

# SINTEZA

Anomaliile din spectrele energetice rotaționale ale nucleelor sunt în continuare un subiect actual pentru studiile atât teoretice cât și experimentale. Este acordată o atenție deosebită fenomenului de backbending, observat în dependența de pătratul frecvenței unghiulare a momentului de inerție. Creșterea bruscă a acestuia la spini intermediari și mari este reflectată în spectrul energetic prin apariția unei discontinuități în creșterea monotonă a diferențelor dintre nivelele energetice. Backbending-ul este un fenomen comun multor nuclee grele și deformate cvadrupolar. Încă de la descoperirea acestuia au existat mai multe încercări de a oferi o interpretare teoretică pentru o astfel de comportare ciudată a spectrelor energetice nucleare. Studiile din ultimele decenii au arătat că în general backbending-ul este rezultatul intersectării benzii fundamentale cu o altă bandă cu un moment de inerție mai mare [1–3]. Natura celei de a doua benzi rotaționale a constituit subiectul unei îndelungate dezbateri, astfel încât de-a lungul anilor au fost oferite mai multe interpretări teoretice pentru originea acestei benzi [4]. La momentul actual, originea celei de a doua benzi este bine stabilită, aceasta fiind construită pe o pereche de particule ruptă cu un moment cinetic aliniat mare. Momentul cinetic total al particulelor desperecheate fiind la rândul său aliniat de-a lungul momentului cinetic al miezului [5]. Mechanismul de rupere a perechii este atribuit așa numitului efect de anti-împerechere Coriolis [6, 7].

În această lucrare este propus un formalism semimicroscopic simplu pentru descrierea fenomenului de backbending care este considerat aici ca fiind rezultatul mecanismului de intersectare dintre banda fundamentală și o bandă de două cvasiparticule decuplate cunoscută sub numele de banda (*S*)tockholm [8]. Aceste benzi sunt definite tratând un Hamiltonian model ce descrie două subsisteme într-un spațiu de stări cu moment cinetic bun. Subsistemele menționate sunt asociate unui set de neutroni ce se mișcă într-un câmp mediu și care înreacționează între ei prin forțe de împerechere și un miez fenomenologic definit de restul nucleonilor. Acest formalism a fost aplicat la șase nuclee din regiunea pământurilor rare cu  $N = 90 - 94$ , care prezintă comportare de backbending în graficele lor de backbending.

Este cunoscut faptul că primul backbending este cauzat de ruperea unei perechi de neutroni din orbitalul intruder  $i_{13/2}$ , în timp ce cel de al doilea este datorat ruperii unei perechi  $h_{11/2}$  protonice. Modelul de față este gândit pentru a reproduce stările de spin mic și intermediar din banda yrast, astfel încât scopul acestui studiu este descrierea doar

a primului backbending. În acest scop, un Hamiltonian asociat unui set de particule ce se mișcă într-un câmp mediu deformat cuplat la un miez fenomenologic descris de operatori bosonici cvadrupolari, este tratat într-un spațiu produs de stări proiectate după momentul cinetic. Particulele din orbitalul intruder sunt tratate separat de celelalte care formează miezul. Miezul fenomenologic este descris de Modelul Stărilor Coerente (CSM) [9], în timp ce mișcarea particulelor intruder și interacția de împerechere a acestora este tratată cu ajutorul unor stări BCS deformate [10]. Ingredientul special al formalismului de față constă în considerarea unui miez deformat care induce traiectorii deformate pentru particulele intruder. Spre deosebire de proiectarea momentului cinetic din starea coerentă asociată miezului care a fost descrisă în [11], proiectarea stării fermionice este o problemă esențială nu numai în formalismul de față dar în general pentru fizica mai multor corpuri. O soluție în acest sens a fost formulată de Kelemen și Dreizler în Ref.[12], care a fost adoptată și în această lucrare.

Stările pentru banda fundamentală sunt obținute din proiectarea după moment cinetic a stării produs deformate  $|BCS\rangle_d \psi_c$  și corespund situației când toți neutronii sunt împerecheați. Banda  $S$  care intersectează banda fundamentală și în consecință produce backbending-ul poate fi descrisă de o funcție de undă similară, cu unica diferență fiind că în acest caz o pereche de particule este ruptă, adică particulele din această pereche nu mai sunt legate prin simetria la inversia temporală. Ruperea de simetrie este simulată prin aplicarea unui operator de ridicare a proiecției momentului cinetic pe o funcție cu simetrie bună. Astfel că starea de două cvasiparticule care este responsabilă pentru generarea benzii  $S$  este o stare cu  $K = 1$  de forma  $\left[ J_+ \alpha_{jk}^\dagger \alpha_{j-k}^\dagger |BCS\rangle_d \right] \psi_c$ . Substarea  $|jk\rangle$  este aleasă astfel încât energia de cvasiparticulă să fie cea minimă. Stările proiectate pentru banda fundamentală și pentru banda  $S$  nu sunt reciproc ortogonale datorită faptului că operatorii de cvasiparticulă nu sunt tensori de rang și proiecție determinate. Însă diagonalizând matricea de superpoziție se definește o bază ortogonală pentru tratarea Hamiltonianului model.

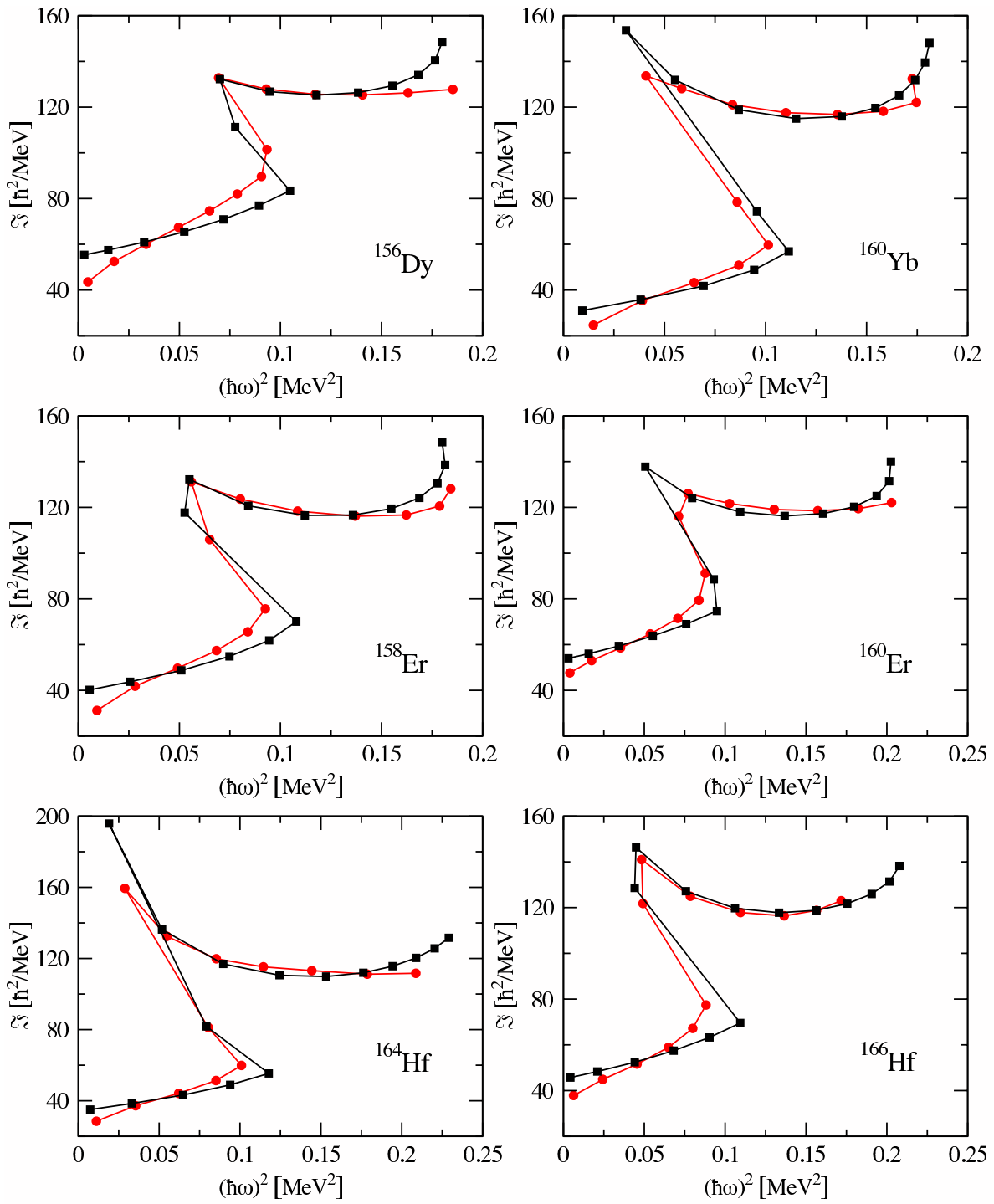


Fig. 1: Graficele de backbending pentru izotopii  $^{156}\text{Dy}$ ,  $^{160}\text{Yb}$ ,  $^{158,160}\text{Er}$  și  $^{164,166}\text{Hf}$  comparând teoria (pătrate) cu experimentul (puncte). Datele experimentale sunt luate din [13–17].

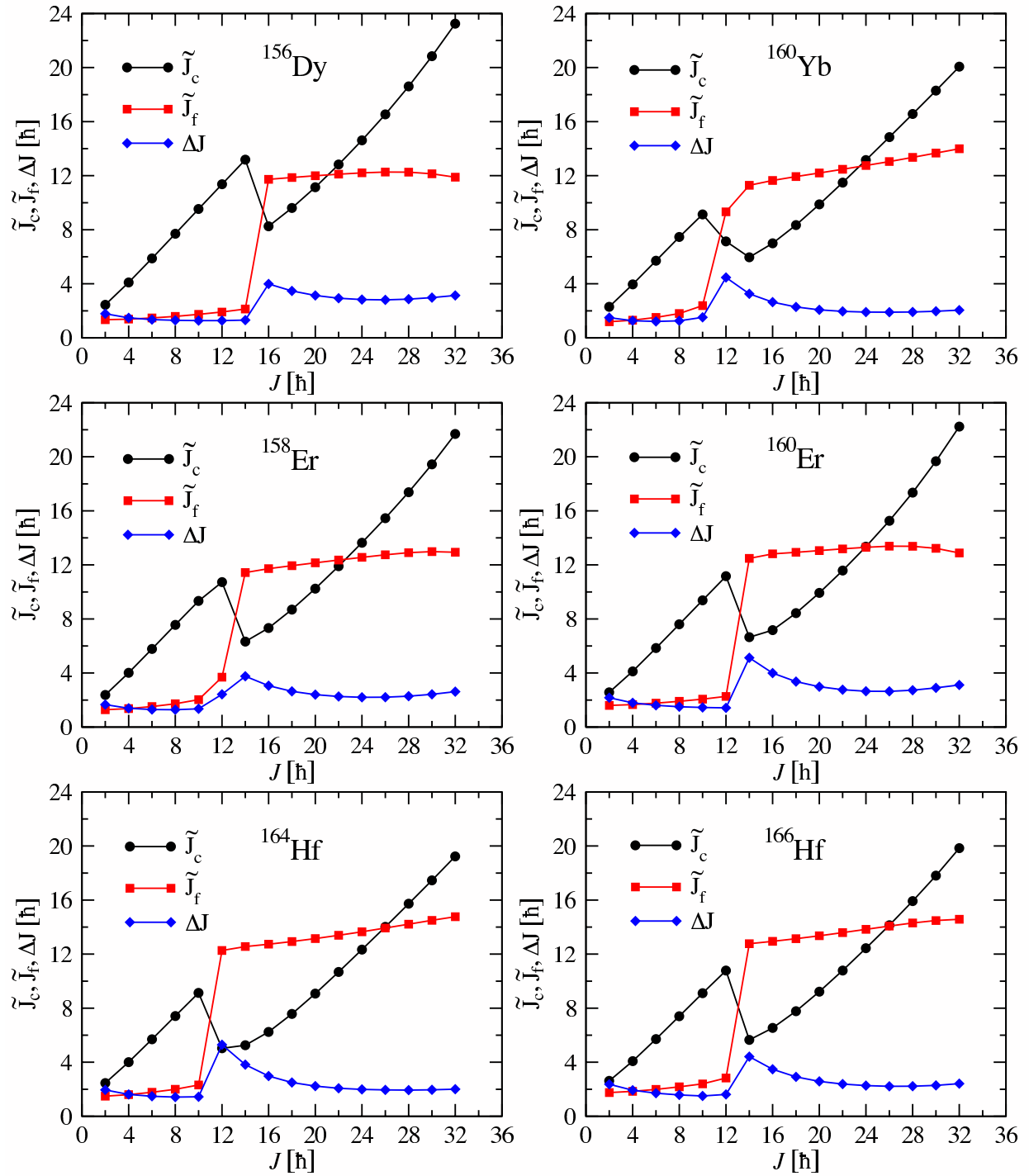


Fig. 2: Momentele cinetice medii al miezului și al perechii rupte de neutroni intruder. Este vizualizată și deviația momentului cinetic total  $\Delta J$ .

Valorile proprii cele mai mici ale Hamiltonianului total în baza ortogonală definesc banda yrast. Primele nivele energetice provin de la stările proiectate de  $0qp$ , în timp ce stările de la un anumit moment cinetic critic sunt în mare parte de  $2qp$ . Folosind energiile yrast calculate, au fost trasate dependențele din Fig.1 ale momentelor de inerție în funcție de pătratul frecvenței, care reproduc destul de bine curbele experimentale de backbending. Măsura calității acordului este dată de valorile *r.m.s.* ale energiilor prezise față de datele experimentale corespunzătoare. Aceste valori sunt în jurul a 30 keV. Aceste aspecte ale stărilor yrast sunt reflectate și în comportarea factorului giromagnetic față de variația momentului cinetic.

Pentru a investiga alinierea rotațională a momentelor cinetice individuale, sunt definite momente cinetice medii pentru setul de neutroni intruder și respectiv pentru miez. Alinierea momentelor cinetice individuale ale neutronilor intruder la spinul miezului precum și ruperea de perechi este analizată detaliat în legătură cu efectul provenit de la interacția spin-spin. Alinierea completă corespunde situației când  $\tilde{J}_c + \tilde{J}_f$  egalează momentul cinetic total  $J$  al sistemului. Abaterea de la această imagine ideală este măsurată de devierea  $\Delta J = |J - (\tilde{J}_c + \tilde{J}_f)|$ . Această cantitate împreună cu mediile momentului cinetic al miezului  $\tilde{J}_c$  și al sistemului fermionic  $\tilde{J}_f$  este reprezentată grafic în Fig.2 în funcție de momentul cinetic total  $J$ . Din aceste grafice sunt extrase mai multe informații importante, cum ar fi punctul de intersecție a benzilor, cantitatea de moment cinetic asociată perechii rupte sau chiar configurația alinierii momentelor cinetice. De exemplu, pentru izotopii de Er și  $^{166}\text{Hf}$  intersecția benzilor are loc la  $J = 12$ , în timp ce pentru  $^{164}\text{Hf}$  și  $^{160}\text{Yb}$  la  $J = 10$ , iar la  $^{156}\text{Dy}$  are loc la  $J = 14$ . Aceste constatări sunt de fapt confirmarea rezultatelor din Fig.1. Cantitatea de moment cinetic purtat de perechea ruptă variază de la  $10\hbar$  la  $14\hbar$ . Este de notat faptul că în punctul de intersecție a benzilor, deficitul de moment cinetic are un maxim după care descrește cu  $J$ . Din moment ce neutronii desperecheați posedă o proiecție  $K = 1$ , nu este posibilă o aliniere completă ( $\Delta J = 0$ ), însă  $\Delta J$  prezintă un platou cu valoarea constantă  $2-3\hbar$  după  $J = 20$ . Acesta este un aspect specific pentru formalismul prezent care nu este întâlnit la alte abordări unde  $\Delta J_c = \Delta J_f = 10, 12$ . Într-adevăr pentru  $^{160}\text{Yb}$  variația lui  $J_c$  în jurul punctului de intersecție a benzilor este de numai  $2\hbar$ , mai mult de atât, după intersecție, momentele cinetice ale miezului și cel fermionic sunt aproape egale. Pentru toate celelalte nuclee, variația momentului cinetic al miezului în punctul de intersecție este de aproximativ  $4\hbar$ . Noi nu avem nici o situație în care  $J_c = 0$ . Astfel, pentru o valoare

critică a momentului cinetic al miezului interacția spin-spin cauzează desperecherea a doi neutroni, care aproape își aliniază mometele cinetice individuale și începând de la un spin total mai mare ( $\approx 20$ ) momentul cinetic fermionic total este aproape aliniat la momentul cinetic al miezului,  $\Delta J = 2 - 3\hbar$ . În general cea de a doua aliniere este produsă pentru  $J_c > J_f$ .

În cele ce urmează vom prezenta pe scurt concluziile acestui studiu. În această lucrare a fost propus un formalism semimicroscopic pentru descrierea mecanismului de backbending. Acest lucru este realizat prin tratarea unui Hamiltonian asociat unui set de particule ce se mișcă într-un câmp mediu deformat cuplat la un miez fenomenologic descris de operatori bosonici cvadrupolari, într-un spațiu produs de stări proiectate după momentul cinetic. Interacția de împerechere a neutronilor este tratată cu ajutorul formalismului BCS. Stările pentru banda fundamentală și banda  $S$  sunt obținute din proiectarea după moment cinetic a unei stării produs deformate asociate situației când toți neutronii sunt împerecheați și respectiv când o pereche intruder este ruptă. Aceste stări nu sunt reciproc ortogonale, dar cu ajutorul cărora este construită o bază ortogonală. Energiile yrast sunt astfel identificate cu cele mai mici valori proprii ale Hamiltonianului model în baza ortogonală. Spectrul yrast este folosit mai apoi pentru calculul momentelor de inerție ca funcție de momentul cinetic, care a fost scopul principal al formalismului propus în această lucrare. Curba experimentală a backbending-ului în funcție de pătratul frecvenței este reprodusă destul de bine de calculele numerice.

Modelul propus oferă de asemenea și o analiză detaliată a efectului provenit de la interacția spin-spin în ceea ce privește ruperea de perechi precum și alinierea momentelor cinetice individuale la spinul miezului. Ruperea de perechi are loc pe la  $J = 10 - 14$ , iar alinierea maximă este realizată pentru  $J > 20$ . Din moment ce neutronii desperecheați posedă o proiecție  $K = 1$ , nu este posibilă o aliniere completă. După cum este arătat și în Fig.2 defectul  $\Delta J$  atinge un platou cu valoarea  $2 - 3\hbar$  pentru  $J \geq 20$ .

Rezultatele obținute ne încurajează să extindem spațiul model restrâns prin introducerea în factorul fermionic a stării protonice  $h_{11/2}$  care este suspectat ca fiind responsabilă pentru apariția celui de al doilea backbending. O altă posibilă extensie se referă la factorul colectiv, unde am putea adăuga la starea coerentă deja considerată, stările model pentru benzile  $\beta$  și  $\gamma$  folosite de modelul CSM. Este bine cunoscut faptul că aceste benzi prezintă mai multe iregularități spectroscopice decât banda fundamentală. Multe anomalii observate în aceste

benzi pot fi interpretate ca rezultate ale interacției cu alte benzi de natură diferită. În acest fel ar putea fi descris așa numitul fenomen de multi-backbending ce apare nu doar în benzile yrast.

Putem concluziona prin aceea că formalismul introdus pentru explicarea fenomenului de backbending reușește să descrie aspectele esențiale ale acestuia, oferind chiar și un nou punct de vedere asupra alinierii rotaționale a momentelor cinetice implicate.

Rezultatele descrise succint mai sus au fost incluse în lucrarea **Semimicroscopic description of the backbending phenomena in some deformed even-even nuclei**, A. A. Raduta and R. Budaca, Phys. Rev. C 84, 044323 (2011).

- 
- [1] A. Molinari and T. Regge, Phys. Lett. B **41**, 93 (1972).
  - [2] R. A. Broglia, A. Molinari, G. Pollarolo and T. Regge, Phys. Lett. B **50**, 295 (1974).
  - [3] R. A. Broglia, A. Molinari, G. Pollarolo and T. Regge, Phys. Lett. B **57**, 113 (1975).
  - [4] P. Ring and P. Shuck, *The nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York (1980).
  - [5] F. S. Stephens and R. S. Simon, Nucl. Phys. A **183**, 257 (1972).
  - [6] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, Phys. Rev. Lett. **5**, 511 (1960).
  - [7] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, Reading, Mass., 1975), Vol. II, Chap. 4.
  - [8] A. Johnson, H. Reyde and J. Sztarkier, Phys. Lett **B 34**, 605 (1971).
  - [9] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. A **381**, 253 (1982).
  - [10] D. Bes, R. A. Broglia, E. Maglione and Vitturi, Physica Scripta **28**, 627 (1983).
  - [11] A. A. Raduta and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. A **258**, 109 (1976).
  - [12] A. Kelemen and R. M. Dreizler, Z. Physik A **278**, 269 (1976).
  - [13] C. W. Reich, Nucl. Data Sheets **99**, 753 (2003).
  - [14] C. W. Reich, Nucl. Data Sheets **78**, 547 (1996).
  - [15] R. G. Helmer, Nucl. Data Sheets **101**, 325 (2004).
  - [16] Balraj Singh, Nucl. Data Sheets **93**, 243 (2001).
  - [17] E. N. Shurshikov and N. V. Timofeeva, Nucl. Data Sheets **67**, 45 (1992).