

Własności ciężkich i superciężkich jąder atomowych w ramach
wielowymiarowych obliczeń opartych na modelu
makroskopowo-mikroskopowym z potencjałem Woodsa-Saxona

(Autoreferat)

Piotr Jachimowicz

Spis treści

1. Dane personalne.....	3
2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe.....	3
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu.....	3
4. Wskazanie osiągnięcia naukowego.....	3
4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego.....	4
4.2. Publikacje naukowe wchodzące w skład osiągnięcia naukowego.....	4
4.3. Omówienie celu naukowego i osiągniętych wyników.....	4
4.3.1 Wprowadzenie.....	4
4.3.2 Cel i motywacje naukowe.....	5
4.3.3 Metodologia badań.....	7
4.3.4 Omówienie poszczególnych prac.....	9
4.3.5 Podsumowanie.....	25
5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych.....	27
5.1 Osiągnięcia w pracy naukowej przed uzyskaniem stopnia doktora.....	27
5.2 Osiągnięcia w pracy naukowej po uzyskaniu stopnia doktora.....	28
5.3 Plany na przyszłość.....	30
6. Wskaźniki bibliometryczne.....	31
6.1 Sumaryczny impact factor.....	31
6.2 Liczba publikacji i cytowań.....	31
6.3 Indeks Hirscha.....	31
7. Bibliografia.....	31

1. Dane personalne

Imię i nazwisko: Piotr Jachimowicz

2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

- wrzesień 2011 r. **Doktor nauk fizycznych**
Wydział Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Zielonogórskiego;
(kierunek: fizyka), Zielona Góra;
Tytuł rozprawy: „*Własności najcięższych jąder atomowych*”;
Promotor: prof. dr hab. Piotr Rozmej;
Recenzenci: prof. dr hab. Andrzej Baran i dr hab. Krzysztof Urbanowski, prof. UZ.
- lipiec 2007 r. **Magister fizyki** (specjalność: fizyka komputerowa) ;
Wydział Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Zielonogórskiego;
(kierunek: fizyka), Zielona Góra;
Tytuł pracy magisterskiej: „*Oddziaływanie pairing w teorii jądra, teorie kwazispinu i BCS*”;
Promotor: prof. dr hab. Piotr Rozmej.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu

- Od października 2011 r. **Adiunkt**
Wydział Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Zielonogórskiego,
ul. Prof. Z. Szafrana 4a, 65-516 Zielona Góra.
- Styczeń-grudzień 2009 r. **Staż naukowy**
Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana,
ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa.

4. Wskazanie osiągnięcia naukowego

Osiągnięciem naukowym, o którym mowa w art. 219 ust 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz.U.2021.478 t.j.) jest cykl 7 publikacji [H1-H7], powiązanych tematycznie i wskazanych jako podstawę do ubiegania się o stopień doktora habilitowanego.

4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego

„Własności ciężkich i superciężkich jąder atomowych w ramach wielowymiarowych obliczeń opartych na modelu makroskopowo-mikroskopowym z potencjałem Woodsa-Saxona”

4.2. Publikacje naukowe wchodzące w skład osiągnięcia naukowego

- H1.** P. Jachimowicz, M. Kowal, J. Skalski,
 Q_α values in superheavy nuclei from the deformed Woods-Saxon model,
Physical Review C **89**, 024304 (2014).
- H2.** P. Jachimowicz, M. Kowal, J. Skalski,
Candidates for long-lived high- K ground states in superheavy nuclei,
Physical Review C **92**, 044306 (2015).
- H3.** P. Jachimowicz, M. Kowal, J. Skalski,
Adiabatic fission barriers in superheavy nuclei,
Physical Review C **95**, 014303 (2017).
- H4.** P. Jachimowicz, M. Kowal, J. Skalski,
Effect of non-axial octupole shapes in heavy and superheavy nuclei,
Physical Review C **95**, 034329 (2017).
- H5.** P. Jachimowicz, M. Kowal, J. Skalski,
Hindered α decays of heaviest high- K isomers,
Physical Review C **98**, 014320 (2018).
- H6.** P. Jachimowicz, M. Kowal, J. Skalski,
Static fission properties of actinide nuclei,
Physical Review C **101**, 014311 (2020).
- H7.** P. Jachimowicz, M. Kowal, J. Skalski,
Properties of heaviest nuclei with $98 \leq Z \leq 126$ and $134 \leq N \leq 192$,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **138**, 101393 (2021).

4.3. Omówienie celu naukowego i osiągniętych wyników

4.3.1 Wprowadzenie

Jądra atomowe, szczególnie te najcięższe, to układy wielu nukleonów oddziałujących ze sobą złożonymi i wciąż nie w pełni poznanymi siłami jądrowymi. Opis takich obiektów wymaga więc konieczności uciekania się do pewnych przybliżeń i uproszczeń, realizowanych w ramach przyjętych modeli. Wraz z rozwojem fizyki jądrowej takich modeli powstało wiele, przy czym w przypadku jąder najcięższych dominująca część rozważań teoretycznych oparta jest na wykorzystaniu modeli samozgodnych lub metody makroskopowo-mikroskopowej. Te dwie zupełnie odmienne klasy podejść, różniące się istotnie nawet w obrębie swoich poszczególnych

wariantów, np.: ilością i sposobem doboru wykorzystywanych parametrów, rodzajem przyjętych oddziaływań (w modelach samozgodnych), czy typem potencjału jednocząstkowego (w metodzie makroskopowo-mikroskopowej), mają istotną cechę wspólną. Ich działanie oparte jest na dopasowaniu do wybranych własności jądrowych, które znane są eksperymentalnie. Największe różnice w rezultatach uzyskiwanych z takich modeli ujawniać się zatem będą w miejscach niedostatku danych empirycznych, szczególnie wraz z większym oddaleniem od przyjętego obszaru dopasowania. Potwierdzać to mogą choćby wyniki przewidywań kolejnej po $Z=82$ tzw. liczby magicznej dla protonów. Wskazywaną wartością jest tu najczęściej: $Z=114, 120, 122, 124$, lub 126 - w zależności od typu/wersji użytego modelu. Widoczna rozbieżność pokazuje, że rozpoczęta wiele lat temu teoretyczna, jak i eksperymentalna eksploracja obszaru jąder superciężkich nie zostały jeszcze zakończone, a więc i pytania o granice układu okresowego, czy maksymalną liczbę neutronów mogących tworzyć jądro atomowe, pozostają nadal otwarte. Z drugiej jednak strony stale rosnąca tu liczba danych eksperymentalnych, obejmująca nawet próby badań spektroskopowych, pozwala na stopniową weryfikację przewidywań teoretycznych. Konfrontacja ta jest niezwykle istotna, gdyż stanowi jedyny wiarygodny test jakości doboru parametrów poszczególnych modeli, a nawet samych modeli, umożliwiając poprawę ich mocy prognostycznych i dający nadzieję na lepsze zrozumienie praw rządzących materią jądrową.

Wykorzystywany w ramach cyklu prac [H1-H7] model należy do klasy podejścia makroskopowo-mikroskopowego, którego pierwsze warianty stosowane były już ponad pół wieku temu. Mimo upływu czasu wydaje się, że dzięki swojej prostej, hybrydowej konstrukcji może być on nadal skutecznym narzędziem do opisu niskoenergetycznej struktury jądrowej i uzyskiwania realistycznych przewidywań w obszarze jąder najcięższych. Tak jak i w przypadku innych modeli jego istotnym elementem jest deformacja jądrowa, odgrywająca kluczową rolę przy wszelkich oszacowaniach dotyczących stabilności - szczególnie względem rozszczepienia. Możliwie realistyczny opis takich odkształceń w obliczeniach wymaga najczęściej konieczności rozpatrywania tam wielu nakładających się na siebie klas kształtów jądrowych, rozpinających wielowymiarową przestrzeń jądrowych deformacji. W przeszłości ograniczona moc obliczeniowa komputerów pozwalała na rozpatrywanie stosunkowo niewielkiej liczby takich wymiarów (tj. klas kształtów). Dodatkowo wymiary te musiały mieć najczęściej stosunkowo wąskie zakresy. W konsekwencji skutkowało to ograniczeniem nałożonym na model, mogącym w niektórych przypadkach mieć istotny wpływ na jakość uzyskiwanych rezultatów. Rozwój komputeryzacji umożliwił w chwili obecnej wykonywanie tu o wiele bardziej rozległych, wielowymiarowych analiz, uwzględniających różne klasy kształtów (w tym także trójosiowych), i duże zakresy odpowiadających im zmian. Możliwe stało się także przeprowadzanie takich obliczeń w sposób systematyczny, tj. dla kolejnych jąder, łącznie z uwzględnieniem bardziej problematycznych w opisie układów nieparzystych. Wszystko to stanowi uzasadnienie dla dalszych prób eksploatacji podejścia makroskopowo-mikroskopowego, do których zalicza się także niniejszy cykl prac.

4.3.2 Cel i motywacje naukowe

Wszystkie jak dotąd znane pierwiastki superciężkie i ich izotopy wytworzono w ramach dwóch głównych typów reakcji, różniących się m.in. energią wzbudzenia jądra złożonego. Określa

się je mianem tzw. zimnej, bądź gorącej syntezy. Dotychczasowe reakcje zimnej syntezy polegały na bombardowaniu silnie związanego jądra tarczy: ^{208}Pb lub ^{209}Bi , pociskami z zakresu od Ti do Zn [1,2]. Powstałe w ten sposób jądro złożone (które nie uległo rozszczepieniu), pozbywało się nadmiaru energii emitując jeden lub dwa neutrony oraz promieniowanie gamma. Niestety, ze względu na obserwowany gwałtowny spadek przekroju czynnego na taką reakcję wraz ze wzrostem masy jądra pocisku, np. [3], obecnie najcięższy pierwiastek jaki udało się w ten sposób wytworzyć to nihon – tj. izotop ^{278}Nh [4]. Natomiast w ramach gorącej syntezy, tj. bombardowania jonami wapnia ^{48}Ca tarcz zawierających wybrane izotopy jąder z grupy aktynowców, udało się jak dotąd dodatkowo wytworzyć jeszcze 5 cięższych pierwiastków, tj.: Fl, Mc, Lv, Ts i Og. Proces chłodzenia jądra złożonego odbywał się tu najczęściej w ramach emisji trzech lub czterech neutronów oraz promieniowania gamma. Niestety, po udanej syntezie oganessonu [5] także i ta metoda natrafiła na dość poważne trudności. Aby wytwarzać układy charakteryzujące się liczbami protonów powyżej $Z=118$ należy dysponować tarczami wykonanymi z Es lub z pierwiastków o jeszcze większych liczbach Z . Stosunkowo krótkie czasy połowicznego zaniku takich materiałów powodują jednak, że eksperyment polegający na ich długotrwałym naświetlaniu wiązką jonów wapnia nie ma zbyt dużych szans powodzenia. Dodatkowo, przeprowadzone próby z wykorzystaniem innych cięższych pocisków, takich jak: ^{50}Ti , ^{54}Cr , ^{58}Fe lub ^{64}Ni [6-8] pokazały, że nawet niewielkie zmniejszenie asymetrii masowej w kanale wejściowym drastycznie zmniejsza prawdopodobieństwo udanej syntezy. Wszystko wskazuje więc na to, że dotychczasowe metody wytwarzania jąder superciężkich osiągnęły granice swoich możliwości.

Dalszy postęp uwarunkowany więc będzie ścisłą współpracą między fizyką doświadczalną i teoretyczną. To właśnie taka współpraca była podstawą dotychczasowych sukcesów w dziedzinie produkcji jąder najcięższych. Istotny więc będzie tu wzrost intensywności wiązek, poprawa efektywności metod separacji, zwiększenie czułości detektorów, czy umiejętność tworzenia odpowiednio wytrzymałych tarcz. Nie mniej ważne będą także przewidywania teoretyczne, określające prawdopodobieństwo wytworzenia danego izotopu w ramach ustalonej konfiguracji pocisk-tarcza, energię bombardowania, dla której prawdopodobieństwo to będzie największe, czy kanał emisji prowadzący do deekscytacji jądra złożonego. Przewidywania te wymagają znajomości pewnych danych wejściowych, tj. energii wiązań, energii separacji dla odparowanych cząstek, wysokości barier rozszczepieniowych, energii poprawek powłokowych, itp. Znaczenie takich danych nie ogranicza się wyłącznie do procesu tworzenia/detekcji nowych nieznanych pierwiastków, lecz także kolejnych izotopów tych pierwiastków, które już zaobserwowano. Badania jąder najcięższych w kierunku rosnących liczby neutronów mogą być nie mniej ciekawe, chociażby w kontekście obserwowanego wzrostu stabilności w miarę zbliżania się do hipotetycznej liczby magicznej $N=184$.

Jednym z celów cyklu prac [H1-H7] było więc dostarczenie możliwie realistycznych przewidywań teoretycznych dotyczących ww. własności najcięższych jąder atomowych. Wykonane obliczenia miały obejmować nuklidy znane eksperymentalnie oraz przede wszystkim układy niezaobserwowane do tej pory. Uzyskane dla nich dane miały obejmować zarówno wielkości mierzalne, jak i bardziej teoretyczne, np. mogące stanowić parametry wejściowe dla innych modeli. Wszystkie obliczenia miały być wykonane w ramach podejścia makroskopowo-mikroskopowego

z potencjałem Woodsa-Saxona i wykorzystaniem możliwie bogatych, wielowymiarowych przestrzeni jądrowych deformacji. Rezultaty te miały cechować się spójnością, wynikającą z wykorzystania dokładnie tej samej metodyki obliczeń i parametrów modelu w całym obszarze rozpatrywanych nuklidów. Dodatkowo, dane te miały być szczegółowo konfrontowane z dostępnymi wartościami empirycznymi oraz wynikami innych modeli. Finalnie, uzyskane wyniki miały utworzyć rozległą bazę parametrów, obejmującą jądra aktynowców i transaktynowców, wraz z uwzględnieniem często pomijanych w literaturze układów nieparzystych.

Drugim, równie ważnym celem prezentowanego cyklu było poszukiwanie jąder superciężkich mogących charakteryzować się znacznie podwyższoną stabilnością. Ma to szczególne znaczenie w kontekście obserwowanych, niezwykle krótkich czasów życia najcięższych pierwiastków i związanej z tym konieczności stosowania wyrafinowanych technik ich syntezy oraz detekcji. Wydaje się, że pożądanego tu wzrostu stabilności mógłby wynikać np. ze zjawiska *K*-izomeryzmu - znanego i stosunkowo dobrze zbadanego w przypadku jąder lżejszych. Występowanie stanów izomerycznych obserwowane jest także w przypadku cięższych nuklidów - np. w okolicach $\sim^{254}\text{No}$.

W chwili obecnej najcięższym pierwiastkiem w przypadku którego zaobserwowano istnienie stanów metastabilnych jest darmstadt, a np. jego parzysto-parzysty izotop ^{270}Ds w stanie, któremu najczęściej przypisywana jest wartość $K^\pi=9^-$ lub $K^\pi=10^-$ [9], charakteryzuje się ok. 60 razy dłuższym czasem półrozpadu niż stan podstawowy [10]. Sensowne wydaje się zatem poszukiwanie podobnych, możliwie długożyciowych konfiguracji. Odpowiednio długie czasy ich życia umożliwiłyby (lub znacząco ułatwiły) badania własności chemicznych najcięższych pierwiastków, np. [11]. Dodatkowo, eksperymentalne potwierdzenie istnienia przewidywanych długożyciowych konfiguracji izomerycznych byłoby znakomitą próbą jakości używanego modelu.

Celem niniejszego cyklu prac było więc także wskazanie kandydatów na możliwe długożyciowe *K*-izomery w obszarze jąder najcięższych. Przeprowadzone tu systematyczne poszukiwania obejmowały dodatkowo analizę oczekiwanych mechanizmów wzbronień w rozpadach takich konfiguracji. Tematyka ta jest więc ściśle związana z kierunkiem aktualnie prowadzonych badań w ośrodkach takich jak: „Ganil” we Francji, „Argon” w USA, Uniwersytet w Jyväskylä w Finlandii, jak również JINR w Rosji.

4.3.3 Metodologia badań

We wszystkich rachunkach zrealizowanych w ramach cyklu prac [H1-H7] wykorzystane zostało podejście makroskopowo-mikroskopowe, oparte na zdeformowanym potencjale Woodsa-Saxona [12] i energii makroskopowej wyznaczonej w modelu Yukawa-plus-exponential [13]. Podejście to zostało odpowiednio dostosowane do opisu najcięższych nuklidów poprzez ustalenie wartości wybranych parametrów jego części mikroskopowej i makroskopowej zgodnie z [14]. Korelacje parowania uwzględniono natomiast w ramach standardowej metody BCS, np. [15]. Model ten w swojej pierwotnej postaci, np. [14], dostosowany był do opisu najcięższych jąder parzysto-parzystych. W celu rozszerzenia go o możliwość opisu także układów nieparzystych zastosowano tu blokowanie, np. [15]. Energie jąder charakteryzujących się nieparzystą liczbą protonów i/lub neutronów wyznaczano na drodze przeszukiwania okna 20 stanów jednocząstkowych, leżących wokół poziomu Fermiego. Z uwagi na prawdopodobieństwo

wystąpienia w pewnych sytuacjach zaniku oddziaływań pairing, będącego następstwem użycia procedury blokowania, efekt ten został dokładnie przebadany w wybranych pracach cyklu. Ponadto, w ramach dodatkowych testów w pracy [H1] równolegle użyta została prostsza metoda tzw. kwazicząstki [16]. Energie poszczególnych kwazicząstek wyznaczano tam w oparciu o wzór $E_v = \sqrt{(e_v - \lambda)^2 - \Delta^2}$, gdzie e_v to energia nieparzystego nukleonu w stanie $|v\rangle$, a λ i Δ , to odpowiednio: energia poziomu Fermiego oraz przerwa energetyczna, otrzymane w ramach rozwiązania równań BCS.

Rozszerzenie modelu o możliwość opisu jąder nieparzystych wiązało się potrzebą odpowiedniego dostosowania parametrów ustalonych w [14]. W celu uniknięcia takich zmian ostatecznie wprowadzone zostały tu trzy nowe stałe: h_{eo}, h_{oe}, h_{oo} , tj. osobne dla jąder charakteryzujących się liczbami protonów i neutronów: (Z-parzystymi i N-nieparzystymi), (Z-nieparzystymi i N-parzystymi) i (Z i N nieparzystymi). Parametry te miały znaczenie średnich wartości energii pairing dla poszczególnych, ww. grup nuklidów. Wyznaczono je zarówno dla metody blokowania, jak i metody kwazicząstki, w ramach dopasowania rezultatów modelu do mas empirycznych jąder z obszaru: $Z \geq 82$, $N > 126$. Dopasowania te przeprowadzono niezależnie w każdej grupie nuklidów, poszukując minimalnych wartości δ_{rms} [H1]. Dodatkowe informacje na temat wykorzystywanego tu podejścia makroskopowo-mikroskopowego, wraz omówieniem jego poszczególnych parametrów, zawarte są w pracy [H7]. Stanowi ona częściowe podsumowanie omawianego cyklu.

Wszystkie obliczenia i analizy wykonane w ramach prac [H1-H7] przeprowadzone zostały z wykorzystaniem możliwie bogatych, wielowymiarowych przestrzeni deformacji, opisujących szerokie zakresy kształtów jądrowych, w tym także tych łamiących symetrię odbiciową i osiową. Z uwagi na to, że w przypadku najcięższych nuklidów znaczne oddziaływania kulombowskie zasadniczo uniemożliwiają zbytnie odejście od kształtów sferycznych, posługiwano się tu tzw. „parametryzacją β ”, np. [17], polegającą na rozwinięciu powierzchni jądra (tj. jego powierzchni ekwipotencjalnych) w szereg funkcji kulistych $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$. Promień nuklidu R (w jego wewnętrznym układzie odniesienia) opisywany był w ogólności równaniem:

$$R(\theta, \phi) = cR_0 \left[1 + \sum_{\lambda=1}^{\lambda_{\max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right], \quad (1)$$

przy współczynniku c , wyznaczanym z warunku zachowania objętości, $R_0 = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$ i parametrach $\beta_{\lambda\mu}$ opisujących różne klasy możliwych kształtów. Minima energii wyznaczane były względem parametrów $\beta_{\lambda\mu}$ za pomocą procedury minimalizacyjnej opartej na metodzie gradientu sprzężonego. Dodatkowo, w celu eliminacji możliwości znajdowania niepożądanych minimów lokalnych, obliczenia te powtarzano wielokrotnie, przy ustalanych losowo, zawsze niezerowych wartościach $\beta_{\lambda\mu}$.

W przypadku punktów siodłowych procedura ich lokalizacji opierała się na wykorzystaniu tzw. metody zatapiania, zaimplementowanej zgodnie z [18]. Metoda ta w ogólności polegała na podwyższaniu poziomu wyimaginowanej „wody” w przestrzeni przyjętych parametrów deformacji, w celu odczytania momentu jej „przelania się” przez punkt siodłowy. Wykorzystanie tej metody

w obliczeniach pozwoliło na posługiwanie się tam rozległymi, wielowymiarowymi sieciami parametrów $\beta_{\lambda,\mu}$. Miało to więc bardzo istotny wpływ na jakość uzyskiwanych rezultatów.

Z uwagi na chęć zachowania spójności obliczeń, wszystkie rachunki przeprowadzone w obszarze aktywności wykonane zostały także przy użyciu parametryzacji β . Opierało się to na przeprowadzonych testach porównawczych z wykorzystaniem innych parametryzacji, dobrze sprawdzających się w obszarach odpowiadających znacznym wydłużeniom. W szczególności wzięto tu pod uwagę parametryzację „modified funny hills”, np. [19], i „three quadratic surfaces”, np. [20]. Wykonane testy porównawcze polegały m.in. na przeliczaniu kształtów generowanych przez ww. parametryzacje (opisywanych promieniem $R(\theta,\phi)$), na kształty zdefiniowane szeregiem prawie trzydziestu różnorodnych parametrów $\beta_{\lambda,\mu}$. Odbywało się to w oparciu o wzór:

$$\beta_{\lambda,\mu} = \sqrt{4\pi} \frac{\int R(\theta,\phi) Y_{\lambda,\mu}(\theta,\phi) d\Omega}{\int R(\theta,\phi) Y_{00}(\theta,\phi) d\Omega}, \quad (2)$$

wykorzystując ortogonalność harmonik sferycznych $Y_{\lambda,\mu}$ [20]. Szczegółowo analizowane były także mapy energii potencjalnych, uzyskane w ramach ww. parametryzacji. Ponadto w przypadku obszarów położonych za drugimi minimami w kierunku rozszczepienia, w obliczeniach uwzględniona została także deformacja dipolowa β_{10} . Parametr ten odpowiadał tam za przesunięcie środka masy jądra. Potrzeba jego wprowadzenia opierała się natomiast na wynikach uzyskanych w [21,22], pokazujących, że w przypadku znacznych wydłużeń i wyraźnej asymetrii masowej deformacja dipolowa nabiera znaczenia realnej zmiennej kształtu. Wartości β_{10} wyznaczone tu były w sposób przybliżony, tj. z przesunięcia środka masy układu powstałego na skutek pojawienia się niezerowych wartości parametrów typu: $\beta_{30}, \beta_{50}, \beta_{70}$, tj. opisujących asymetrię masową [H6].

Rachunki wykonane dla K -izomerów opierały się natomiast na wykorzystaniu zasadniczo 4 parametrów deformacji, tj. $\beta_{20}, \beta_{40}, \beta_{60}, \beta_{80}$. Możliwość ograniczenia się tu do kształtów zachowujących jednocześnie symetrię masową i osiową była rezultatem wykonania bardzo szczegółowych testów w rozpatrywanych obszarach nuklidów. Testy te obejmowały zarówno stany podstawowe, jak i nisko leżące stany wzbudzone. Liczba K stanowiła więc tu „dobrą liczbę kwantową”, a wewnętrzna parzystość stanów była odpowiednio zdefiniowana. Przeprowadzone rachunki, mające na celu wskazanie kandydatów na długożyciowe K -izomery, oparto o kryterium poszukiwania konfiguracji charakteryzujących się możliwie dużą wartością rzutu całkowitego momentu pędu na oś symetrii jądra, przy jednocześnie możliwie małej energii odpowiadającego im wzbudzenia. Kryterium to dodatkowo rozszerzono o analizę prawdopodobnych mechanizmów wzbronień w poszczególnych kanałach rozpadu takich konfiguracji. Szczególną uwagę poświęcono w tym kontekście rozpadowi alfa ze względu na fakt, że analizowane jądra zlokalizowane były w obszarze zasadniczej dominacji rozpadu alfa nad rozszczepieniem oraz innymi typami rozpadów.

4.3.4 Omówienie poszczególnych prac

- [H1] W ramach pracy wyznaczono m.in. wybrane własności stanów podstawowych 1364 parzystych, jak i nieparzystych jąder atomowych z zakresu: $Z=98-128$. Wyznaczonymi

własnościami były: masy/energie, rzuty całkowitego momentu pędu na oś symetrii jądra, oraz oczekiwane wartości parzystości. Dane te wykorzystano następnie do obliczenia energii rozpadów alfa w ww. zakresie nuklidów. W przypadku układów charakteryzujących się nieparzystą liczbą protonów i/lub neutronów energię oddziaływań pairing wyznaczano zarówno z wykorzystaniem standardowej metody blokowania, jak i metody kwazicząstki. Analogiczne rachunki wykonane zostały także dla wybranych nuklidów z zakresu: $Z \geq 82$, $N > 126$. Celem takich obliczeń było ustalenie średnich wartości energii pairing w modelu, tj. h_{eo}, h_{oe}, h_{oo} (4.3.3) oraz weryfikacja jakości odtwarzania dostępnych danych empirycznych dotyczących mas i energii Q_α dla jąder $Z \geq 82$.

Obliczenia mas dla stanów podstawowych, oparte na metodzie blokowania, przeprowadzone zostały na czterowymiarowych sieciach energii potencjalnej:

$$\begin{aligned}\beta_{20} &= (-0,30; 0,32), \\ \beta_{40} &= (-0,08; 0,18), \\ \beta_{60} &= (-0,10; 0,12), \\ \beta_{80} &= (-0,10; 0,12),\end{aligned}\tag{3}$$

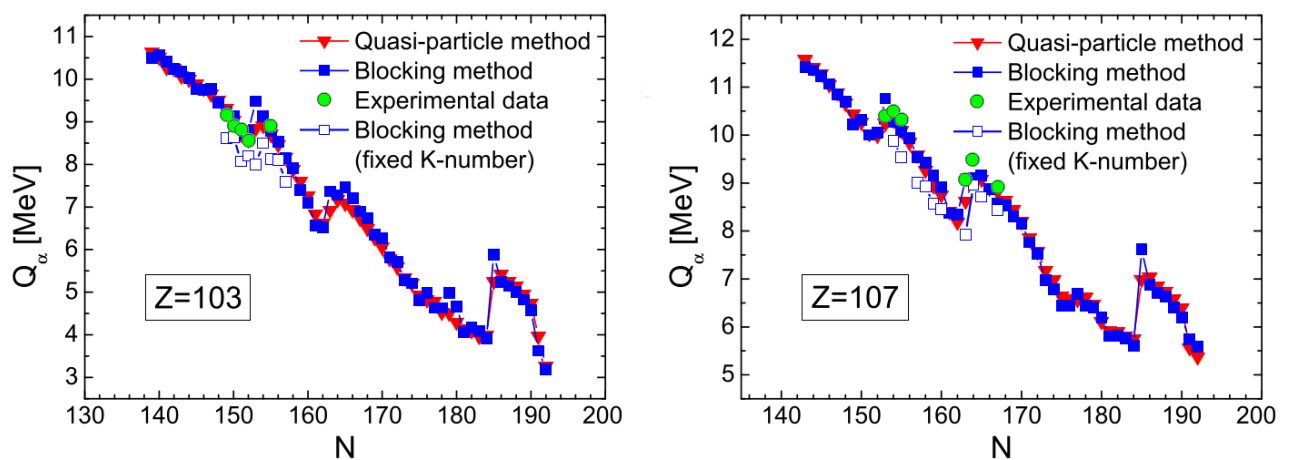
z krokiem równym 0,02 w każdym z wymiarów. Korzyścią wynikającą z użycia gęstych sieci w obliczeniach była eliminacja możliwości znajdowania niepożądanych minimów lokalnych. Wadą natomiast, konieczność wyznaczania energii dla każdego punktu sieci, a tym samym gwałtowny wzrost liczby takich punktów w przypadku uwzględnienia dodatkowych klas kształtów (wymiarów). W celu uproszczenia obliczeń pominięte zostały tu parametry $\beta_{\lambda,0}$ opisujące asymetrię masową, ważną m.in. w przypadku okolic lżejszych izotopów jąder z grupy aktynowców, np. [24-28]. Z tego też względu, jak również w ramach dodatkowych testów, wszystkie obliczenia powtórzono z wykorzystaniem prostszej w użyciu metody kwazicząstki, przy równoczesnej 7-wymiarowej minimalizacji energii jądra metodą gradientu sprzężonego. Minimalizacja ta obejmowała cztery parametry wyszczególnione w (3) oraz wprowadzone dodatkowo: $\beta_{30}, \beta_{50}, \beta_{70}$.

Rezultaty dotyczące mas jądrowych, otrzymane z obydwu metod, porównano następnie w sposób statystyczny z dostępnymi danymi empirycznymi dla 252 nuklidów $Z \geq 82$, $N > 126$. Największe rozbieżności w przypadku metody blokowania zaobserwowano w grupie jąder nieparzysto-nieparzystych. Uzyskana w tym przypadku wartość δ_{rms} była równa 0,67 MeV. Natomiast w przypadku metody kwazicząstki najgorzej odtwarzanymi były dane eksperymentalne dla grupy jąder charakteryzujących się nieparzystymi liczbami Z i parzystymi N . Wartość δ_{rms} była tu równa 0,55 MeV. Ostatecznie, uzyskana w tym obszarze dokładność odtwarzania mas empirycznych okazała się być na poziomie dokładności innych realistycznych modeli, bądź nawet odrobinę lepsza (szczegółowa analiza porównawcza zawarta jest w [H1]).

Wyznaczone w pracy masy jądrowe $M(Z, N)$, posłużyły następnie do obliczenia energii rozpadów alfa w przypadku przejść zachodzących między stanami podstawowymi jądra pierwotnego i potomnego, zgodnie ze wzorem:

$$Q_\alpha(Z, N) = M(Z, N) - M(Z-2, N-2) - M(2, 2).\tag{4}$$

Porównanie otrzymanych w ten sposób energii Q_α z danymi eksperymentalnymi w grupie 204 nuklidów, tj. leżących w obszarze dopasowania parametrów [14], wykazało bardzo dobrą zgodność. Uzyskano tu średnią różnicę: 326 keV oraz wartość δ_{rms} równą 426 keV dla metody blokowania. W przypadku metody kwazicząstki średnia różnica wyniosła 225 keV, natomiast $\delta_{rms}=305$ keV. Analogiczne porównanie, wykonane w grupie 88 najcięższych jąder leżących poza obszarem dopasowania parametrów modelu, pokazało, że wartości średniej różnicy oraz δ_{rms} są dla obydwu metod jeszcze mniejsze, tj. równe odpowiednio: 217 keV oraz 274 keV - dla metody blokowania, oraz: 196 keV i 260 keV - dla metody kwazicząstki. Wynik ten zatem potwierdził, że wykorzystywany tu model działa poprawnie i może dostarczać realistycznych przewidywań dotyczących wartości energii Q_α . Stanowiło to podstawę do wykonania dalszych, systematycznych obliczeń w szerokim zakresie izotopów $Z=98-128$.

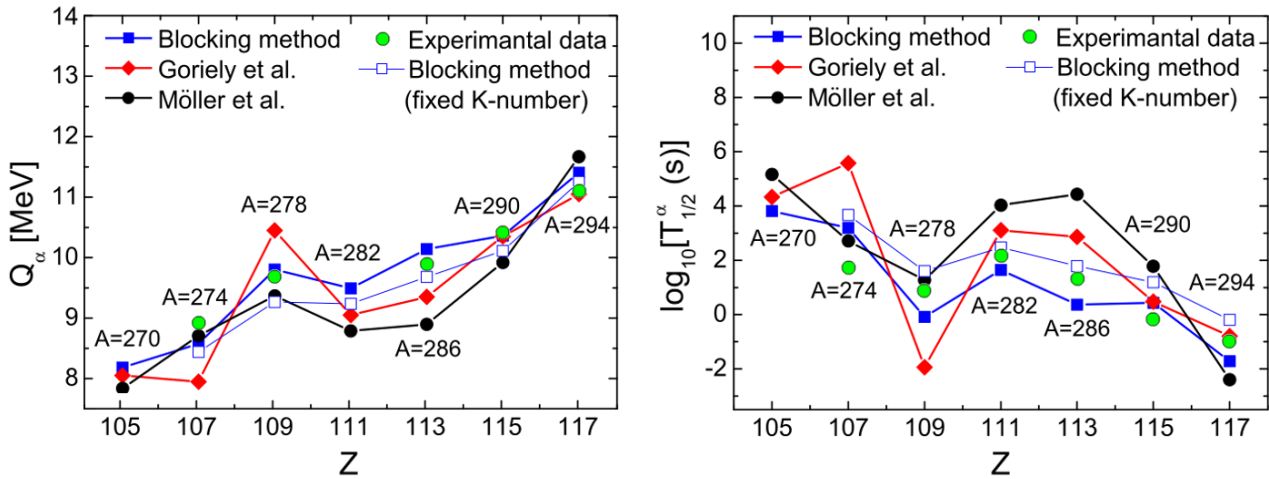


Rys. 1: Wartości Q_α dla izotopów $^{242-295}\text{Lr}$ i $^{250-299}\text{Bh}$. Zielone punkty oznaczają dane eksperymentalne. Czerwone trójkąty to wyniki obliczeń z wykorzystaniem metody kwazicząstki. Kolor niebieski to wyniki uzyskane z metody blokowania w dwóch wersjach, tj.: kwadraty pełne oznaczają przejścia zachodzące między stanami podstawowymi, kwadraty otwarte dotyczą natomiast rozpadów α z zachowaniem konfiguracji K^π stanu podstawowego jądra pierwotnego.

Uzyskane w pracy wartości energii Q_α w obszarze najcięższych nuklidów $Z=98-128$, charakteryzowały się widocznymi efektami strukturalnymi w przypadku liczb neutronów $N=152$, 162, oraz szczególnie wyraźnymi dla $N=184$. Miejsca te sygnalizowały podwyższoną stabilność takich układów. Przykład tego dla izotopów $^{242-295}\text{Lr}$ oraz $^{250-299}\text{Bh}$ pokazany jest na rys. 1. Dwie pierwsze z ww. liczb związane są ze szczególnie stabilnymi konfiguracjami typu prolate, ostatnia natomiast, tj. $N=184$, odpowiada „magicznej” sferycznej konfiguracji nie badanej jak dotąd w eksperymencie. Ze względu na fakt, że wyznaczone w pracy energie Q_α z reguły systematycznie przeszacowywały wartości eksperymentalne, wykonano tu także dodatkowe rachunki dla przejść alfa zachowujących konfigurację K^π jądra pierwotnego. Jednym z wyznaczonych obszarów, w którym wynikająca stąd możliwość redukcji wartości energii Q_α okazała się być szczególnie wyraźna, były okolice jądra ^{272}Mt . Dokładniejsza analiza tego ciekawego wyniku zawarta została w pracy [H2].

Na rys. 2 (po lewej) przedstawiony został przykładowy rezultat uzyskiwanej w ramach [H1] jakości odtwarzania znanych eksperymentalnie energii Q_α . Wyniki te dotyczą łańcucha rozpadów

nieparzysto-nieparzystego jądra ^{294}Ts . Wyznaczone w tym przypadku energie Q_α przeliczone zostały dodatkowo na wartości $\log_{10}(T_{1/2}^\alpha)$ (prawa strona), zgodnie z formułą [29]. Widoczna na rysunku dobra zgodność rezultatów uzyskanych w ramach metody blokowania (w jej dwóch wersjach) z dostępnymi danymi empirycznymi, potwierdza słuszność przyjętej tu metodologii oraz właściwy dobór parametrów modelu. Szczególnie zbliżone do danych eksperymentalnych były wartości Q_α uzyskane przy zachowaniu konfiguracji K^π jądra pierwotnego. Wynik ten może więc wskazywać, że obserwowane eksperymentalnie rozpady alfa zachodziły tu także do stanów wzbudzonych jąder potomnych. Wniosek ten wsparły dodatkowo podobne analizy wykonane dla innych znanych łańcuchów rozpadów alfa [H1].



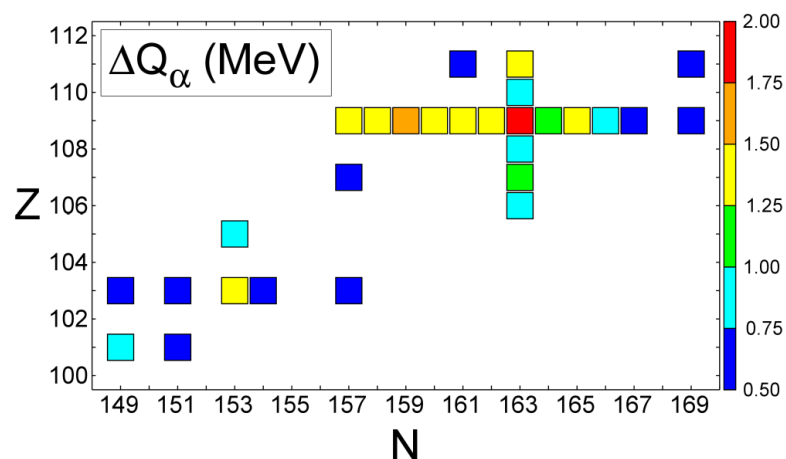
Rys. 2: Lewa strona: wartości Q_α dla łańcucha rozpadów ^{249}Ts . Prawa strona: wartości $\log[T_{1/2}^\alpha(\text{s})]$ uzyskane z przeliczenia energii Q_α zgodnie z formułą [29]. Zielone punkty to dane eksperymentalne. Kolor niebieski to wyniki obliczeń z wykorzystaniem metody blokowania w dwóch wersjach, tj.: kwadraty pełne oznaczają przejścia zachodzące między stanami podstawowymi, kwadraty otwarte dotyczą natomiast rozpadów z zachowaniem konfiguracji K^π stanu podstawowego jądra pierwotnego. Kolor czerwony i czarny to rezultaty innych modeli, tj. Möller et al. [30] i Goriely et al. [31].

Reasumując, porównanie wyznaczonych w pracy wartości energii Q_α z dostępnymi danymi empirycznymi oraz wynikami innych modeli, potwierdziło dużą wiarygodność uzyskanych tu rezultatów. Ma to szczególne znaczenie w kontekście możliwości wykorzystania takich danych do identyfikacji nieznanymi, lub znanych tylko częściowo, łańcuchów rozpadów alfa. Poszukiwanie charakterystycznych sekwencji takich rozpadów (tj. tzw. łańcuchów genetycznych) stanowi skuteczną metodą detekcji jąder najcięższych.

- **[H2]** Praca ta stanowi kontynuację rozważań rozpoczętych w [H1] i dotyczy poszukiwań możliwie długożyciowych konfiguracji o wysokim K (w stanie podstawowym, lub niskoleżącym stanie wzbudzonym) pośród jąder A -nieparzystych i nieparzysto-nieparzystych z obszaru $Z=98-128$. Wyznaczone w [H1] własności stanów podstawowych, pozwoliły na wskazanie nuklidów mogących cechować się znacznie podwyższoną stabilnością, zarówno względem rozpadu alfa, jak i spontanicznego rozszczepienia. Przewidywany mechanizm związanych z tym wzbronień został szczegółowo omówiony tu na przykładzie jądra ^{272}Mt , mogącego charakteryzować się w swym stanie podstawowym wartością $K^\pi=12^-$. Tak wysoka wartość rzutu całkowitego momentu pędu na

oś symetrii jądra to następstwo pojawienia się tuż przy powierzchni Fermiego orbital: $\Omega_p^\pi=11/2^+$ i $\Omega_n^\pi=13/2^-$, tj. odpowiednio dla protonów i neutronów. Warto dodać, że ich taka obecność dla okolic $Z=108$, $N=162$ nie jest wyłączną cechą używanego tu modelu, lecz także innych modeli, np. [30,32]. Bardzo podobna sytuacja (choć modelowo bardziej zależna), miała miejsce również w pobliżu liczb $Z=102$, $N=152$. Było to związane z występowaniem w tym rejonie niskoleżących orbitali: $\Omega_p^\pi=9/2^+$ (protony) i $\Omega_n^\pi=11/2^-$ (neutrony).

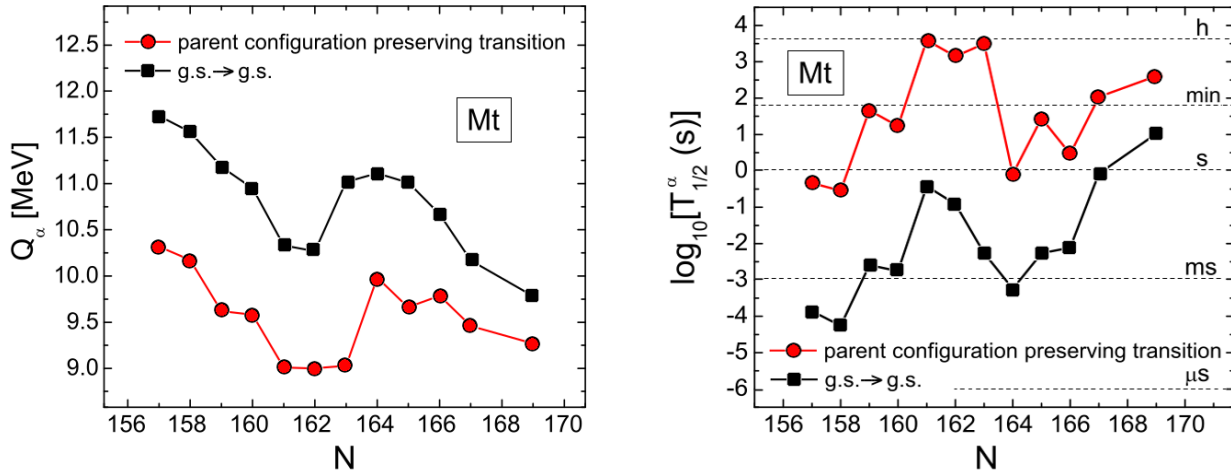
Analiza przejść alfa dla przypadku ścisłego zachowywania konfiguracji K^π ze stanu podstawowego jądra pierwotnego, pozwoliła na wskazanie w pracy łącznie 28 nuklidów charakteryzujących się wyraźnym, tj. wynoszącym co najmniej $0,5 \text{ MeV}$ zmniejszeniem wartości Q_α względem energii przejścia zachodzącego między stanami podstawowymi. Efekt ten, tj. ΔQ_α , wynikał bezpośrednio ze znacznego wzbudzenia ustalonej konfiguracji K^π w jądrze potomnym. Lokalizacja ww. 28 jąder, wraz z odpowiadającymi im wartościami ΔQ_α , przedstawiona została na rys. 3. Ze względów opisanych powyżej jądra te grupowały się wokół liczb protonów i neutronów



Rys. 3: Efekt $\Delta Q_\alpha \geq 0,5 \text{ MeV}$ dla 28 jąder, w funkcji liczb: Z i N . Wartość efektu odpowiada różnicy między energią Q_α wyznaczoną dla przejścia zachodzącego między stanami podstawowymi, a energią Q_α uzyskaną w przypadku ściśle zachowywanej konfiguracji K^π stanu podstawowego jądra pierwotnego.

równych odpowiednio: $Z=102$, 108 i $N=152$, 162 . Wszystkie ze wskazanych nuklidów powinny charakteryzować się wyraźnie wydłużonymi czasami $T_{1/2}^\alpha$ dla rozpadów alfa zachowujących konfigurację stanu podstawowego jądra pierwotnego. Dokładniejsza analiza tego efektu przedstawiona jest na rys. 4 z [H2], dla izotopów $^{266-278}\text{Mt}$. Wyznaczone wartości Q_α dla rozpadów zachodzących między stanami podstawowymi, oraz rozpadów zachowujących konfigurację (lewy panel rysunku), przeliczone zostały zgodnie z formułą [29] na wartości $\log_{10}(T_{1/2}^\alpha)$ (prawy panel rysunku). Największa różnica między wyznaczonymi w ten sposób czasami $T_{1/2}^\alpha$ występuje tam dla jądra ^{272}Mt i wynosi aż ok. 6 rzędów wielkości. Dodatkowe analizy wykonane w [H2] dla ^{272}Mt , dotyczące jego przewidywanej stabilności względem spontanicznego rozszczepienia (w ujęciu adiabatycznym i diabatycznym), oraz względem rozpadu beta - w oparciu o [30], wskazały, że emisja cząstki alfa powinna być w tym przypadku wyraźnie najszybszym kanałem rozpadu. Z tego też względu jakiegokolwiek wzbronienie w tym kanale, wynikające nawet tylko z częściowego zachowywania konfiguracji jądra pierwotnego (tabela 2 w [H2]), powinno skutkować wyraźnym wydłużeniem czasu połowicznego rozpadu tego izotopu. Wynik ten stanowi podstawę dla bardzo

ważnej tezy zawartej w pracy. Sugeruje ona możliwość występowania w przyrodzie długożyciowych jąder superciężkich niezaobserwowanych do tej pory. Zgodnie z takim scenariuszem, wszystkie jak dotąd zaobserwowane rozpady alfa izotopów Mt z rys. 4 odnosząby się do przejść z krzywej dolnej, podczas gdy krzywa górna pozostawałaby jak dotąd nieodkryta. Ewentualnym wyjątkiem mogłoby tu być jądro ^{274}Mt , charakteryzujące się czasem $T_{1/2}^{\alpha}=0,44\text{ s}$ [33], który jest bliski wartości z krzywej górnej.



Rys. 4: Lewa strona: Energie Q_{α} dla izotopów $^{266-278}\text{Mt}$. Prawa strona: wartości $\log[T_{1/2}^{\alpha}(\text{s})]$ uzyskane z przeliczenia energii Q_{α} zgodnie z formułą [29]. Czarne kwadraty oznaczają przejścia zachodzące między stanami podstawowymi, czerwone punkty dotyczą natomiast rozpadów z zachowaniem konfiguracji K^{π} stanu podstawowego jądra pierwotnego.

Praca [H2] sugeruje zatem m.in. możliwość pominięcia przez układy detekcyjne, celujące w obserwacje koincydencji rzędu ms , obiektów żyjących znacznie dłużej. Wskazuje dokładnych kandydatów na takie jądra i odpowiadające im konfiguracje (w stanach podstawowych lub niskoleżących stanach wzbudzonych). Przedstawia także mechanizmy mogące powodować ich wyraźnie podwyższoną stabilność. Szczególnie interesujące pod tym względem wydaje się być jądro ^{272}Mt i odpowiadająca mu konfiguracja stanu podstawowego $K^{\pi}=12^{-}$ (lub ew. niskoleżąca wzbudzona). Wyniki te aktualnie czekają na swoją weryfikację eksperymentalną, a ich potwierdzenie mogłoby otwierać nowe możliwości dla badań chemii pierwiastków superciężkich.

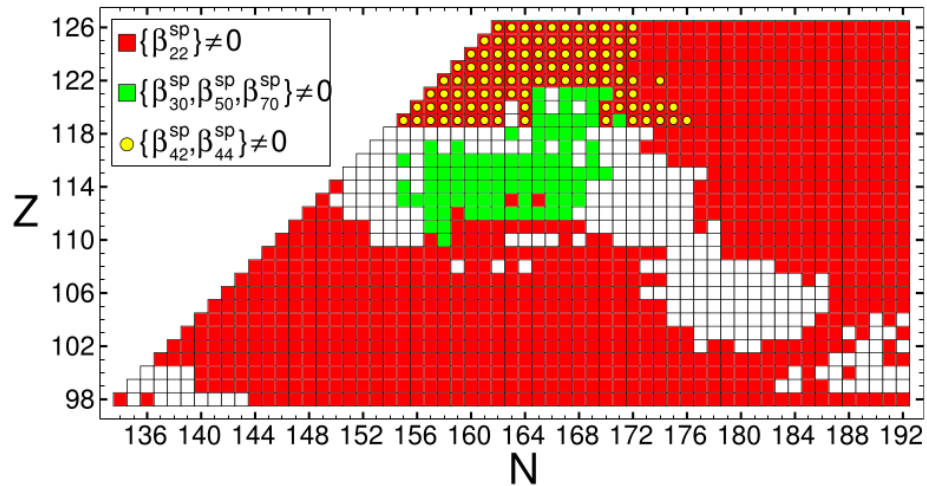
• **[H3]** W pracy wyznaczono tzw. „statyczne” bariery rozszczepieniowe B_f^{st} w ujęciu adiabatycznym dla łącznie 1305 najcięższych parzystych i nieparzystych jąder atomowych z obszaru $Z=98-126$. Poszczególne wartości B_f^{st} obliczane były zgodnie ze wzorem:

$$B_f^{\text{st}}(Z, N) = M^{\text{sp}}(Z, N) - M^{\text{gs}}(Z, N), \quad (5)$$

w którym masy (energie) dla stanów podstawowych M^{gs} pochodziły z pracy [H1], natomiast te odpowiadające punktom siodłowym M^{sp} wyznaczono przy użyciu metody zatapiania z wykorzystaniem możliwie wielowymiarowych przestrzeni deformacji jądrowych. Uwzględniono w tym przypadku zarówno możliwość łamania symetrii odbiciowej, jak i osiowej.

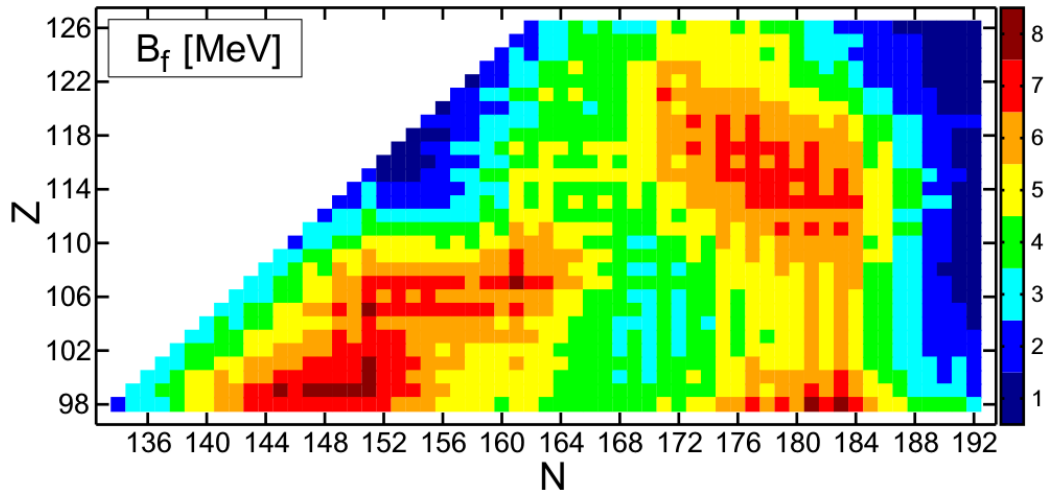
Zasadnicze obliczenia dotyczące lokalizacji punktów siodłowych przeprowadzono na 5-wymiarowych sieciach zależnych od parametrów deformacji: $\beta_{20}, \beta_{22}, \beta_{40}, \beta_{60}, \beta_{80}$. Następnie

w okolicach tak wyznaczonych punktów siodłowych przetestowano i uwzględniono wpływ asymetrii masowej oraz nieosiowej deformacji heksadekapolowej. Odbywało się to z wykorzystaniem metody zatapiania na lokalnych sieciach $\beta_{20}, \beta_{22}, \beta_{40}, \beta_{60}, \beta_{80}$, wzbogaconych dodatkowo w parametry: $\beta_{30}, \beta_{50}, \beta_{70}$ oraz β_{42}, β_{44} , i obejmowało również sytuacje występowania siodła współzawodniczących, w tym pierwszych i drugich w obszarze aktywności. Większość wyznaczonych w ten sposób punktów siodłowych (tj. dla około 70% przebadanych jąder), charakteryzowała się kształtami łamiącymi symetrię osiową. W skrajnych przypadkach wynikający stąd efekt redukcji wysokości bariery B_f^{st} osiągał wartość do 2,5 MeV. Wynik ten dobitnie potwierdził konieczność uwzględniania tej klasy kształtów w rachunkach punktów siodłowych. Wyraźnie mniejszy, ale wciąż istotny efekt, wynoszący do 0,8 MeV, wiązał się z uwzględnieniem asymetrii masowej i dotyczył praktycznie wyłącznie ograniczonego obszaru $Z \geq 109$, charakteryzującego się występowaniem siodła osiowo-symetrycznych. Nieosiowa deformacja hexadekapolowa obniżała natomiast energie wyznaczonych punktów siodłowych o maksymalnie 1,0 MeV w neutrono-niedomiarowym obszarze $Z \geq 119$, tj. obszarze tzw. jąder superzdeformowanych oblate [34]. Dokładne miejsca występowania poszczególnych typów deformacji dla wyznaczonych punktów siodłowych, w funkcji liczby protonów Z i neutronów N , przedstawione są na rys. 5 z [H7].



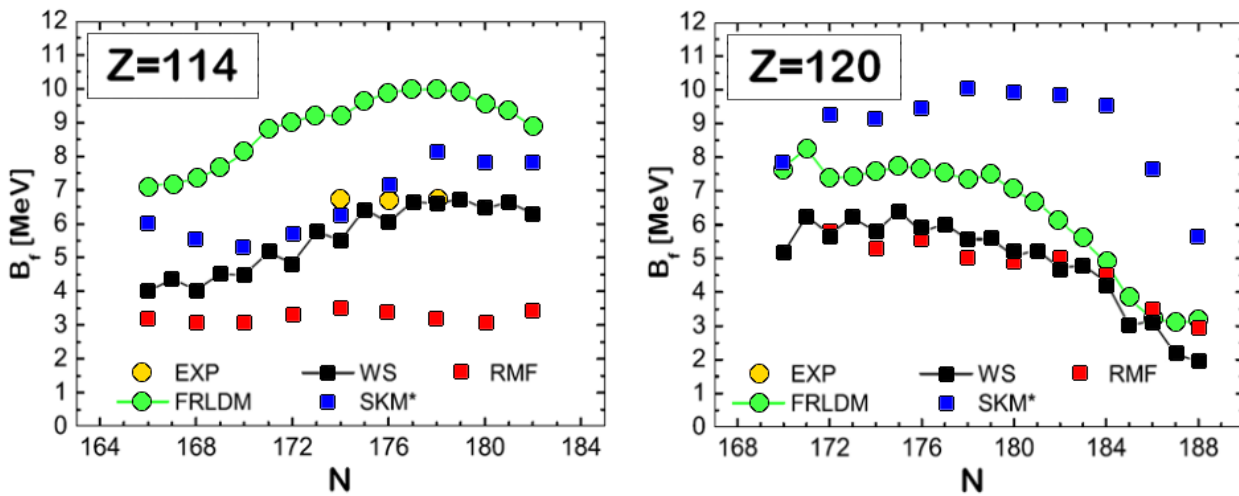
Rys. 5: Obszary występowania wybranych typów deformacji dla wyznaczonych punktów siodłowych, w funkcji liczby protonów Z i neutronów N . Kolor czerwony – nieosiowa deformacja kwadrupolowa. Kolor zielony – asymetria masowa. Kolor żółty – nieosiowa deformacja heksadekapolowa. Kolor biały – zachowywana symetria osiowa i odbiciowa w punkcie siodłowym.

Ostatecznie, przeprowadzone w pracy [H3] obliczenia pozwoliły na wskazanie dwóch ważnych z punktu widzenia fizyki obszarów, tj.: ($Z=100-108, N=150-162$) i ($Z=114, N=176-180$), charakteryzujących się stosunkowo wysokimi statycznymi barierami rozszczepieniowymi. Obszary te są wyraźnie widoczne na rys. 6 z [H3], przedstawiającym wyznaczone B_f^{st} w funkcji Z i N . Analizując rys. 6 można zauważyć, że uzyskane wartości B_f^{st} są zawsze niższe niż 8,5 MeV. Ponadto, wraz ze wzrostem liczby Z , wciąż jeszcze znaczne wysokości B_f^{st} dla jąder $Z=118$, ulegają systematycznej redukcji do wartości poniżej 5 MeV w okolicach $Z=126$. Wynik ten stoi więc w wyraźnej sprzeczności z rezultatami modeli samozgodnych.



Rys. 6: Uzyskane w pracy [H3] wartości B_f^{st} w funkcji liczby protonów Z i neutronów N .

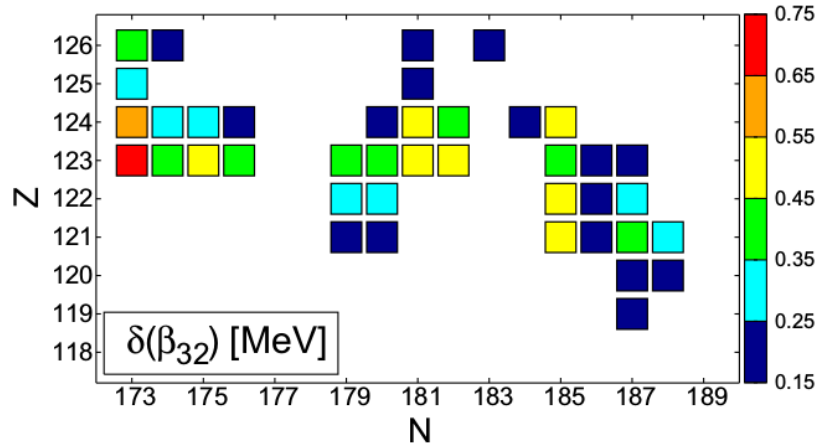
Mimo, że dokładniejsza ocena wiarygodności przewidywań uzyskanych w ramach pracy nie była możliwa (parametr B_f^{st} nie jest wielkością mierzalną bezpośrednio), skonfrontowanie wysokości wyznaczonych tu barier z oszacowaniami eksperymentalnymi oraz wynikami innych modeli, wskazało na ich realizm. Takie porównanie przedstawione jest na rys. 7 z [H3]. W przypadku widocznych tam izotopów $^{288,290,292}\text{Fl}$ wyznaczone w pracy B_f^{st} są zgodne z oszacowaniami empirycznymi [35] oraz wynikami SkM* [36]. Model FRLDM [18] wyraźnie przeszacowuje dane eksperymentalne, natomiast wyniki uzyskane w ramach RMF [37] wydają się być z kolei niedoszacowane, gdyż w ramach tak systematycznie małych wartości B_f^{st} bardzo trudno o wyjaśnienie chociażby znanego eksperymentalnie czasu $T_{1/2}$ rzędu ms względem spontanicznego rozszczepienia dla izotopu ^{284}Fl [38]. W przypadku $Z=120$ rezultaty z pracy [H3] i modelu RMF są do siebie bardzo zbliżone, a wyniki FRLDM systematycznie o ok. 1 MeV od nich wyższe. Wartości B_f^{st} uzyskane w ramach modelu SkM*-HFB wydają się być z kolei zawyżone, gdyż bariery rzędu 10 MeV dla okolic $^{302}120$ wskazywały by raczej na łatwość produkcji takich układów, czego nie potwierdzają jak dotąd wykonane eksperymenty, np. [39,40].



Rys. 7: Uzyskane w [H3] wartości B_f^{st} (W-S) w funkcji liczby protonów Z i neutronów N , wraz z porównaniem ich z oszacowaniami empirycznymi (EXP [35]) oraz rezultatami innych modeli (FRLDM [18], SkM* [36], RMF [37]).

Dodatkowym testem jakości rezultatów uzyskanych w ramach [H3] były bazujące na nich prace [41,42], dotyczące m.in. poszukiwania możliwych kanałów produkcji bardzo szerokiej gamy izotopów o liczbach atomowych $Z=112-118$ w różnych konfiguracjach zderzeń jądrowych prowadzących do ich powstania. Przeprowadzone obliczenia z dużą dokładnością odtwarzały dane eksperymentalne dostępne dla procesów już przebadanych. Ponadto, przeniesienie na obszar jąder aktynowców Ac-Cf [H6] opracowanej tu metodologii wyznaczania B_f^{st} , także skutkowało dużą zgodnością uzyskanych wyników z danymi empirycznymi.

- **[H4]** Celem obliczeń wykonanych w ramach pracy było znalezienie układów mogących charakteryzować się m.in. symetrią tetrahedralną w stanie podstawowym, bądź niskoleżącym stanie wzbudzonym. Przeanalizowano tu łącznie prawie 3000 parzystych i nieparzystych jąder atomowych, zarówno z rozpatrywanego wcześniej w [H1-H3] zakresu $Z=98-126$, jak i rozległego obszaru $Z \geq 82$. Obliczenia te stanowiły kontynuację rozważań rozpoczętych w [43-45], a także dodatkowy test dla wyników zawartych w pracy [H1], tj. dotyczących stanów podstawowych wyznaczanych przy uwzględnieniu wyłącznie kształtów zachowujących symetrię osiową.



Rys. 8: Jądra z okolic $^{296}123$, dla których jednocześnie uwzględnienie parametru: β_{32} z β_{22} i β_{30} spowodowało obniżenie energii stanu podstawowego (wzrost stabilności) o co najmniej 150 keV.

W pierwszym etapie rachunków poszukiwane były tzw. warunkowe minima tetrahedralne, wyznaczone przy zerowej wartości deformacji kwadrupolowej β_{20} i jednocześnie minimalizacji energii względem parametrów: $\beta_{30}, \beta_{32}, \beta_{40}, \beta_{42}, \beta_{50}, \beta_{60}, \beta_{70}, \beta_{80}$. Miało to na celu maksymalne wsparcie i uwydatnienie wszelkich możliwych efektów powłokowych wynikających z uwzględnienia symetrii tetrahedralnej, opisywanej parametrem β_{32} . Parametr ten związany był ze złożeniem harmonik sferycznych $Y_{3+2}(\theta, \phi)$ i $Y_{3-2}(\theta, \phi)$ [H4]. Wyznaczone w ten sposób minima charakteryzowały się najczęściej jednak dość znacznymi energiami wzbudzeń, tj. $E^*=2$ MeV lub więcej, a w przypadku mniejszych wartości E^* nie były one chronione żadną istotną barierą. Fakt ten powinien więc raczej wykluczać możliwość formowania się tam stanów wibracyjnych/rotacyjnych. Pewną podatność na kształty piramidalne wykazało zaledwie kilka izotopów Po z okolic $N=136$, oraz kilka bardzo egzotycznych nuklidów leżących poza granicami obszaru β -stabilności. Odpowiadające tym układom globalne minima energii charakteryzowały się właśnie niezerowymi wartościami β_{32} .

Wykonane w kroku następnym 10-wymiarowe rachunki, uwzględniające jednocześnie parametry: $\beta_{20}, \beta_{22}, \beta_{30}, \beta_{32}, \beta_{40}, \beta_{42}, \beta_{50}, \beta_{60}, \beta_{70}, \beta_{80}$, wskazały na ograniczone i dość marginalne znaczenie deformacji β_{32} w przypadku bardzo egzotycznych neutronowo-niedomiarowych i neutronowo-nadmiarowych jąder z okolic Es. Efekt obniżenia energii (tj. wzrost stabilności) wynikający z uwzględnienia parametru β_{32} nie przekraczał tam wartości $0,3 \text{ MeV}$. Największe znaczenie kształtów opisywanych przez β_{32} zaobserwowano dla ok. 40 nuklidów z obszaru $Z=119-126$, $N=173-188$, wyłącznie przy jednoczesnej kombinacji β_{32} z β_{30} w stosunku: $\beta_{32}/\beta_{30} \approx \sqrt{3/5}$, wraz z niezerową deformacją β_{22} . Finalnie odpowiadało to odkształceniu opisywanemu parametrem typu β_{33} , nałożonemu na lekkie spłaszczenie wzdłuż osi symetrii nuklidu. Uwzględnienie tej klasy kształtów w obliczeniach miało największy wpływ na obniżenie energii stanu podstawowego w przypadku jądra $^{296}_{123}$. Efekt ten, tj. $\delta(\beta_{32})$, był tam równy: 730 keV . Jądra z ww. obszaru, wraz z odpowiadającymi im wartościami $\delta(\beta_{32})$, przedstawione są na rys. 8 z [H4].

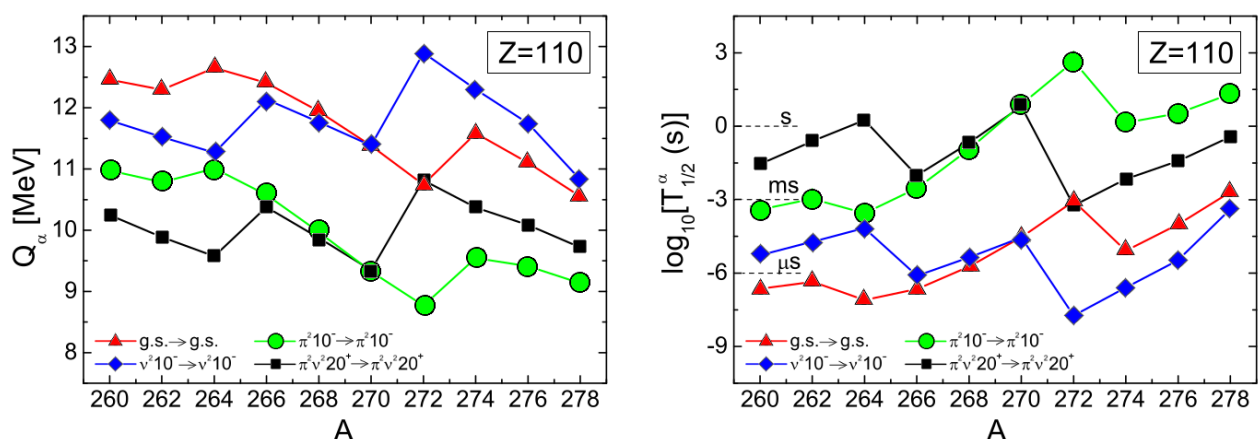
Reasumując, skutkiem analiz przeprowadzonych w ramach pracy było znalezienie ograniczonego obszaru jąder superciężkich mogących charakteryzować się w swych stanach podstawowych kształtami będącymi kombinacją niewielkiego spłaszczenia i nieosiowej deformacji oktopolowej, opisywanej parametrem typu β_{33} . W pozostałym, bardzo rozległym obszarze nuklidów, nie stwierdzono wyraźnej podatności na symetrię tetrahedralną, lub inne rozpatrywane tu egzotyczne deformacje jądrowe. Uzyskane wyniki wskazały więc na raczej marginalne znaczenie kształtów nieosiowych w rachunkach stanów podstawowych najcięższych jąder. Potwierdziły tym samym ważność rezultatów zawartych w [H1], bazujących na obliczeniach wykonanych w bardziej ograniczonej przestrzeni parametrów deformacji.

- **[H5]** Artykuł jest kontynuacją pracy [H2] i tak jak ona dotyczy tematyki poszukiwań kandydatów na długożyciowe K -izomery w obszarze jąder najcięższych. Tym razem jednak skupiono się tu na analizie możliwych wzbronień w rozpadach alfa wybranych konfiguracji dwu- i cztero-kwazicząstkowych.

Pierwszym etapem badań było wykonanie rachunków porównawczych dotyczących energii wzbudzeń E^* takich konfiguracji w obszarze izotopów No i Rf, dla których dostępna była stosunkowo duża ilość danych i oszacowań eksperymentalnych. Częściowe omówienie uzyskanych w tym przypadku wyników zawarte zostało w pracy [46]. W etapie kolejnym ograniczono się wyłącznie do obszaru jąder parzysto-parzystych z zakresu $Z=106-118$, $N=148-168$, które rozpadają się najczęściej poprzez emisję cząstki alfa. Ewentualne wzbronienie w tym kanale rozpadu powinno więc skutkować wzrostem stabilności takich układów. W oparciu o rezultaty zawarte w [H1,H4], wskazujące na zachowanie symetrii osiowej i masowej w okolicach stanów podstawowych, jak i niskoleżących stanów wzbudzonych jąder z badanego obszaru, we wszystkich obliczeniach ograniczono się do rozważania klas kształtów opisywanych parametrami: $\beta_{20}, \beta_{40}, \beta_{60}, \beta_{80}$. Formalnie pozwoliło to na przypisywanie poszczególnym konfiguracjom izomerycznym określonych wartości rzutu całkowitego momentu pędu na oś symetrii jądra oraz parzystości.

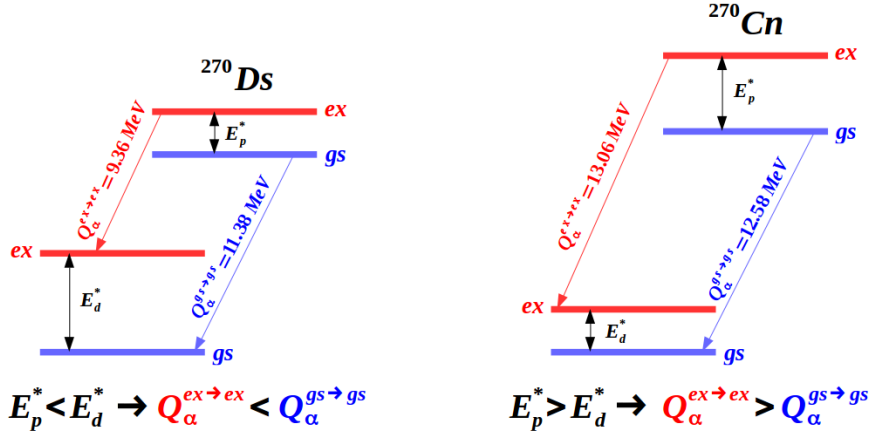
Analizowanymi w pracy konfiguracjami były m.in. dwuprotonowa: $\pi^2 10^- \{ \pi 9/2^- [505] \times \pi 11/2^+ [615] \}$, dwuneutronowa: $\nu^2 10^- \{ \nu 9/2^+ [615] \times \nu 11/2^- [725] \}$, oraz zbudowane na nich jednoczesne wzbudzenie dwóch par, tj. $\pi^2 \nu^2 20^+ \{ \pi^2 10^- \times \nu^2 10^- \}$. Odpowiadające takim konfiguracjom

energie wzbudzeń E^* okazały się relatywnie niskie w przypadku $\pi^2 10^-$ w całym zakresie przebadanych izotopów Ds i Cn. Natomiast w przypadku $\nu^2 10^-$ oraz $\pi^2 \nu^2 20^+$, odpowiednio dla $^{264-270}\text{Ds}$ i $^{266-272}\text{Cn}$. Miejsca te wyznaczyły wstępną lokalizację możliwych kandydatów na długożyciowe K-izomery. Uwzględnienie w kroku następnym czynników mających istotny wpływ na wzbronienie emisji cząstki alfa, tj.: różnicy w strukturze i spinie stanów: początkowego i końcowego wskazało, że rozpady alfa ww. kandydatów powinny zachodzić wyraźnie najszybciej przy zachowaniu konfiguracji K^π . Dotyczyć to powinno w szczególności konfiguracji $\pi^2 \nu^2 20^+$ ze względu na oczekiwane pojawienie się tu olbrzymiej bariery centryfugalnej na skutek zmiany tak znacznego spinu. Bardziej ścisłą podstawą opisanych wyżej konkluzji było wyznaczenie odpowiednich współczynników liczbowych wzbronień, tj.: HF_s i HF_l , związanych odpowiednio ze wspomnianymi zmianami: spinu i struktury. Wartości liczbowe tych współczynników dla analizowanych konfiguracji izomerycznych, wraz z opisem sposobu ich ustalenia, zawarto w tab. 1 [H5]. Ostatecznie, w oparciu o powyższe wnioski, dalszej analizie poddano wyłącznie rozpady alfa zachowujące konfiguracje K^π . To właśnie takie rozpady powinny zachodzić tu wyraźnie najszybciej. Dla takich rozpadów wyznaczono więc następnie energie Q_α , tj.: $Q_\alpha^{ex \rightarrow ex}$, i porównano je z energiami $Q_\alpha^{qs \rightarrow gs}$, tj. wyznaczonymi dla przejść zachodzących między stanami podstawowymi. Porównanie to pozwoliło na ostateczne wyłonienie kandydatów na długożyciowe K-izomery. Były nimi te jądra, dla których wartość $Q_\alpha^{ex \rightarrow ex}$ była wyraźnie mniejsza od $Q_\alpha^{qs \rightarrow gs}$. W przypadku konfiguracji $\pi^2 10^-$ powyższe kryterium spełniły wszystkie izotopy Ds z analizowanego w pracy obszaru $N=148-168$. Szczególnie wyraźne wzbronienie (tj. opóźnienie rozpadu alfa) powinno wystąpić w jądrze ^{272}Ds ze względu na uzyskaną w tym przypadku największą różnicę między $Q_\alpha^{ex \rightarrow ex}$ i $Q_\alpha^{qs \rightarrow gs}$. Widoczne jest to na rys. 9 z [H5], gdzie dodatkowo energie $Q_\alpha^{ex \rightarrow ex}$ i $Q_\alpha^{qs \rightarrow gs}$ przeliczone zostały, zgodnie z formułą [29], na wartości $\log_{10}(T_{1/2}^\alpha)$. Podobny efekt zaobserwowano także dla jąder $^{264,266,268,270}\text{Ds}$ i konfiguracji $\pi^2 \nu^2 20^-$ (lub bliskiej jej konfiguracji $\pi^2 \nu^2 19^+$, którą także opisano w [H5]). W przypadku wzbudzenia pary neutronowej $\nu^2 10^-$ nie stwierdzono wyraźnego efektu wzbronienia w kluczowym obszarze $^{264-270}\text{Ds}$, natomiast pośród izotopów Cn efekt ten miał szansę wystąpić jedynie dla ^{266}Cn i to raczej w dość marginalnej postaci.



Rys. 9: Prawa strona - wartości Q_α dla parzysto-parzystych izotopów $^{260-278}\text{Ds}$ w przypadku rozpadów alfa zachowujących wskazane konfiguracje K^π . Lewa strona - wartości $\log_{10}(T_{1/2}^\alpha)$ uzyskane z przeliczenia poszczególnych energii Q_α w oparciu o formułę [29].

Pochodzenie rozpatrywanego w pracy efektu redukcji wartości $Q_{\alpha}^{ex \rightarrow ex}$ względem $Q_{\alpha}^{gs \rightarrow gs}$ zostało schematycznie wyjaśnione na rys. 10, na przykładzie konfiguracji $\pi^2 10^-$ i dwóch izobarów: ^{270}Cn i ^{270}Ds . Widać tam, że rozpatrywana relacja energii $Q_{\alpha}^{ex \rightarrow ex}$ i $Q_{\alpha}^{gs \rightarrow gs}$ jest rezultatem zależności między energią wzbudzenia danej konfiguracji w jądrze pierwotnym i potomnym. Prowadzić to może zarówno do $Q_{\alpha}^{ex \rightarrow ex} < Q_{\alpha}^{gs \rightarrow gs}$ - tak jak w przypadku ^{270}Ds , lecz także do $Q_{\alpha}^{ex \rightarrow ex} \geq Q_{\alpha}^{gs \rightarrow gs}$, co widoczne jest dla ^{270}Cn . Rysunek ten tłumaczy zatem dlaczego w wybranym jądrze oczekiwane będzie wzbronienie rozpadu alfa danej, nisko leżącej konfiguracji K^{π} , a w innym nie.



Rys. 10: Schemat rozpadu alfa ze stanu wzbudzonego w przypadku jąder ^{270}Ds i ^{270}Cn , i konfiguracji $\pi^2 10^-$. Odpowiednia korelacja energii wzbudzeń E^* w jądrze pierwotnym E_p^* i potomnym E_d^* może prowadzić do redukcji wartości $Q_{\alpha}^{ex \rightarrow ex}$ względem $Q_{\alpha}^{gs \rightarrow gs}$. Ma to miejsce w przypadku ^{270}Ds . Analogiczny efekt nie występuje natomiast w przypadku ^{270}Cn .

Ostatecznie, wykonane w ramach pracy obliczenia wskazały więc na możliwość występowania długożyciowych stanów K -izomerycznych o strukturze zarówno: jednoczesnego wzbudzenia dwóch par, tj. protonowej i neutronowej - w czterech izotopach darmsztadtów, jak i strukturze wzbudzenia pary protonowej - w całym zakresie przebadanych izotopów Ds. Oszacowane czasy $T_{1/2}^{\alpha}$ takich K -izomerów okazały się być od trzech do pięciu rzędów wielkości większe niż te odpowiadające przejściom między stanami podstawowymi. W niektórych przypadkach, tj. konfiguracji $\pi^2 v^2 20^+$ (i/lub $\pi^2 v^2 19^+$) w jądrach $^{264,270}\text{Ds}$, oraz $\pi^2 10^-$ w jądrach $^{270,272}\text{Ds}$, wyznaczone czasy $T_{1/2}^{\alpha}$ okazały się być aż rzędu sekund. W przypadku rozważanej konfiguracji $v^2 10^-$ (lub podobnej do niej $v^2 9^-$), jej ewentualne i raczej dość ograniczone znaczenie ujawniło się jedynie dla izotopu ^{266}Cn , nie potwierdzając tym samym przewidywań wiążących obserwację np. izomeru $6,0_{-2,2}^{+8,2} \text{ ms}$ w ^{270}Ds ze wzbronieniem rozpadu alfa konfiguracji opartej na wzbudzeniu dwuneutronowym, np. [47]. Wśród pozostałych przebadanych parzysto-parzystych izotopów pierwiastków sąsiednich, takich jak np.: Sg, Hs i Cn (oprócz ww. ^{266}Cn), nie znaleziono kandydatów na długożyciowe K -izomery.

Mimo, że wyznaczone w ramach pracy czasy $T_{1/2}^{\alpha}$ dla przewidywanych długożyciowych stanów K -izomerycznych mogły być w pewnym stopniu przeszacowane (choćby ze względu na pominięcie trudnych do uwzględnienia możliwych rozpadów do konfiguracji sąsiednich), powinny być one najczęściej i tak zauważalnie dłuższe od analogicznych wartości $T_{1/2}^{\alpha}$ dla przejść zachodzących między stanami podstawowymi. Przewidywania te wydają się zatem warte weryfikacji eksperymentalnej, gdyż tak jak i w przypadku wyników zawartych w [H2], ich

ewentualne potwierdzenie mogłoby otwierać zupełnie nowe możliwości np. w obszarze badań chemii pierwiastków superciężkich. Dodatkowo, wydaje się, że ze strony technicznej wykonanie związanych z tym eksperymentów już nawet w chwili obecnej nie powinno stanowić znacznego problemu.

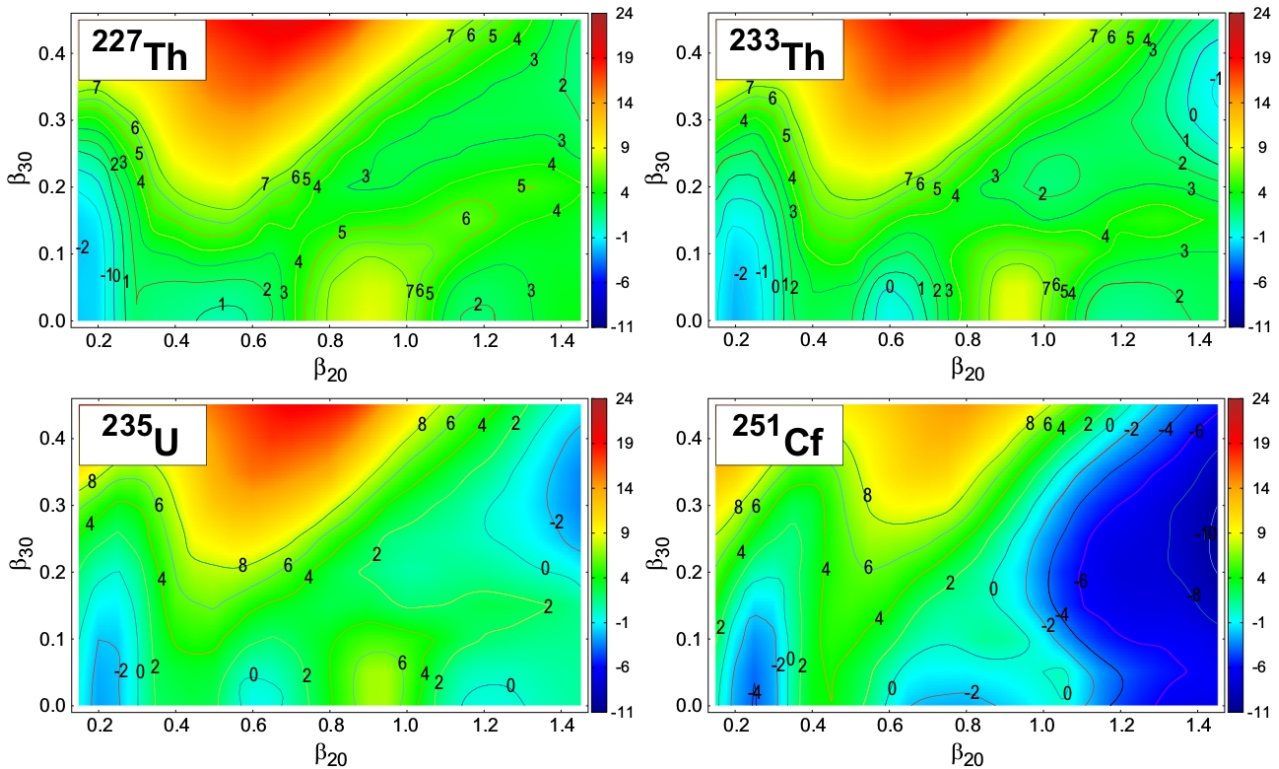
- **[H6]** Artykuł ten stanowi kontynuację i rozszerzenie rozważań zawartych np. w [48,49]. Zawiera systematyczną analizę wysokości pierwszych i drugich statycznych barier rozszczepieniowych (tj. odpowiednio B_f^I i B_f^{II}), wykonaną dla jąder z grupy aktynowców Ac-Cf, wraz z uwzględnieniem często pomijanych przez innych autorów układów nieparzystych. Wykorzystano tu opracowaną w [H3] metodykę wyznaczania wysokości B_f w ujęciu adiabatycznym dla układów najcięższych, tj. $Z \geq 98$. Dodatkowo, w celu dokładniejszej weryfikacji mocy prognostycznej używanego modelu, analizie poddano także energie wzbudzeń E^* odpowiadające tzw. minimom superzdeformowanym. Wykonano tu także dodatkowe rachunki dla lżejszych izotopów Th i U, mające na celu oszacowanie głębokości tzw. minimów hiperzdeformowanych - w przypadku ich wystąpienia.

Masy (energie) dla stanów podstawowych, jak i minimów izomerycznych, wyznaczono na drodze 7-wymiarowej minimalizacji energii względem parametrów $\beta_{20}, \beta_{30}, \beta_{40}, \beta_{50}, \beta_{60}, \beta_{70}, \beta_{80}$. Lokalizowanie położenia pierwszych, drugich i ewentualnych trzecich punktów siodłowych, odbywało się natomiast z wykorzystaniem metody zatapiania na wielowymiarowych sieciach energii potencjalnej. Sieci te dodatkowo uwzględniały bardzo szerokie zakresy możliwych odkształceń. W obszarze występowania pierwszych barier używano dokładnie takiego samego typu i zakresu sieci parametrów deformacji, jak w przypadku jąder superciężkich [H3]. Odnosiło się to także do późniejszych procedur testowania tam wpływu asymetrii masowej oraz nieosiowej deformacji heksadekapolowej. Obszary odpowiadające większym wydłużeniom, wymagające bezwzględnej konieczności uwzględnienia kształtów odbiciowo-asymetrycznych, analizowane były natomiast na 7-wymiarowych sieciach energii potencjalnej, zależnych od $\beta_{20}, \beta_{30}, \beta_{40}, \beta_{50}, \beta_{60}, \beta_{70}, \beta_{80}$, wraz z uwzględnieniem deformacji dipolowej β_{10} . Konieczność wprowadzenia do obliczeń parametru β_{10} opierała się na wynikach uzyskanych w [21,22], zgodnie z którymi parametr ten w przypadku znacznych wydłużeń i dużej asymetrii masowej nabiera znaczenia realnej zmiennej kształtu.

Wyznaczone wysokości B_f^I i B_f^{II} porównano z dostępnymi dwoma zbiorami danych empirycznych: [50] i [51], uzyskując bardzo dobrą zgodność statystyczną. Wyznaczona tu wartość δ_{rms} była równa odpowiednio: 0,94 MeV i 0,85 MeV w przypadku pierwszych barier i 0,92 MeV oraz 0,82 MeV, w przypadku barier drugich. Ze względu na fakt, że uzyskiwane wartości B_f^I i B_f^{II} najczęściej systematycznie przeszacowywały dane empiryczne, ewentualne uwzględnienie tu tzw. energii drgań zerowych oraz (przetestowane w ramach pracy) zwiększenie natężenia oddziaływań pairing spowodowałoby dodatkową poprawę rezultatu takich porównań. Chęć zachowania spójności obliczeń z wynikami [H3] spowodowała, że ostatecznie tego typu poprawki nie zostały tu wprowadzone.

Miejscem wyraźnej niezgodności z danymi empirycznymi (przy jednoczesnym ich niedoszacowaniu), były wyniki dotyczące wartości B_f^I dla izotopów Th. Problem ten, znany także

z rezultatów innych modeli, np. [20,52-54], nazywany często „anomalią torową”, spróbowano wyjaśnić tu w ramach systematycznych analiz powierzchni energii potencjalnych jąder z badanego obszaru. Przykłady takich wielowymiarowych powierzchni, wyrysowanych w funkcji parametrów deformacji β_{20}, β_{30} , przedstawione są na rys. 11. Na ich podstawie widać, że wraz ze wzrostem liczby neutronów początkowo znikoma pierwsza bariera w ^{227}Th , tj. z okolic $\beta_{20} \approx (0,3 \div 0,4)$, staje się bardziej wyraźna. Rośnie tu także głębokość drugiego minimum ($\beta_{20} \approx 0,6$). Dodatkowo, początkowo bardzo długa zewnętrzna bariera zostaje rozdzielona przez płytkie trzecie minimum ($\beta_{20} \approx 1,0, \beta_{30} \approx 0,2$) o głębokości około 0,5 MeV. W przypadku cięższych pierwiastków, druga (zewnętrzna) bariera ulega systematycznemu skróceniu, a pierwsza staje się wyraźna i dominująca. Widoczna jest więc tu systematyczna ewolucja: położenia, wysokości i szerokości B_f^I i B_f^{II} . Wydaje się natomiast, że w przypadku danych empirycznych taka systematyczna ewolucja barier nie jest w pełni uwzględniana. Potwierdzać to może np. używanie tam ustalonych, praktycznie niezmiennych parametrów krzywizny pierwszego i drugiego „garbu” (tj. $\hbar\omega_A$ i $\hbar\omega_B$) dla kolejnych jąder z grupy aktynowców, rozpoczynając od Th [51]. Warto także zauważyć, że z kolei w przypadki izotopów Ac (tj. sąsiednich dla Th) badania eksperymentalne traktują odpowiadające im bariery najczęściej jako „jednogarbne”. Ma to związek z zakładanym tam zanikiem pierwszego garbu. Taki obraz jak najbardziej jakościowo zgadza się z wynikami zawartymi w [H6]. Niewykluczone więc, że obserwowana od lat „anomalia torowa” wynika z faktu, że statyczna bariera rozszczepieniowa nie jest parametrem mierzalnym bezpośrednio.



Rys. 11: Energia potencjalna jąder: $^{227,233}\text{Th}$, ^{235}U , ^{251}Cf , zależna od $\beta_{20}, \beta_{30}, \beta_{40}, \beta_{50}, \beta_{60}, \beta_{70}, \beta_{80}$ oraz parametru β_{10} ustalanego z przesunięcia środka masy układu. Widoczne wartości energii E_{tot} (w MeV) wyznaczone są względem energii makroskopowej dla kuli, tj. $E_{tot} = E_{mic}(\beta_{\lambda\mu}) + E_{mac}(\beta_{\lambda\mu}) - E_{mac}(0)$, gdzie $\beta_{\lambda\mu}$ oznacza deformację jądra w danym punkcie mapy.

Wykonane w kroku następnym zestawienie wyznaczonych tu wartości B_f'' dla jąder parzysto-parzystych z wcześniejszymi wynikami, tj. [49], uzyskanymi bez uwzględnienia deformacji dipolowej β_{10} , wskazało na możliwość pominięcia tego parametru wciąż jeszcze nawet w obszarze drugich barier. Jego znaczenie powinno ujawniać się zatem przy wydłużeniach odpowiadających deformacji kwadrupolowej β_{20} rzędu $\sim 0,9$ lub więcej. Rezultat ten wskazuje więc na możliwość znacznego uproszczenia obliczeń z wykorzystaniem parametryzacji β , bez wyraźnego pogorszenia ich dokładności.

W przypadku znanych eksperymentalnie energii wzbudzeń drugich minimów E^* , stanowiących dane „pewniejsze” niż omawiane wartości B_f , otrzymane tu rezultaty były także bardzo zbliżone do danych empirycznych [55]. Biorąc pod uwagę różną dokładność pomiaru E^* , mieszczącą się przeważnie w granicach 0,2–0,4 MeV, uzyskana tu w ramach statystycznego porównania wartość $\delta_{rms} = 0,53 \text{ MeV}$ stanowiła bardzo dobry wynik. W większości przypadków wyznaczone w pracy energie wzbudzeń drugich minimów (ustalane zawsze względem energii stanu podstawowego), były odrobinę mniejsze od wartości eksperymentalnych. Jednak z drugiej strony otrzymana tu największa rozbieżność, mieszcząca się w granicy 1,1 MeV, to zdecydowanie lepszy rezultat od wyników analogicznych obliczeń z wykorzystaniem np. funkcjonału gęstości Skyrme'a. Obserwowane tam rozbieżności (w zależności od wyboru interakcji) potrafią osiągać wartości dochodzące nawet do 4 MeV [56].

Kolejnym ważnym rezultatem uzyskanym w ramach pracy był brak obserwacji wyraźnych trzecich tj. hiperzdeformowanych minimów (a tym samym znacznych trzecich barier rozszczepieniowych), w przebadanych izotopach Th i U. Wszystkie wyznaczone tu trzecie minima były płytsze niż 0,6 MeV, co zasadniczo powinno uniemożliwiać ich obserwację eksperymentalną. Rezultat ten stanowił dodatkowe potwierdzenie dla wyników z wcześniejszych analiz, tj. [21,22].

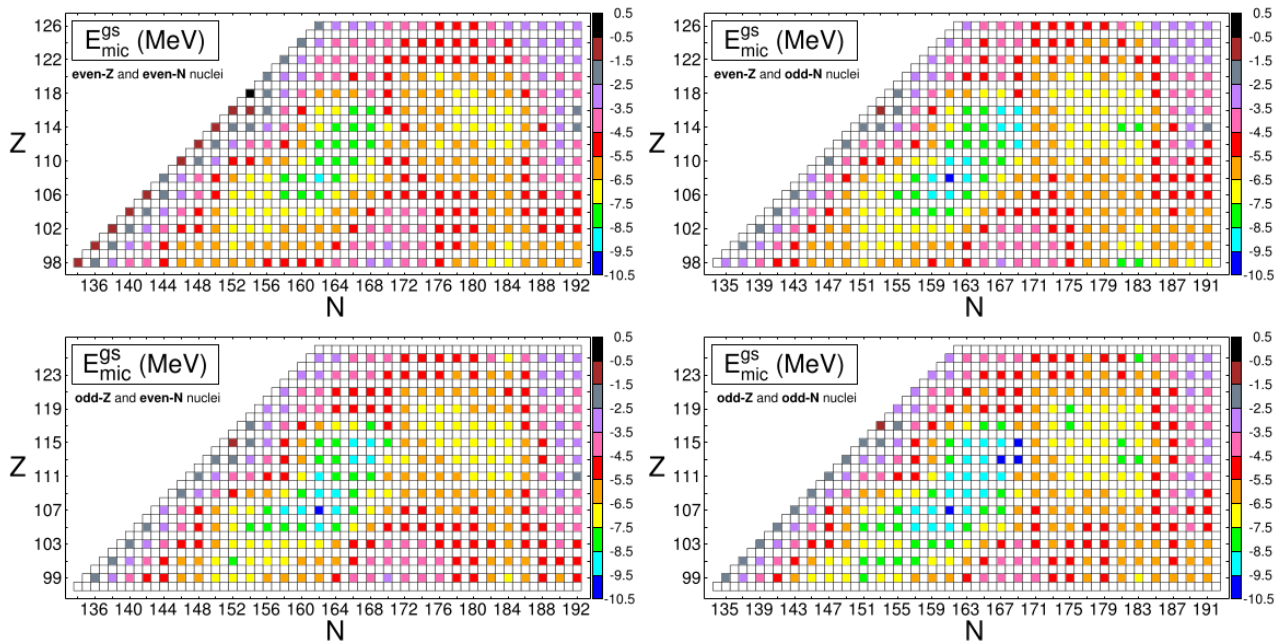
• **[H7]** Zasadnicza część pracy oparta jest na obliczeniach wykonanych m.in. w [H1,H3] i dotyczy 1305 ciężkich i superciężkich jąder atomowych $Z=98-126$, $N=134-192$, w tym także układów charakteryzujących się nieparzystymi liczbami protonów i/lub neutronów. Przeprowadzone w tym obszarze systematyczne analizy pozwoliły na utworzenie szczegółowego zbioru parametrów dla kolejnych konfiguracji $Z-N$. Odpowiadające poszczególnym konfiguracjom dane zestawione zostały w dwóch obszernych tablicach - tj. tablice 1 i 2 w [H7]. Dodatkowo, w ramach uzupełnienia i prezentacji mocy prognostycznej używanego modelu, w pracy zawarto także dane uzyskane w ramach realizacji pracy [H6], tj. w obszarze 75 jąder aktynowców Ac-Cf - tablice 3-7 w [H7].

Obok własności, których pomiar możliwy jest w ramach eksperymentu, praca ta zawiera także parametry mniej związane z wielkościami mierzalnymi. Przykładem tego może być energia mikroskopowa E_{mic} , wyznaczana tu z potencjału Woods-Saxona. Składa się ona z energii poprawki powłokowej oraz poprawki „pairing”:

$$E_{mic} = E_{shell} + E_{pair} , \quad (6)$$

i stanowi uzupełnienie dla gładkiej (tj. uśrednionej po efektach powłokowych) części makroskopowej modelu. Wyznaczone wartości E_{mic} w stanach podstawowych jąder $Z=98-126$

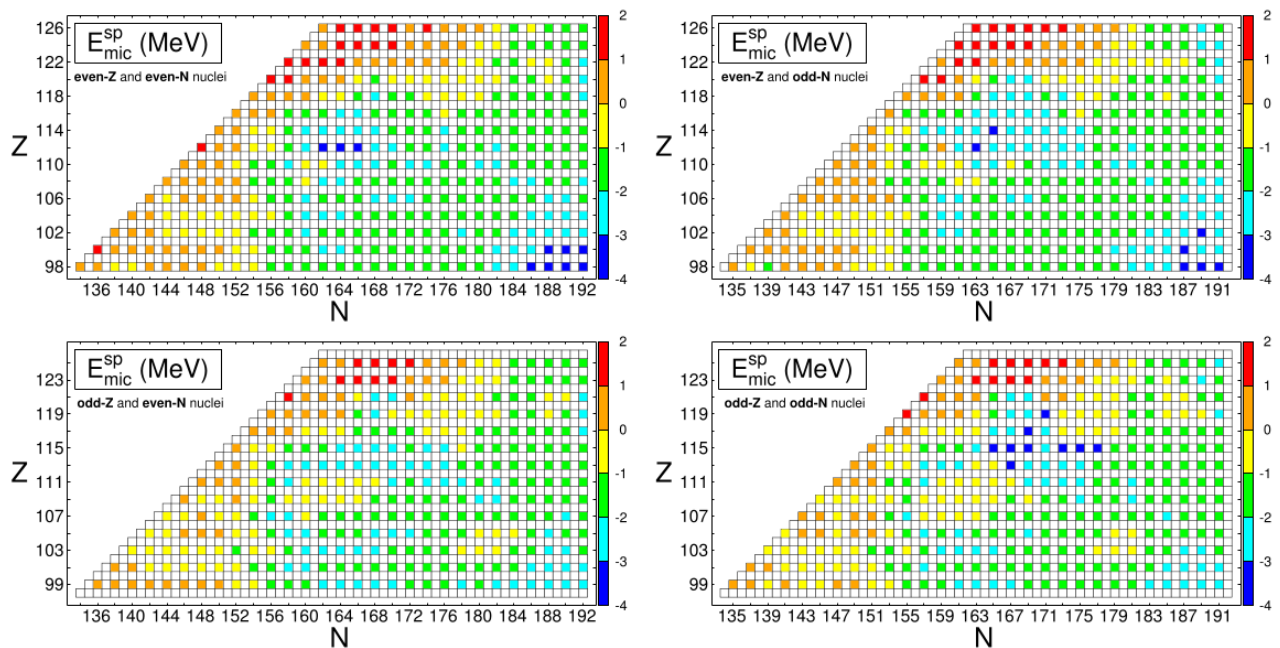
pokazane są na rys. 12. Szczególnie duże wartości bezwzględne E_{mic} , tj. do ok. 10 MeV, widoczne są wokół konfiguracji $Z=108$, $N=162$ i $Z=114$, $N=170$. Wynik ten jest jakościowo zgodny z wcześniejszymi przewidywaniami, np. [57, 58]. Ze względu na wyraźnie słabsze zmiany energii części makroskopowej wraz z deformacją [H7], wartości E_{mic} zasadniczo odpowiadać tu będą za pojawienie się minimów globalnych w jądrach superciężkich. W przypadku punktów siodłowych oczekiwane efekty powłokowe powinny być znacznie słabsze niż w stanach podstawowych. Wynika to z większej jednorodności rozkładu poziomów jednocząstkowych w siodle. Potwierdzeniem tego jest rys. 13, pokazujący również, że mimo wszystko całkowite pominięcie efektów powłokowych w punkcie siodłowym stanowić będzie w wielu przypadkach znaczne przybliżenie, np. [59].



Rys. 12: Mikroskopowa część energii w przypadku wyznaczonych stanów podstawowych jąder $Z=98-126$. Uzyskane wartości E_{mic}^{gs} przedstawione są oddzielnie dla czterech grup nuklidów.

Pozostałymi parametrami zawartymi w pracy, wyznaczonymi oddzielnie dla stanów podstawowych i punktów siodłowych były: masy jądrowe, energie makroskopowe oraz deformacje. Dane te rozszerzono dodatkowo o energie rozpadów alfa dla przejść zachodzących pomiędzy stanami podstawowymi, energie separacji jednego i dwóch nukleonów, wysokości statycznych barier rozszczepieniowych w ujęciu adiabatycznym, oraz w przypadku jąder aktywnych - energie wzbudzeń E^* odpowiadające minimom superzdeformowanym. Wszystkie wyniki poprzedzono obszernym i szczegółowym opisem używanego modelu wraz z omówieniem i bezpośrednim wskazaniem wykorzystywanych parametrów. Dodatkowo, w przypadku niektórych wyznaczonych wielkości mierzalnych, skonfrontowano je w sposób statystyczny z dostępnymi danymi eksperymentalnymi.

Praca ta jest w chwili obecnej jednym z najbardziej szczegółowych i kompletnych zestawów tego typu danych. Zawiera ona dodatkowo najczęściej rzadko dostępne w literaturze wyniki dla



Rys. 13: Mikroskopowa część energii E_{mic}^{sp} dla wyznaczonych punktów siódlowych jąder $Z=98-126$. Uzyskane wartości E_{mic}^{sp} przedstawione są oddzielnie dla czterech grup nuklidów.

jąder nieparzystych. Aktualne wykorzystanie tych danych do oszacowań przekrojów czynnych szerokiej gamy izotopów superciężkich (zarówno parzystych jak i nieparzystych), w różnych konfiguracjach zderzeń jądrowych prowadzących do ich powstania, przyniosło bardzo ciekawe rezultaty i spektakularną zgodność z dostępnymi wartościami eksperymentalnymi [41,42,60,61]. Znaczenie oszacowań zawartych w artykule nie ogranicza się wyłącznie do eksperymentów mających na celu tworzenie i detekcję nowych izotopów bądź pierwiastków superciężkich. Wykorzystywane mogą być także przy analizach astrofizycznych, np. modelowaniu procesów zachodzących wewnątrz gwiazd, bądź nawet w dziedzinie fizyki reaktorowej.

4.3.5 Podsumowanie

W ramach cyklu prac [H1-H7], wskazanego jako podstawę do ubiegania się o stopień doktora habilitowanego, wykonane zostały systematyczne, wielowymiarowe rachunki oparte na modelu makroskopowo-mikroskopowym ze zdeformowanym potencjałem Woodsa-Saxona. Jednym z ich efektów było utworzenie rozległej bazy danych, obejmującej wybrane własności jąder z grupy aktynowców oraz jąder superciężkich, wraz z uwzględnieniem układów nieparzystych. Wyznaczonymi własnościami były m.in. masy w stanach podstawowych, energie rozpadów alfa, energie separacji nukleonów, wysokości statycznych barier rozszczepieniowych (w tym także pierwszych i drugich w obszarze aktynowców), energie wzbudzeń odpowiadające minimom superzdeformowanym. Szczegółowe porównanie tych rezultatów z dostępnymi wartościami empirycznymi wykazało dużą zgodność. Podobna zgodność uzyskana została w ramach użycia tych danych do oszacowań przekrojów czynnych na produkcję szerokiej gamy izotopów superciężkich.

Wykonane analizy pozwoliły m.in. na wskazanie dwóch obszarów jąder najcięższych charakteryzujących się stosunkowo wysokimi statycznymi barierami rozszczepieniowymi, tj.:

($Z=100-108$, $N=150-162$), ($Z=114$, $N=176-180$). Wyznaczone bariery B_f^{st} nie przekraczały jednak wartości $8,5 \text{ MeV}$. Przeprowadzona dyskusja znaczenia poszczególnych typów deformacji w rachunkach punktów siodłowych jednoznacznie potwierdziła konieczność uwzględniania tam kształtów trójosiowych. Związany z tym efekt obniżenia B_f^{st} potrafił osiągać wartość do $2,5 \text{ MeV}$. Znalezione także ograniczony obszar jąder superciężkich, tj.: $Z=119-126$, $N=173-188$, mogących charakteryzować się w swych stanach podstawowych kształtami nieosiowymi. Kształty te odpowiadały kombinacji niewielkiego spłaszczenia i niezerowej wartości parametru β_{33} . Nie stwierdzono natomiast wyraźnego wpływu symetrii tetrahedralnej, opisywanej parametrem β_{32} , zarówno na stany podstawowe, jak i nisko leżące stany wzbudzone jąder z rozległego obszaru $Z=82-126$. Nie potwierdzono tym samym znaczenia przewidywanych przez innych autorów tzw. „tetrahedralnych liczb magicznych” w obszarze jąder najcięższych. W przypadku lżejszych izotopów Th została za to wskazana prawdopodobna przyczyna występowania tzw. „anomalii torowej”. Wydaje się, że ma ona związek z systematyczną ewolucją: położenia, wysokości i szerokości barier rozszczepieniowych w obszarze jąder aktynowców, wraz ze zmianami liczb Z , N . Ewolucja ta nie jest w pełni widoczna w analizach eksperymentalnych, np. ze względu na zastosowanie tam ustalonych, praktycznie niezmiennych parametrów krzywizny pierwszego i drugiego „garbu” dla kolejnych jąder $Z \geq 90$.

W ramach przeprowadzonych poszukiwań, mających na celu wskazanie kandydatów na możliwie długożyciowe K -izomery w obszarze jąder superciężkich, zaproponowane zostały nowe, nieznane do tej pory mechanizmy wzbronień w rozpadach takich układów. Wykonane obliczenia/oszacowania wskazały, że długożyciowe stany izomeryczne o strukturze jednoczesnego wzbudzenia pary protonowej i neutronowej, tj. $\pi^2\nu^2 20^+$ (i/lub $\pi^2\nu^2 19^+$) mogą występować w izotopach $^{264-270}\text{Ds}$. Samo wzbudzenie pary protonowej $\pi^2 10^-$ może z kolei odpowiadać za istotny wzrost stabilności izotopów $^{260-276}\text{Ds}$, tj. wszystkich, które przebadano. Oszacowane czasy półrozpadów takich izomerów były $\sim 10^3 \div 10^5$ razy dłuższe niż w przypadku stanów podstawowych. Niekiedy czasy te potrafiły osiągać wartości nawet rzędu sekund. Analogiczne rozważania wykonane dla pierwiastków sąsiednich, tj. o liczbach atomowych $Z=106$, 108 i 112 , nie potwierdziły istnienia tam podobnych, długożyciowych konfiguracji izomerycznych. Dotyczyło to także przeanalizowanej dodatkowo konfiguracji $\nu^2 10^-$ (i/lub $\nu^2 9^-$). Jej ewentualne, raczej marginalne znaczenie w kontekście wzrostu stabilności, ujawniło się jedynie w przypadku izotopu ^{266}Cn . Nie potwierdzono więc tym samym przewidywań wiążących np. obserwację izomeru $6,0^{+8,2}_{-2,2} \text{ ms}$ w ^{270}Ds z konfiguracją opartą na wzbudzeniu dwuneutronowym.

Efektom realizacji niniejszego cyklu prac było także znalezienie w obszarze najcięższych jąder A -nieparzystych i nieparzysto-nieparzystych kandydatów mogących charakteryzować się wyraźnie podwyższoną stabilnością ze względu na znaczną wartość K w stanie podstawowym (lub ewentualnie niskoleżącym stanie wzbudzonym). Wskazani kandydaci grupowali się wokół liczb $Z=108$, $N=162$ i $Z=102$, $N=152$. Szczególnie interesujące w kontekście oczekiwanego wzrostu stabilności okazało się tu jądro ^{272}Mt . Uzyskane rezultaty wskazały, że może ono charakteryzować się w swym stanie podstawowym (ew. niskoleżącym wzbudzonym) wartością aż $K^\pi=12^-$. W ramach zaproponowanych tu i szczegółowo omówionych mechanizmów może to z kolei skutkować efektem silnego wzbronienia, zarówno rozpadu alfa, jak i spontanicznego rozszczepienia.

Wykonane dla izotopów Mt oszacowania dotyczące ich czasów $T_{1/2}$ pokazały, że z tego względu ^{272}Mt miałoby nawet szansę okazać się najbardziej długożyciowym nuklidem spośród wszystkich jąder superciężkich wytworzonych do tej pory. Niewykluczone, że w pewnych przypadkach takie długożyciowe konfiguracje np. z okolic $Z=108$, $N=162$ zostały już nawet wyprodukowane. Przeprowadzone tu analizy sugerują zatem fascynującą możliwość przeoczenia takich jąder przez układy detekcyjne, dostosowane do obserwacji koincydencji rzędu milisekund. Wyniki te aktualnie czekają na swoją weryfikację eksperymentalną.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

5.1 Osiągnięcia w pracy naukowej przed uzyskaniem stopnia doktora

Tematyka, którą zajmowałem się przed uzyskaniem stopnia doktora to m.in.:

Minima super-zdeformowane „oblate” (SDO)

- P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, *Phys. Rev. C* **83**, 054302 (2011).

W pracy wskazano na istnienie egzotycznego obszaru nuklidów, m.in. z okolic $Z \geq 120$, $N \leq 168$, mogących charakteryzować się w swych stanach podstawowych wyraźnym spłaszczeniem, tj. kształtem zbliżonym do elipsoidy o stosunku osi głównych 3:2. Deformacje odpowiadające stanom podstawowym wyznaczono tu w ramach modelu makroskopowo-mikroskopowego wykorzystując dwie różne wersje części makroskopowej, oraz modelu samozgodnego HFBCS z siłą Skyrme’a – SLy6. Rezultaty uzyskane z poszczególnych rachunków okazały się być względem siebie bardzo zbliżone. Dla niektórych jąder, charakteryzujących się ww. globalnymi minimami SDO, oszacowano czasy ich półrozpadów. Rachunki te wykonano w ramach użycia metody WKB z parametrem masowym obliczonym w przybliżeniu modelu „wymuszonego obrotu”. Uzyskane tu czasy $T_{1/2}$ okazały się być na poziomie co najwyżej 10^{-5} s, stanowiącym aktualny limit możliwości detekcyjnych. Niewykluczone jednak, że wysokie prawdopodobieństwo występowania w tym obszarze zjawiska K-izomeryzmu może powodować istotne wydłużenie czasów życia jąder SDO.

Znaczenie deformacji multipolowych wyższych rzędów w stanach podstawowych i punktach siodłowych jąder najcięższych

- P. Jachimowicz, M. Kowal, P. Rozmej, J. Skalski, A. Sobiczewski, *Int. J. Mod. Phys. E* **18**, 1088 (2009).
- P. Jachimowicz, M. Kowal, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol. B* **41**, 1927 (2010).
- A. Sobiczewski, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Int. J. Mod. Phys. E* **19**, 493 (2010).
- P. Jachimowicz, M. Kowal, P. Rozmej, J. Skalski, A. Sobiczewski, *Int. J. Mod. Phys. E* **19**, 768 (2010).

Celem przeprowadzonych obliczeń było sprawdzenie znaczenia wybranych typów deformacji opisujących bardziej egzotyczne kształty jądrowe. Rachunki te wykonano zarówno dla stanów podstawowych, jak i punktów siodłowych jąder najcięższych, przy wykorzystaniu modelu makroskopowo-mikroskopowego i parametryzacji β . Analizowanymi parametrami $\beta_{\lambda\mu}$ były: β_{42} , β_{44} , β_{62} , β_{64} , β_{66} , związane ze złożeniem harmonik sferycznych typu $Y_{\lambda\mu}^{(+)} = (Y_{\lambda+\mu} + Y_{\lambda-\mu})$. Oszacowany został także ich wpływ na wielkość poprawki powłokowej w siodle. Osobnej analizie poddano znaczenie parametru β_{32} , związanego z symetrią tetrahedralną. Pokazano, że w pewnych sytuacjach symetria ta może prowadzić do pojawienia się wyraźnych przerw energetycznych

w spektrum oraz występowania minimów lokalnych (a nawet globalnych) na mapach energii potencjalnej. Badania te zakładały jednak dość ograniczony wpływ innych typów deformacji. Praca [H4] stanowiła zatem bezpośrednią kontynuację tej tematyki.

5.2 Osiągnięcia w pracy naukowej po uzyskaniu stopnia doktora

Tematyka prowadzonych przeze mnie badań naukowych po uzyskaniu stopnia doktora to m.in.:

Minima hiper-zdeformowane w jądrach aktynowców

- P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, *Phys. Rev. C* **87**, 044308 (2013).

W ramach pracy poddano weryfikacji teoretycznej możliwość istnienia wyraźnych trzecich minimów „hiper-zdeformowanych” w obszarze lekkich izotopów toru i uranu. W tym celu po raz pierwszy wykonane zostały rachunki na ośmiowymiarowej sieci parametrów deformacji z wykorzystaniem modelu makroskopowo-mikroskopowego i metody zatapiania. Kluczowe znaczenie miało uwzględnienie tu deformacji dipolowej β_{10} , redukującej w tym przypadku wysokość trzeciej bariery o ponad 4 MeV. Wyznaczone w pracy płytkie trzecie minimum dla ^{232}Th (tj. około 0,36 MeV głębokości) okazało się być w zgodzie z wynikami starszych eksperymentów, prowadzonych przez grupę *Blons et al.*, oraz wynikami większości realistycznych modeli. Rezultaty te były jednak w sprzeczności z bardziej współczesnymi badaniami eksperymentami, np. *Csige et al.*, szacującymi głębokość trzecich minimów w jądrach sąsiednich, tj. $^{232-238}\text{U}$ na aż ok. 3-4 MeV. Uzyskane wyniki wskazały więc m.in. na potrzebę wykonania w przypadku ^{232}Th eksperymentów bazujących na technice podobnej do tej użytej w jądrach $^{232-238}\text{U}$. Ewentualne potwierdzenie istnienia głębokiego III minimum w ^{232}Th i jądrach okolicznych, wiązałoby się koniecznością odpowiedniego przeformułowania praktycznie wszystkich liczących się modeli teoretycznych.

Stany K-izomeryczne w jądrach ^{249}Md i ^{251}Md

- Goigoux, et al., *Eur. Phys. J. A* **57**, 321 (2021).

W pracy przedstawiona została interpretacja teoretyczna zaobserwowanych po raz pierwszy stanów izomerycznych w jądrach ^{249}Md i ^{251}Md . Uzyskane wyniki eksperymentalne wskazały bowiem na istnienie w przypadku ^{249}Md metastabilnej konfiguracji charakteryzującej się czasem półrozpadu 2,8(5) ms i energią wzbudzenia $E^* \geq 910$ keV, natomiast w przypadku ^{251}Md czasem $T_{1/2} = 1,4(5)$ s i energią $E^* \geq 844$ keV. W analogii do przypadku sąsiedniego izotopu ^{255}Lr obserwacje te zinterpretowano tu w ramach wzbudzenia trzy-kwazicząstkowego o wysokim spinie K. Analizowane konfiguracje trzy-kwazicząstkowe wyznaczano w ramach modelu makroskopowo-mikroskopowego ze zdeformowanym potencjałem Woods-Saxona. Wykorzystana została tu zarówno metoda blokowania jaki i kwazicząstki. Analiza wybranych konfiguracji w funkcji N wykazała, że w przypadku ^{249}Md najbardziej prawdopodobnym jest wzbudzenie typu: $(\pi 1/2^- [521] \text{ lub } \pi 7/2^- [514]) \times \{v 5/2^+ [622] \times v 7/2^+ [624]\}$, natomiast w przypadku ^{251}Md : $(\pi 1/2^- [521] \text{ lub } \pi 7/2^- [514]) \times \{v 5/2^+ [622] \times v 7/2^+ [624]\}$. Odpowiadające ww. konfiguracjom energie E^* okazały się dodatkowo bardzo zbliżone do wartości eksperymentalnych.

Przekroje czynne na syntezę pierwiastków najcięższych

- J. Hong, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Phys. Lett. B* **809**, 135760 (2020).
- J. Hong, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Phys. Rev. C* **103**, L041601 (2021).

- J. Hong, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, M. Kowal, P. Jachimowicz, *Phys. Rev. C* **106**, 014614 (2022).

Celem prac było oszacowanie przekrojów czynnych na produkcję wybranych jąder pierwiastków superciężkich. Przeprowadzone obliczenia dotyczyły procesu fuzji indukowanej pociskiem ^{48}Ca . Analizowano tam różne kanały rozpadu jądra złożonego, tj. zarówno emisję neutronów, protonów, jak i cząstek alfa. Pokazano, że w wielu przypadkach całkiem prawdopodobne są kanały odpowiadające dużym energiom wzbudzenia, gdzie emitowanych może być wiele neutronów - 6, 7, a nawet więcej. Dla niektórych kombinacji pocisk-tarcza znaleziono także bardzo obiecujące kanały z możliwością emisji protonu lub cząstki alfa na samym początku procesu deekscytacji. Przeprowadzono także systematyczną analizę przekrojów czynnych w funkcji Z w zakresie Hs-Lv. Uzyskane wyniki wykazały bardzo dobrą zgodność ze znanymi eksperymentalnie funkcjami wzbudzeń. Stanowiło to najlepsze potwierdzenie realizmu prezentowanych przewidywań. Warto wspomnieć, że omówione obliczenia bazowały na danych wejściowych uzyskanych w ramach prac [H1-H7].

Parametr gęstości poziomów w jądrach superciężkich

- A. Rahmatinejad, A. N. Bezbakh, T. M. Shneidman, G. Adamian, N. V. Antonenko, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Phys. Rev. C* **103**, 034309 (2021).
- A. Rahmatinejad, T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Bulgarian Journal of Physics*, Vol. **48**, 485 (2021).
- A. Rahmatinejad, T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Phys. Rev. C* **105**, 044328 (2022).

W pracach wyznaczane były m.in. gęstości stanów $\rho(U)$ w funkcji energii wzbudzenia U , oraz związane z nimi parametry gęstości poziomów $a(U)$ w oparciu o model gazu Fermiego. Obliczenia te wykonano zarówno dla stanów podstawowych jak i punktów siodłowych wybranych jąder najcięższych $Z=112-120$, wraz z uwzględnieniem układów nieparzystych. Przeprowadzone rachunki bazowały na wynikach uzyskanych w [H1-H7] i stanach jednocząstkowych generowanych w ramach diagonalizacji zdeformowanego potencjału Woods-Saxona. Pokazano tu m.in., że fenomenologiczna formuła opisująca $a(A, U)$, tj. *Ignatyuk et al.*, ma ograniczone zastosowanie dla punktów siodłowych w obszarze niższych energii wzbudzeń, oraz że „twierdzenie topograficzne” *Świąteckiego* spełnione jest tylko w przybliżeniu w przypadku najcięższych nuklidów. Oprócz analizy relacji a_p/a_n , mającej kluczowe znaczenie przy wyznaczaniu prawdopodobieństwa emisji neutronu z jądra złożonego (i opisu współzawodnictwa tego procesu z rozszczepieniem), przeanalizowano także stosunki: a_p/a_n oraz a_α/a_n , związane odpowiednio z możliwością emisji protonu lub cząstki alfa. Zmienność ich przebiegu w funkcji U ma kluczowe znaczenie przy wyznaczaniu stosunków szerokości Γ poszczególnych kanałów rozpadu, a więc i rachunkach szacujących prawdopodobieństwo przeżycia jądra złożonego.

Analiza wzbudzeń dwukwazicząstkowych w jądrze ^{136}Nd

- A. Tucholski et al., *Phys. Rev. C* **100**, 014330 (2019).

W ramach pracy wykonane zostały obliczenia będące dopełnieniem badań eksperymentalnych przeprowadzonych w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów w Warszawie. Badane te polegały m.in. na pomiarze czasów życia nisko leżących stanów wysokospinowych w jądrze ^{136}Nd , populowanych w reakcji $^{120}\text{Sn}(^{20}\text{Ne}, 4n)^{136}\text{Nd}$. Szczególnej uwadze poddano tu konfigurację: 10^+ ,

$E^*=3279$ keV. Uzyskana statystyka wykazała, że odpowiadający jej czas $T_{1/2}$ to 1,63(9) ns. Obserwowane w przypadku ^{136}Nd współistnienie pasm o różnej deformacji (w tym dwóch $K^\pi=10^+$ o zbliżonych energiach wzbudzenia), oraz miękkość na kształty trójosiowe, okazały się zgodne z przewidywaniami uzyskanymi w ramach modelu makroskopowo-mikroskopowego. Konfiguracje 10^+ charakteryzujące się $E^*\sim 3$ MeV były tam rezultatem pojawienia się w okolicach powierzchni Fermiego orbitali $\Omega=9/2^-$ i $11/2^-$, zarówno dla protonów, jak i neutronów. W przypadku neutronów odpowiadało to lekkiej deformacji prolate, natomiast w przypadku protonów lekkiej deformacji oblate. Oddziaływania pairing uwzględnione zostały w modelu przy wykorzystaniu standardowej metody BCS z blokowaniem. Istotną zmianą względem obliczeń wykonywanych w obszarze jąder najcięższych było wprowadzenie tu zmodyfikowanych wartości natężeń sił pairing dla protonów i neutronów: G_p i G_n . Wartości te przyjęte zostały w oparciu o empiryczne różnice mas jąder z obszaru pierwiastków ziem rzadkich i aktywnowców.

5.3 Plany na przyszłość

Aktualnie przeprowadzam analizy będące kontynuacją rozważań zawartych w [H5]. Mają one na celu wskazanie kandydatów na długożyciowe K -izomery 3-kwazicząstkowe w obszarze $Z=101-111$. Badania te obejmują zarówno konfiguracje oparte na wzbudzeniu jednego protonu i pary neutronowej, jak i jednego neutronu i pary protonowej. Dodatkowym ich uzupełnieniem mają być obliczenia uwzględniające konfiguracje oparte na jednoczesnym wzbudzeniu 3 protonów. Ma to bezpośredni związek z rezultatami [H5], wskazującymi na istotny wzrost stabilności w okolicach $^{260-278}\text{Ds}$ dla konfiguracji opartych na wzbudzeniu pary protonowej. W celu dodatkowej weryfikacji wyznaczonych kandydatów i odpowiadających im energii E^* planowane jest tu także wykonanie rachunków z energią pairing wyznaczaną w ramach tzw. metody rzutowania na dobrą liczbę cząstek.

Oprócz tego w najbliższej przyszłości chciałbym powrócić do tematyki jąder superciężkich SDO, tj. nuklidów mogących charakteryzować się superdeformacją oblate w stanie podstawowym. Dotychczasowe analizy, w których brałem udział, dotyczyły wyłącznie takich układów parzysto-parzystych. Wydaje się jednak, że układy nieparzyste mogą być tu jeszcze bardziej interesujące, szczególnie w kontekście ich stabilności. Wskazywać na to mogą np. dane eksperymentalne dla lżejszych jąder, tj. z obszaru aktywnowców i okolic ^{102}No . Mianowicie, obserwowane jest tam wyraźne, tj. dochodzące od 3-5 rzędów wielkości wydłużenie czasów życia układów nieparzystych ze względu na proces spontanicznego rozszczepienia w porównaniu do sąsiednich jąder parzysto-parzystych. Dodatkowo w obszarze jąder SDO bardzo prawdopodobna jest także możliwość występowania zjawiska wysokiego K -izomerizmu.

Kolejnym interesującym mnie tematem, którym chciałbym zająć się w przyszłości byłaby m.in. próba odtworzenia doświadczalnych rozkładów mas fragmentów rozszczepienia w ramach używanego dotychczas modelu makroskopowo-mikroskopowego. W tym celu chciałbym wykorzystać parametryzację kształtu jądra opartą na owalach Cassiniego. Niemniej interesujące byłoby sprawdzenie możliwości występowania kandydatów na długożyciowe K -izomery w obszarze minimów superdeformowanych jąder aktywnowców. Takie analizy obejmowałyby również oszacowania dotyczące stabilności ewentualnych kandydatów.

6. Wskaźniki bibliometryczne

6.1 Sumaryczny impact factor

- Sumaryczny impact factor wszystkich publikacji: **62,187**
- Sumaryczny impact factor publikacji [H1-H7]: **22,677**
- Sumaryczny impact factor publikacji po uzyskaniu stopnia doktora: **51,369**

Wartości „*impact factor*” (IF) podawane są zgodnie z rokiem opublikowania. Dla prac opublikowanych w roku 2022 wartość IF dla czasopism została przyjęta na poziomie jednakowym z danymi z roku 2021.

6.2 Liczba publikacji i cytowań

- Łączna liczba publikacji: **30** (recenzowanych **28**)
- Łączna liczba publikacji po doktoracie: **20** (recenzowanych **19**)
- Całkowita liczba cytowań publikacji wg. bazy Web of Science: **424** (bez autocytowań: **323**)

W bazie Web of Science brakuje 3 publikacji. Pełny wykaz publikacji znajduje się pod adresem: <https://pers.uz.zgora.pl/publikacje/pracownik-17147?from=1960&to=2023>

6.3 Indeks Hirscha

- Indeks Hirscha (h-index) opublikowanych prac wg. bazy Web of Science: **9**

7. Bibliografia

- [1] S. Hofmann, *Radiochim. Acta* **99**, 405 (2011).
- [2] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Habaa, and H. Kudo, *Prog. Nucl. Sci. Technol.* **5**, 8 (2018).
- [3] J. H. Hamilton et al., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63**, 383 (2013).
- [4] K. Morita et al., *Journal of the Physical Society of Japan* **73**, no. 10, 2593 (2004).
- [5] Yu. Ts. Oganessian et al., *Phys. Rev. C* **74**, 044602 (2006).
- [6] Yu. Ts. Oganessian et al., *Phys. Rev. C* **79**, 024603 (2009).
- [7] S. Hofmann et al., *Eur. Phys. J. A* **52**, 180 (2016).
- [8] V. I. Zagrebaev, W. Greiner, *Nucl. Phys. A* **944**, 257 (2015).
- [9] S. Hofmann et al., *Eur. Phys. J. A* **10**, 5 (2001).
- [10] F. G. Kondev, G. D. Dracoulis, T. Kibéd, *At. Data Nucl. Data Tables* **103–104**, 50 (2015).
- [11] Ch. E. Düllmann, *Radiochimica Acta* **107**, 587 (2019).
- [12] S. Ćwiok, J. Dudek, W. Nazarewicz, J. Skalski, and T. Werner, *Comput. Phys. Commun.* **46**, 379 (1987).
- [13] H. J. Krappe, J. R. Nix, and A. J. Sierk, *Phys. Rev. C* **20**, 992 (1979).
- [14] I. Muntian, Z. Patyk, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol. B* **32**, 691 (2001).
- [15] B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, *Zarys teorii jądra atomowego*, Wydawnictwo Naukowe PWN, 1999.
- [16] A. Parkhomenko and A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol. B* **35**, 2447 (2004).
- [17] R.W. Hasse, W. D. Myers, *Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics*, (1988).
- [18] P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, and M. Mumpower, *Phys. Rev. C* **91**, 024310 (2015).
- [19] K. Pomorski and J. Bartel, *Int. J. Mod. Phys. E* **15**, 417 (2006).
- [20] P. Möller et al., *Phys. Rev. C* **79**, 064304 (2009).

- [21] M. Kowal and J. Skalski, *Phys. Rev. C* **85**, 061302(R) (2012).
- [22] P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, *Phys. Rev. C* **87**, 044308 (2013).
- [23] G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thobault, *Nucl. Phys. A* **729**, 337 (2003).
- [24] L. M. Robledo and P. A. Butler, *Phys. Rev. C* **88**, 051302(R) (2013).
- [25] L. P. Gaffney et al., *Nature* **497**, 199 (2013).
- [26] P. A. Butler et al., *Phys. Rev. Lett.* **124**, 042503 (2020).
- [27] M. M. R. Chishti et al., *Nat. Phys.* **16**, 853 (2020).
- [28] Y. Cao, S. E. Agbemava, A. V. Afanasjev, W. Nazarewicz, E. Olsen, *Phys. Rev. C* **102**, 024311 (2020).
- [29] G. Royer, *Nucl. Phys. A* **848**, 279 (2010).
- [30] P. Möller, J. R. Nix, and K. L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
- [31] S. Goriely, F. Tondeur, and J. M. Pearson, *At. Data Nucl. Data Tables* **77**, 311 (2001).
- [32] S. Ćwiok, W. Nazarewicz, and P.-H. Heenen, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1108 (1999).
- [33] M. Gupta and T. W. Burrows, *Nucl. Data Sheets* **106**, 251 (2005).
- [34] P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, *Phys. Rev. C* **83**, 054302 (2011).
- [35] M. G. Itkis, Yu. Ts. Oganessian, and V. I. Zagrebaev, *Phys. Rev. C* **65**, 044602 (2002).
- [36] A. Staszczak, A. Baran, and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **87**, 024320 (2013).
- [37] H. Abusara, A. V. Afanasjev, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **85**, 024314 (2012).
- [38] V. K. Utyonkov et al., *Phys. Rev. C* **92**, 034609 (2015).
- [39] Yu. Ts. Oganessian et al., *Phys. Rev. C* **79**, 024603 (2009).
- [40] S. Hofmann et al., *GSI Scientific Report 2008, GSI Report 2009-1*, 131 (2009).
- [41] J. Hong, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Phys. Lett. B* **809**, 135760 (2020).
- [42] J. Hong, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, P. Jachimowicz, M. Kowal, *Phys. Rev. C* **103**, L041601 (2021).
- [43] P. Jachimowicz, M. Kowal, P. Rozmej, J. Skalski, A. Sobiczewski, *Int. J. Mod. Phys. E* **18**, 1088 (2009).
- [44] P. Jachimowicz, M. Kowal, P. Rozmej, J. Skalski, A. Sobiczewski, *Int. J. Mod. Phys. E* **19**, 768 (2010).
- [45] P. Jachimowicz, P. Rozmej, M. Kowal, J. Skalski, A. Sobiczewski, *Int. J. Mod. Phys. E* **20**, 514 (2011).
- [46] M. Palczewski, P. Jachimowicz, and M. Kowal, arXiv:2006.02245v1.
- [47] S. Hofmann et al., *Eur. Phys. J. A* **10**, 5 (2001).
- [48] M. Kowal, P. Jachimowicz, and A. Sobiczewski, *Phys. Rev. C* **82**, 014303 (2010).
- [49] P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, *Phys. Rev. C* **85**, 034305 (2012).
- [50] G. N. Smirenkin, *IAEA Report No. INDC(CCP)-359*, Vienna, 1993.
- [51] R. Capote et al., *At. Data. and Nucl. Data Tables* **110**, 3107 (2009).
- [52] M. Samyn, S. Goriely, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. C* **72**, 044316 (2005).
- [53] A. Dobrowolski, K. Pomorski, and J. Bartel, *Phys. Rev. C* **75**, 024613 (2007).
- [54] H. Abusara, A. V. Afanasjev, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **82**, 044303 (2010).
- [55] B. Singh, R. B. Firestone, and S.Y. Frank Chu, *Nuclear Data Sheets* **78**, 1 (1996).
- [56] N. Nikolov, N. Schunck, W. Nazarewicz, M. Bender, and J. Pei, *Phys. Rev. C* **83**, 034305 (2011).
- [57] A. Sobiczewski, F.A. Gareev, B.N. Kalinkin, *Phys. Lett.* **22** 500 (1966).
- [58] Z. Patyk, A. Sobiczewski, *Nuclear Phys. A* **533** 132 (1991).
- [59] K. Pomorski, *Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl.* **13**, 471 (2020).

- [60] J. Hong, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, M. Kowal, P. Jachimowicz, *Phys. Rev. C* **106**, 014614 (2022).
- [61] T. Cap, M. Kowal, and K. Siwek-Wilczyńska, *Phys. Rev. C* **105**, L051601 (2022).