Code DWUCK4, unpublished.
- [70] E. Vogt, *Advances in Nuclear Physics* **1**, 261 (1968).
- [71] S.G. Kadmsky, V.E. Kalechits, A.A. Martynov, *Yad. Fiz.* **14**, 1174 (1971).
- [72] C. Hategan, Note de Seminar.
- [73] Discuții de Seminar, 2006.
- [74] T.J. Yule , W. Haeberli, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 756 (1967).
- [75] R.Coker, T. Tamura, *Phys. Rev.* **182**, 1277 (1969).
- [76] U. Lynen, C.V.D. Malsburg, R. Santo, R. Stock, *Phys. Lett.* **24B**, 237 (1967).
- [77] W.R. Coker, C.F. Moore, *Phys. Lett.* **B25**, 271 (1967).
- [78] W.R. Coker, C.L. Hollas, P.J. Riley, S. Sen, *Phys. Rev.* **C4**, 836 (1971).
- [79] S.A.A. Zaidi, W.R. Coker, D.G. Martin, *Phys. Rev.* **C2** 1384 (1970).
- [80] R. Heffner, C. Ling, N. Cue, P. Richard, *Phys. Lett.* **B26**, 150 (1968).
- [81] R.A. Hinrichs, G.W. Phillips, J.G. Cramer, H. Wieman, *Phys. Rev.* **C4**, 1366 (1971).
- [82] L.S. Michelman, T.I. Bonner, J.G. Kulleck, *Phys. Lett.* **28B**, 59 (1969).
- [83] J.A.R. Griffith, M. Irshad, O. Karban, S. Roman, *Nucl. Phys.* **A146**, 193 (1970).
- [84] F.D. Becchetti, G.W. Greenles, *Phys. Rev.* **183**, 1190 (1969).
- [85] L. A. Montestruque, M.C. Cobian-Rozak, G. Szaloky, J.D. Zumbro, S.E. Darden, *Nucl. Phys.* **A305**, 29 (1978).
- [86] K. Haravu, C.L. Hollas, P.J.Riley, W.R. Coker, *Phys. Rev.* **C1**, 938 (1970).
- [87] N.A. Detorie, P.L. Jolivette, C.P. Browne, A.A. Rollefson, *Phys. Rev.* **C18**, 991 (1978).
- [88] E.R. Cosman, H. A. Enge, A. Sperduto, *Phys.Rev.* **165**, 1175 (1968).

- [89] T. P. Cleary, *Nucl. Phys.* **A301**, 317 (1978).
- [90] H.P. Blok, L. Hultsman, E.J. Kaptein, J. Blok, *Nucl. Phys.* **A273**, 142 (1976).
- [91] R.D. Rathmell, P.J. Bjorkholm, W. Haeberli, *Nucl. Phys.* **A206**, 459 (1973).
- [92] C.R. Bingham, G. T. Fabian, *Phys. Rev.* **C7**, 1509 (1973).
- [93] E. Frotta, *Nuovo Cimento* **91A**, 370 (1986).
- [94] J.B. Moorhead, R.A. Moyer, *Phys.Rev* **184**, 184 (1969).
- [95] J.H. Degnan, G.R. Rao, *Phys.Rev.* **C7**, 2131 (1973).
- [96] F. James, R. Ross, CERN preprint D506x (1989); CN/ASD Group, Program Library D506, CERN (1993).
- [97] G.S. Samosvat, *Fiz. Elem. Chastis. At. Yadra* **17**, 713 (1986); **26**, 655 (1995).
- [98] C. Hategan, H. Comisel, *Proc. Rom. Acad.*, **4**, 189 (2003).
- [99] A.M. Lane, R.G. Thomas, E.P. Wigner, *Phys. Rev.* **98**, 693 (1955).
- [100] C. Hategan, *NATO-Advanced Science Institute Series: Physics* **B321**, 313 (1994).
- [101] A. Gallman, P. Wagner, P.E. Hodgson, *Nucl. Phys.* **88**, 675 (1966).
- [102] P.E. Hodgson, *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*, (Clarendon Press, Oxford, 1971).
- [103] M.S. Ata, M. Cenja, M. Duma, C. Hategan, Y.P. Antufiev, A.S. Deineko, V.E. Storyzhko, N.A. Shlyakhov, *Nucl. Phys.* **A451**, 464 (1986).
- [104] R. Barret, D.F. Jackson, *Razmery i Struktura Yader*, (Naukova Dumka, Kiev, 1981) p.163.
- [105] R.M. Musaelyan, V.I. Popov, V.M. Skorkin, *Kratkie Soobsh. po Fiz.* **8**, 15 (1985).
- [106] S. Raman, B. Fogelberg, J.A. Harvey, R.L. Macklin, P.H. Stelson, A. Schroder, K.L. Kratz, *Phys. Rev.* **C28**, 602 (1983).

- [107] J.W. Boldeman, B.J. Allen, A.R. Del. Musgrove, R.L. Macklin, B.R. Winters, *Nucl. Phys.* **A269**, 397 (1976).
- [108] M.B. Fedorov, V.D. Ovdienko, G.A. Smetanin, T.I. Jakovenko, N.T. Skljjar, *Vop. At. Nauki i Tekhn., Ser. Yadernye Konstanty* **1**, 69 (1985).
- [109] L.V. Mitsyna, A.B. Popov, G.S. Samosvat, *Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol.*, Mito 1988.
- [110] A.B. Popov, G.S. Samosvat, V.G. Nikolenko, Zo-In-Ok, *Conf. on Nucl. Data for Basic and Appl Sci.*, Santa Fe 1985.
- [111] S.F. Mughabghab, M. Divadeenam, N.E. Holden, *Neutron Cross Sections*, Vol. 1 (Academic Press, 1981); *CINDA Computer Index of Neutron Data*, www.nndc.bnl.gov.
- [112] J.A.R. Griffith, M. Irshad, O. Karban, S. Roman, *Nucl. Phys.* **A146**, 193 (1970).
- [113] D.D. Long, P. Richard, C.F. Moore, J.D. Fox, *Phys. Rev.* **149**, 906 (1966).
- [114] F.G. Perey, *Phys. Rev.* **131**, 745 (1963); C.M. Perey, F.G. Perey, *Nuclear Data Tables*, **10**, 539 (1972).
- [115] J.M. Lohr, W. Haerberli, *Nucl. Phys.* **A232**, 381 (1974).
- [116] C.E. Brient, P.J. Riley, H. Seitz, S. Sen, *Phys. Rev.* **C6**, 1837 (1972).
- [117] B.I. Cohen, J.B. Moorhead, R.A. Moyer, *Phys. Rev.* **161**, 1257 (1967).
- [118] R.L. Mlekodaj, Thesis, Florida State University, 1973; *Diss. Abst. Int.* **34B**, 5124 (1974).
- [119] B. Rosner, *Phys. Rev.* **136**, 664 (1964).
- [120] P.D. Barnes, J.R. Comfort, C.K. Bockelman, *Phys. Rev.* **155**, 1319 (1967).
- [121] L.H. Goldman, J. Kremenek, S. Hinds, *Phys. Rev.* **179**, 1172 (1969).
- [122] R. Comfort, C.K. Bockelman, P.D. Barnes, *Phys. Rev.* **157**, 1065 (1967).
- [123] P.L. Carson, L.C.Jr. McIntyre, *Nucl. Phys.* **A198**, 289 (1972).

- [124] E.J. Schneid, A. Prakash, B.L. Cohen, *Phys. Rev.* **156**, 1316 (1967).
- [125] A. Graue, E. Hvidsten, J.R. Lien, G. Sandvik, W.H. Moore, *Nucl. Phys.* **A120**, 493 (1968).
- [126] W.H. Moore, G.K. Schlegel, O' Dell S., A. Graue, J.R. Lien, *Nucl. Phys.* **A104**, 327 (1967).
- [127] A. Graue, E. Jastad, J.R. Lien, P. Torvund, W.H. Moore, *Nucl. Phys.* **A103**, 209 (1967).
- [128] A. Stroemich, B. Steinmetz, R. Bangert, B. Gonsior, M. Roth, P.von Brentano, *Phys. Rev.* **C16**, 2193 (1977).
- [129] H. Comisel, C. Hategan, G. Graw, H. Wolter, în pregătire.
- [130] D.C. Black, *Geoch. Cosmoch. Acta* **36**, 347 (1972).
- [131] S. Seuthe, C. Rolfs, U. Schröder, W.H. Schulte, E. Somorjai, H.P. Trautvetter, F.B. Waanders, R.W. Kavanagh, H. Ravn, M. Arnould, G. Paulus, *Nucl. Phys.* **A514**, 471 (1990).
- [132] S. Schmidt, C. Rolfs, W.H. Schulte, H.P. Trautvetter, R.W. Kavanagh, C. Hategan, S. Faber, B.D. Valnion, G. Graw, *Nucl. Phys.* **A591**, 227 (1995).
- [133] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J.W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl'Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter, M. Laméhi Rachti, *Nucl. Phys.* **A656**, 3 (1999).
- [134] G. Audi, A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A595**, 409 (1995).
- [135] P.M. Endt, *Nucl. Phys.* **A633**, 1 (1998); *Nucl. Phys.* **A521**, 1 (1990).
- [136] H. Herndl, G. Görres, M. Wiescher, B.A. Brown, L. Van Wormer, *Phys. Rev.* **C52**, 1078 (1995).
- [137] A.E. Champagne, B.A. Brown, R. Scherr, *Nucl. Phys.* **A556**, 123 (1993).
- [138] B.A. Brown, A. Etchegoyen, W.D.M. Rae, The Shell Model Code OXBASH, MSU-NSCL Report No. 524.

- [139] B.H. Wildenthal, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **11**, 5 (1984).
- [140] W.E. Ormand, B.A. Brown, *Nucl. Phys.* **A491**, 1 (1989); W.E. Ormand, *Phys. Rev.* **C55**, 2407 (1997).
- [141] J.B. Ehrman, *Phys. Rev.* **81**, 412 (1951); R.G. Thomas, *Phys. Rev.* **88**, 1109 (1952), **81**, 148 (1951).
- [142] R. Sherr, G. Bertsch, *Phys. Rev.* **C32**, 1809 (1985).
- [143] F.C. Barker, *Phys. Rev.* **C53**, 2539 (1996).
- [144] C. Iliadis, L. Buchmann, P.M. Endt, H. Herndl, M. Wiescher, *Phys. Rev.* **C53**, 475 (1996).
- [145] F. Stegmüller, C. Rolfs, S. Schmidt, W.H. Schulte, H.P. Trautvetter, R.W. Kavanagh, *Nucl. Phys.* **A601**, 168 (1996).
- [146] Y. Fujita, Y. Shimbara, I. Hamamoto, T. Adachi, G.P.A. Berg, H. Fujimura, H. Fujita, J. Görres, K. Hara, K. Hatanaka, J. Kamyia, T. Kawabata, Y. Kitamura, Y. Shimizu, M. Uchida, H.P. Yoshida, M. Yoshifuku, M. Yosoï, *Phys. Rev.* **C66**, 044313 (2002).
- [147] B.A. Brown, B.H. Wildenthal, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38**, 29 (1988).
- [148] C.E. Rolfs, W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, (University of Chicago Press, Chicago, 1988);
P. Descouvemont, *Annales de Physique* **26**, 1 (2001).
- [149] W.A. Fowler, G.R. Caughlan, B.A. Zimmermann, *Annu. Rev. Astro. Astrophys* **13**, 69 (1975).
- [150] G.R. Caughlan, W.A. Fowler, *At. Data Nucl. Data Tables* **40**, 283 (1988).

Lista figurilor

- 3.1 Factorul de compresie de model optic $\beta(E)$ pentru starea uniparticulă neutronică $j_p = 3/2$ (cercuri) și $j_p = 1/2$ (romb). Linia întreruptă și linia continuă reprezintă funcțiile fitate obținute prin dezvoltarea derivatelor funcției de Salt $S(E)$ în teoria matricii R. . . . 50
- 3.2 Dependența energetică a numitorului Lane $1/|\epsilon_j|^2$ pentru o rezonanță uniparticulă neutronică $3-p$. De la stânga la dreapta, curbele corespund următoarelor poziții energetice: $x_j=-3, x_j=-1, x_j=1$ și $x_j=3$. 52
- 3.3 (a) Secțiunea diferențială ”computațională” pentru o anomalie single-dip determinată la 160° cu parametrul $\alpha_{l_d=3, j_d=4}^{j_p=3/2}=3$. Calculele s-au realizat cu $x_l=2, Q_{dn}=7.3$ MeV și parametri de model optic corespunzători reacției de stripping $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$. În figură sunt trecute valorile fazei relative Φ dintre S_{dp} și termenii α^* . (b) Variația secțiunii cu termenii $x_j = -3, -1, 1, 3$. Linia întreruptă din ambele figuri reprezintă fondul DWBA al reacției de stripping. 58
- 3.4 (a). Secțiunea diferențială, experimentală (cercuri) și ”computațională” (linie continuă pentru $(l_d, j_d) = (1, 2)$ și întreruptă pentru $(l_d, j_d) = (3, 2)$) pentru reacția $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$ la 160° . (b). Interferențe distructive (linia întreruptă) sau constructive (linia continuă) ale celor doi termeni ai amplitudinii de tranziție determinați de numerele cuantice magnetice ($m_p=-1/2, m_d=1, m=1/2$) și ($m_p=1/2, m_d=0, m=1/2$). Acestea din urmă permit descrierea cu succes a efectului anomal de prag (vezi figura alăturată). 59
- 3.5 Faza integralelor radiale, $X_{l=2, s=1/2, j=5/2}^{l_p=1, j_p=3/2; l_d=1, j_d=2}$ și $X_{l=2, s=1/2, j=5/2}^{l_p=1, j_p=3/2; l_d=3, j_d=2}$, versus energia incidentă deuteronică, pentru strippingul pe nucleul ^{88}Sr la 160° . Integralele radiale corespund momentului cinetic orbital $l=1$ și $l=3$ din canalul de intrare asociat cu unda $p_{3/2}$ din canalul protonic de ieșire. 61

- 3.6 Analiza numerică a formei anomaliei de prag în puterea de analiză pentru diferite partiții ale momentului cinetic din canalul de intrare. Funcțiile de excitație s-au determinat pentru fazele coeficienților α ce determină un efect single dip în secțiunea de reacție. (a) Liniile "---", continuă și punctată reprezintă funcțiile de excitație pentru canalul protonic $p_{3/2}$ la următoarele partiții deuteronice: $(l_d=1, j_d=1)$, $(l_d=1, j_d=2)$ și $(l_d=3, j_d=4)$. (b) Reprezentări similare obținute pentru unda protonică $p_{1/2}$ și $(l_d=1, j_d=2)$ - linie continuă, $(l_d=3, j_d=3)$ - linie punctată. 62
- 3.7 Anomalia double-dip: rezonanță + dip (linie continuă) și double-dip (linie punctată) obținute pentru două partiții deuteronice, $(\alpha, \varphi)_{l_d=3, j_d=4}^{j_p=3/2} = (2, 0)$ și $(\alpha, \varphi)_{l_d=3, j_d=3}^{j_p=1/2} = (6, \pi)$. Pragul canalului analog este ales aici $Q_{dn}=6.5$ MeV iar $x_j=2$. Linia întreruptă reprezintă fondul DWBA la $\theta=160^\circ$ pentru o reacție generică de transfer din zona de masă analizată. 64
- 3.8 Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și "compuționale" (linii continue) pentru reacția de stripping $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$: (a) - $l_d=1, j_d=2, j_p=3/2$; (b) - $l_d=3, j_d=4, j_p=3/2$; (c) - $l_d=1, j_d=2, j_p=1/2$; (d) - $l_d=3, j_d=3, j_p=1/2$ 70
- 3.9 Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și "compuționale" (linii continue) pentru reacția de stripping $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$ 71
- 3.10 Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și "compuționale" (linii continue) pentru reacția de stripping $^{90}\text{Zr}(d, p)^{91}\text{Zr}$ 70
- 3.11 Funcțiile de excitație experimentale (cercuri) și "compuționale" (linii continue) pentru reacția de stripping $^{92}\text{Mo}(d, p)^{93}\text{Mo}$ la $120^\circ, 140^\circ$ și 160° 73
- 3.12 Puterea de analiză la 120° - (a), 160° - (b), și secțiunea diferențială la 160° - (c), pentru $^{106}\text{Cd}(d, p)^{107}\text{Cd}$; date experimentale (cercuri), fond DWBA (linie întreruptă) și rezultatele "compuționale" (linie continuă). 74
- 3.13 (a)-(e). Secțiunea diferențială de reacție, valori experimentale (cercuri) și "compuționale" (linii continue), pentru reacții de stripping deuteronic pe următoarele nuclee țintă: ^{80}Se , ^{86}Kr , ^{92}Zr , ^{94}Zr și ^{94}Mo . (f). Anomalia double-dip pentru reacția de pick-up $^{92}\text{Zr}(p, d)^{91}\text{Zr}$.
73

4.1 Intensitatea efectului de prag izotopic, Δ - determinată printr-o procedură "empirică" și α - determinată "compuțional", precum și funcția de intensitate neutronică 2- p , în dependența lor de numărul de masă A (vezi Ref. [103] și Ref. [98] pentru ^{25}Mg). 87

4.2 Dependența de masă a funcției de intensitate neutronică în undă 3- p din date experimentale (\bullet) și intensitățile anomaliei de prag rezultate din analiza: (a) empirică (\triangleright), (b) și (c) compuțională (\diamond și \circ). 88

4.3 Dependența de masă a funcției de intensitate neutronică 3- p - mărimi determinate experimental (\bullet) și a intensităților α ale anomaliei extrase dintr-o distribuție Lorentziană (-) pentru: (a) componenta spin-orbită $p_{3/2}$, (b) componenta spin-orbită $p_{1/2}$ 87

5.1 Dependența de masă a funcției de intensitate neutronică 3- p -mărimi determinate experimental (\bullet) și a intensităților α ale anomaliei extrase dintr-o distribuție Lorentziană (-) pentru: (a) componenta spin-orbită $p_{3/2}$, (b) componenta spin-orbită $p_{1/2}$ 95

5.2 Test numeric ce prezintă efectul anomal din secțiunea de reacție pentru un transfer de moment cinetic $s_{1/2}$ din reacția de stripping $^{110}\text{Cd}(d,p)^{111}\text{Cd}$. Aceleași amplitudini și faze ai coeficienților $\alpha_{(l_d,j_d)}^{p_{3/2}}$ și $\alpha_{(l_d,j_d)}^{p_{1/2}}$ corespunzători rezonanței uniparticulă din canalul protonic în undă $p_{3/2}$ respectiv $p_{1/2}$ produc efecte diferite în amplitudinea anomaliei de prag, vezi $\sigma_{3/2}$ și $\sigma_{1/2}$ - curbele cu linii continue. Aceste diferențe se pot explica printr-o analiză mai aprofundată a termenilor secțiunii de reacție DWBA. Cei mai importanți dintre ei, indexați de numerele cuantice magnetice ale protonului, deuteronului respectiv neutronului transferat, sunt reprezentați pentru fiecare din momentele cinetice deuteronice permise de schema de cuplaj (corespondența cu partițiile de moment cinetic este dată în legendă). Se observă că dipul rezonant se reproduce în ambii termeni ai secțiunii doar pentru unda protonică $p_{3/2}$ 97

5.3 Anomalia de prag din reacția de stripping $^{106}\text{Cd}(d,p)^{107}\text{Cd}$ observată experimental (\bullet) în puterea de analiză (a) și în secțiunea de reacție (b) la unghiul de împrăștiere de 160° . Determinări teoretice folosind ambele componente $\alpha_{3/2}$ și $\alpha_{1/2}$ potrivit dependenței lor de masă (linie continuă) precum și luării în considerație numai a componentei $\alpha_{1/2}$ (linie punctată) sunt reprezentate de asemenea în cele două figuri (a) și (b). 99

- 5.4 Secțiunile de reacție experimentale pentru $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$ (●) și $^{94}\text{Zr}(d,p)^{95}\text{Zr}$ (○) la unghiul de împrăștiere $\theta=160^\circ$. Valorile predicționate pentru $100 \leq A \leq 130$ au fost scalate corespunzător. Numerele de masă trecute în figură, luate în ordine crescătoare, corespund maselor următoarelor nuclee țintă: ^{88}Sr , ^{94}Zr , ^{110}Cd , ^{111}Cd , ^{112}Cd , ^{113}Cd , ^{114}Cd , ^{116}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{126}Te , ^{128}Te , ^{129}Xe și ^{130}Te 100
- 5.5 Mărimea intensității anomalei, $\Delta' = (\sigma_{max} - \sigma_{min})/\sigma_{min}$, determinată din calculele de predicție pentru zona de masă $A \geq 106$. Valorile sunt normalizate la mărimea anomalei cea mai pronunțată din zona de masă $A \sim 90$, observată în secțiunea reacției $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$. . . 101
- 6.1 Saltul Thomas-Ehrman versus energia neutronului în undă s , pentru stări uniparticulă $2s_{1/2}$ și $1d_{5/2}$ în perechea de nuclee oglindă de masă $A=23$ și izospin $T=1/2$ 111
- 6.2 Nivele nucleare experimentale (din Ref. [135]) pentru perechea de nuclee oglindă $^{23}\text{Na} - ^{23}\text{Mg}$ la energii de interes astrofizic. Q -ul reacției de captură protonică este $Q_p=7579\text{KeV}$. Spinii nivelelor sunt notați în valoare dublă. 115
- 6.3 Contribuția stărilor rezonante individuale la ratele totale de reacție din $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ folosind intensitățile rezonante din valorile adoptate din Ref. [133], (cu linie continuă) și valorile prezise la $E_X=7,643\text{ MeV}$ din actuala lucrare (linia întreruptă). Suma tuturor contribuțiilor este desenată cu linie continuă îngroșată sau întreruptă. 121
- 6.4 Limitele superioare și inferioare ale ratelor de reacție versus temperatura stelară T_9 pentru reacția $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$, conform cu Ref. [133]. Calculele prezente pentru limita superioară folosind intensitățile rezonante $\omega\gamma(\text{SM})$ și $\omega\gamma(\text{expt.})_{ridicate}$ sunt reprezentate cu linie punctată sau întreruptă. Ratele de reacție sunt normalizate la cele ale lui Caughlan și Fowler, Ref. [150]. 122
- 6.5 Timpul de viață de dezintegrare β , $\tau_\beta(^{22}\text{Na})$, și timpul de viață mediu ^{22}Na $\tau_p(^{22}\text{Na})$, versus temperatura, calculați pentru o compoziție pură de hidrogen și o densitate $\rho=1000\text{ g/cm}^3$. Curbele au fost obținute din ratele de reacție din Figura 6.4. Incertitudinile prezente sunt delimitate prin linie întreruptă sau continuă. 123

Lista Tabelelor

3.1	Factorul de compresie β pentru stările uniparticulă neutronice $3-p_{3/2}$ (col. 1-4) și $3-p_{1/2}$ (col. 5-7) la diferite valori proprii ale energiei (a - raza de canal). Factorii $\beta(E)$ s-au determinat prin calcule de model optic pentru împrăștieri neutronice pe nuclee din zona de masă $A \approx 90$ folosind un potențial Woods-Saxon cu raze $R_{1/2}$ identice cu raza de canal a precum și valori proprii ale energiei din Ref. [19].	49
3.2	Fazele $\varphi_{l_{aj}^p}^{j_p}$ ale coeficienților Lane care generează un efect anomal sub formă de single-dip în reacția $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$ la $\theta=160^\circ$. În prima linie și prima coloană a tabelului sunt date partițiile momentului cinetic din canalul deuteronic de intrare respectiv metodele de determinare utilizate. Datele prezentate oferă numai o descriere calitativă a formei de dip rezonant anomal. Valorile obținute prin fitări la datele experimentale vor fi prezentate în secțiunea următoare.	61
3.3	Factori spectroscopici ai stărilor nucleare fundamentale din nucleele reziduale pentru care s-au efectuat determinări în prezenta lucrare, extrași din următoarele referințe: ^(a) Ref. [85]; ^(b) Refs. [86], [87]; ^(c) Ref. [88]; ^(d) Ref. [89]; ^(e) Ref. [90]; ^(f) Ref. [91]; ^(g) Ref. [92]; ^(h) Ref. [93]; ⁽ⁱ⁾ Ref. [94].; ^(j) Ref. [95]. Valorile obținute cu parametri de model optic mediați sunt date în coloana treia.	66
3.4	Q-ul reacțiilor de stripping (d, p) precum și energia de prag a canalului izobar analog (d, n).	67
3.5	Rezultate numerice cu partiții deuteronice separate în canalul de intrare pentru descrierea secțiunii $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$ la $\theta=160^\circ$	68
3.6	Rezultate numerice cu partiții deuteronice definite numai de momentul cinetic orbital în canalul de intrare pentru descrierea secțiunii $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$ la $\theta=160^\circ$	69

- 6.1 Energiile experimentale (E_X) și de model în pături (E_X^{INC}) folosind interacția INC și desemnarea de spin pentru stările de paritate pozitivă din ^{23}Na și ^{23}Mg . Energiile predicționate E_X^{TES} pentru nivelele din ^{23}Mg sunt obținute din relația $E_X^{TES} = E_X(^{23}Na) + \Delta E_C - \Delta E_{TE}$, unde $\Delta E_C = E_X^{INC}(^{23}Mg) - E_X^{INC}(^{23}Na)$ este saltul pur coulombian iar $\Delta E_{TE} = \sum C^2 S(2s_{1/2}) \Delta \epsilon_{TE}$ este saltul Thomas-Ehrman (vezi Capitolul 6.2). 112
- 6.2 Atribuire de model în pături nivelelor experimentale din ^{23}Na de interes astrofizic. Predicții ale stărilor analoge din ^{23}Mg determinate din evaluarea saltului coulombian. 114
- 6.3 Desemnări de spin de model în pături și intensitățile rezonante pentru cele mai apropiate nivele din ^{23}Mg situate deasupra pragului protonic. 116
- 6.4 Valori experimentale și teoretice ale probabilităților de tranziție redusă β B(GT) corespunzătoare dezintegrării $^{23}Mg \rightarrow ^{23}Na \beta$ 117
- 6.5 Valori experimentale și teoretice ale probabilităților de tranziție redusă γ B(M1) din nucleul ^{23}Na (valorile sunt date în unități ale magnetonului nuclear μ_N^2). 118
- 6.6 Valori experimentale ale rapoartelor de ramificație (%) corespunzătoare dezintegrării γ a nivelelor de energie $E_X=8,360$ și $E_X=8,475$ din ^{23}Na respectiv $E_X=8,166$ din ^{23}Mg pe starea fundamentală și primele două stări excitate (energii în MeV). 119

Mulțumiri

Primele abordări ale tematicii prezentei teze de doctorat se datează încă de la jumătatea anilor 80 când am început un stagiul de practică studentească la Institutul de Fizică și Inginerie Nucleară sub îndrumarea d-lui dr. Cornel Hațegan. Activitatea studentească s-a finalizat la vremea respectivă în lucrarea de diplomă de absolvire a Facultății de Fizică București. Ulterior, indiferent de subiectele de fizică abordate pe parcursul activității științifice efectuate atât în Institutul de Reactori Nucleari Energetici Pitești (actual Institutul de Cercetări Nucleare), din perioada de stagiatură cât și în Institutul de Gravitație și Științe Spațiale (actual Institutul de Științe Spațiale), colaborarea stabilită cu dl. Cornel Hațegan a continuat și perseverat în pofida unei împrăstieri mai mult sau mai puțin elaborate în diverse tematici științifice abordate de-a lungul timpului. Am dorit să menționez traseul științific oarecum sinuos de realizare al prezentei teze, pentru a evidenția, pe de o parte și de a mulțumi, pe de alta, pentru încrederea și suportul conducătorului științific în finalizarea acestei lucrări.

Țin să mulțumesc foștilor mei colegi de la IRNE Pitești, Octavian Budan, Ion Arimescu, Elena Gheorghiu, Dan Stănilă, Ștefan Ion, Mihai Tița, Adriana și Marius Paraschiv pentru suportul acordat în vederea continuării activității de cercetare în fizica reacțiilor nucleare la energii joase. Este apoi momentul să menționez continua "presiune" manifestată de colegii mei din Institutul de Științe Spațiale, București, pentru finalizarea acestei "povești" fără de sfârșit cum menționau unii dintre ei. De aceea îi mulțumesc d-lui Mircea Ciobanu precum și lui Marius Echim, Adrian Blăgău și d-nei Ileana Ciobanu. Aceleași mulțumiri le datorez și colegilor mei Octav Marghitu și Dragoș Constantinescu pentru înțelegerea acordată pentru "viteza" mai lentă de avansare și "soluționare" a problemei doctoratului dar nu numai.

Trebuie să menționez aici suportul d-lui dr. Dumitru Hașegan și al d-nelor dr. Aurelia Cionga și dr. Maria Haiduc precum și al celorlalți colegi din institut. Țin să mulțumesc pe această cale d-lui Ciupitu pentru sprijinul acordat în utilizarea și "depanarea" codului DWUCK din "era" calculatorului IBM de la Centrul de Calcul, precum și d-lui Ovidiu Dumitrescu (odihnească-se în pace) pentru discuțiile interesante pe marginea teoriei reacțiilor rezonante și a dezintegrării α precum și pentru inițierea, alături de Sorina Popescu căreia îi mulțumesc deopotrivă, în calcule de model în pături folosind codul de structură nucleară OXBASH.

În final doresc să îi mulțumesc soției și fiicei mele Ruxandra pentru sprijin și înțelegere și mai ales pentru timpul răpit dedicat acestei teze de doctorat.