

INSTYTUT PROBLEMÓW JĄDROWYCH

im. ANDRZEJA SOŁTANA

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ ИМ. А. СОЛТАНА

SOLTAN INSTITUTE FOR NUCLEAR STUDIES

RAPORT / SINS-2093/P-VIII/PH/B

STABILNOŚĆ NAJCIEŹSZYCH JĄDER
ATOMOWYCH

Z. PATYK

OTWOCK-SWIERSK

INSTYTUT PROBLEMÓW JĄDROWYCH
im. ANDRZEJA SOŁTANA

RAPORT SINS-2093/P-VIII/P11/B

STABILNOŚĆ NAJCIEŹSZYCH JĄDER ATOMOWYCH

ZYGMUNT PATYK

Zakład Teorii Jądra Atomowego Instytutu Problemów Jądrowych,
ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

OTWOCK-ŚWIERK, LIPIEC 1990

Zygmunt Patek: Stabilność najcięższych jąder atomowych. Omówione są obliczenia czasów życia ze względu na rozpad alfa oraz samorzutne rozszczepienie dla najcięższych jąder atomowych. Główny nacisk położony jest na przedstawienie oryginalnych wyników autora dla tych wielkości, osiągniętych w ostatnich kilku latach. Jedną z istotnych nowości w stosunku do prac wcześniejszych jest użycie wielowymiarowej przestrzeni deformacji, szczególnie ważnej przy wyznaczaniu bariery potencjalnej na rozszczepienie. Rozważane są jądra parzysto-parzyste o liczbie atomowej $Z=92-110$. Oprócz przedstawienia samych wyników na czasy życia, wiele uwagi poświęcone jest dyskusji efektów powłokowych, występujących w tych czasach. Efekty te są szczególnie istotne właśnie dla jąder najcięższych, gdyż decydują o ich istnieniu.

Zygmunt Patek: Stability of the heaviest atomic nuclei. Calculations of the alpha-decay and the spontaneous-fission half-lives of the heaviest nuclei are described. Main attention is given to the presentation of the results of the author, obtained in recent few years. One of the important modifications, with respect to earlier studies, is the use of a multi-dimensional deformation space, which is especially important for the calculation of the fission barrier. Even-even nuclei with atomic number $Z=92-110$ are considered. Much attention is paid to the description of shell effects in the half-lives. These effects are especially important for the heaviest nuclei as they decide the question of their existence.

Зыгмунт Патек: Стабильность самых тяжелых атомных ядер. Обсуждаются расчеты времен жизни самых тяжелых ядер по альфа распаду и спонтанному делению. Главное внимание уделено представлению результатов автора, полученных в последние годы. Одной из существенных новостей, по сравнению с предыдущими работами, есть использование многомерного пространства деформации, особенно важного при определении потенциального барьера на деление. Исследованы четно-четные ядра с атомным числом $Z=92-110$. Большое внимание уделено обсуждению оболочечных эффектов во временах жизни. Эти эффекты особенно важны для самых тяжелых ядер, так как они решают вопрос их существования.

SPIS TREŚCI

1.	WSTĘP	1
2.	ENERGIA POTENCJALNA.....	4
	2.1. Metoda makroskopowo-mikroskopowa.....	4
	2.1.1. Energia makroskopowa	4
	2.1.2. Energia mikroskopowa.....	7
	2.1.2.1. Potencjał jednocząstkowy.....	7
	2.1.2.2. Poprawka powłokowa.....	8
	2.1.2.3. Wkład oddziaływania "pairing" do poprawki powłokowej.....	10
3.	PARAMETRY MASOWE JADRA ATOMOWEGO.....	13
	3.1. Opis makroskopowy.....	13
	3.2. Opis mikroskopowy.....	14
4.	CZAS ŻYCIA	18
	4.1. Rozpad α	18
	4.2. Samorzutne rozszczepienie.....	20
5.	WYNIKI OBLICZEŃ I Dyskusja.....	22
	5.1. Energia potencjalna.....	22
	5.2. Czas życia ze względu na rozpad α	30
	5.3. Czas życia ze względu na samorzutne rozszczepienie..	32
	5.3.1. Opis statyczny.....	32
	5.3.2. Opis dynamiczny.....	37
	5.4. Efekty powłokowe we własnościach jader najcięższych.....	42
6.	WNIOSKI I UWAGI KOŃCOWE.....	49
7.	LITERATURA.....	52
8.	UZUPEŁNIENIE.....	57

1. WSTĘP

Celem niniejszej pracy jest analiza stabilności najcięższych jąder atomowych. Przez jądra takie rozumiemy w poniższej pracy jądra, dla których zmierzone zostały czasy życia ze względu na samorzutne rozszczepienie, a więc jądra o liczbie atomowej $Z \geq 92$.

Potrzeba ciągłej analizy rozpadu tych jąder wywołana jest z jednej strony niedoskonałością opisu tego rozpadu, a z drugiej ciągłym postępem w syntezie i eksperymentalnym badaniu jąder najcięższych. Dokładny opis osiągnięć eksperymentalnych w tej dziedzinie przedstawiony został w wielu pracach przeglądowych (np. [Arm85, Oga85, Sea85, Mün88a]). Tutaj pragniemy podać jedynie kilka ogólnych informacji.

Badanie jąder najcięższych określone jest w znacznej mierze przez możliwość ich wytworzenia (syntezy). Toteż prowadzone jest ono w tych ośrodkach, w których ta możliwość istnieje. Są to głównie cztery ośrodki: Laboratorium Ciężkich Jonów (GSI) w Darmstadcie, Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych w Dubnej oraz Laboratoria Lawrence'a w Berkeley i w Livermore.

Jedynie lżejsze z omawianych pierwiastków (posiadające dostatecznie długie czasy życia) mogły być otrzymane przez naświetlenie silnym strumieniem neutronów w reaktorach. Są to takie pierwiastki jak neptun, pluton, aż do niektórych izotopów einsteina czy nawet mendelewa. Wszystkie inne zostały otrzymane w reakcjach z ciężkimi jonami.

Wykorzystywane są tu głównie dwa procesy. Jeden, to tzw. synteza chłodna. Jest to reakcja przez jądro złożone, w której jako tarcza wykorzystywane są jądra szczególnie silnie związane (głównie ołów i bizmut). Prowadzi to do stosunkowo niskiej energii wzbudzenia układu złożonego, a zatem do stosunkowo dużego

prawdopodobieństwa syntezy. Ta metoda używana jest w Darmstadtzie i Dubnej. W szczególności, z jej zastosowaniem otrzymano najcięższe z dotychczas zaobserwowanych jąder, mianowicie jądro $^{266}_{109}$. Powstało ono w reakcji: $^{209}_{\text{Bi}}(^{58}_{\text{Fe}},n)^{266}_{109}$. Drugi proces, to reakcja wielonukleonowego przekazu. Tutaj idea jest wykorzystywanie jak najcięższej tarczy. Prawdopodobieństwo reakcji przekazu bowiem bardzo szybko spada z liczbą przekazywanych nukleonów. Szansa osiągnięcia najcięższych nuklidów dyktowana jest więc przez szansę posiadania najcięższych tarcz. Tarczą taką jest obecnie $^{254}_{\text{Es}}$, posiadający czas życia 276 dni i dostępny w dostatecznej ilości jedynie w Stanach Zjednoczonych. Z jego użyciem został zsyntetyzowany ostatnio nuklid $^{262}_{\text{No}}$ [Lou88], posiadający największą liczbę neutronów ($N=160$) spośród wszystkich jąder znanych dotychczas. Bardzo małe przekroje czynne na syntezę najcięższych jąder (rzędu części nanobarna) powodują, że otrzymane są one w bardzo małych ilościach. Na przykład, wspomniany powyżej najcięższy nuklid $^{266}_{109}$ zaobserwowano tylko w trzech przypadkach (tzn. tylko trzy jądra).

W zakresie stabilności nowoodkrytych jąder, mierzone są: czasy życia na rozpad alfa T_{α} (jak również energia rozpadu Q_{α}) oraz na samorzutne rozszczepienie T_{sf} . W zakresie samorzutnego rozszczepienia, odkryto ostatnio występowanie dwóch rodzajów rozszczepienia (o małej i dużej całkowitej energii kinetycznej fragmentów rozszczepienia) w tym samym jądrze [Hul86]. Znalezione to dla jąder z otoczenia $^{258}_{\text{Fm}}$.

Obliczenia i badanie systematyki czasu życia ze względu na rozpad α , T_{α} , mają już długą historię, prawie tak długą jak mechanika kwantowa (np. [Gam28, Gur28, Vio66, Rur83]). Prowadzone są one zwykle w ramach modelu jednocząstkowego, przyimującego, że gotowa już, uformowana w jądrze cząstka α przenika barierę

potencjalna (kulombowska). Do obliczenia T_α wystarcza wtedy praktycznie znajomość energii rozpadu Q_α albo masy jądra początkowego i końcowego.

Obliczenia czasu życia ze względu na samorzutne rozszczepienie prowadzone są z reguły (podobnie jak obliczenia T_α) w przybliżeniu kwaziklasycznym (WKB). Stały się one realistyczne właściwie dopiero od momentu uwzględnienia (początkowo bardzo fenomenologicznego [Świ55]) poprawki powłokowej do energii jądra. Obecnie, energia ta i jej zależność od deformacji obliczana jest najczęściej w ramach tzw. modelu makroskopowo-mikroskopowego (np. [Nil69, Bra72, Bol72]), zaproponowanego przez Świąteckiego [Świ63], a uzupełnionego następnie przez Strutinskiego [Str67] realistycznym sposobem obliczania poprawki powłokowej. Może być ona także wyznaczona metodą Hartree-Focka (np. [Flo74, Ber89] oraz prace cytowane tam) lub metodą współrzędnej generującej [Hil53, Gri57]. Bezwładność, inercja jądra (tzw. parametry masowe) względem jego deformowania, występujące w formule na czas życia T_{sf} , wyznacza się zwykle w ramach modelu wymuszonego ruchu kolektywnego (np. [Sob69, Bra72]). Mogą być one wyznaczone także metodą współrzędnej generującej [Sta89, Sta89a].

W niniejszej rozprawie, główny nacisk położony jest na przedstawienie oryginalnych wyników autora. Jedną z ich istotnych nowości jest użycie wielowymiarowej przestrzeni deformacji, szczególnie ważnej przy wyznaczeniu bariery potencjalnej na rozszczepienie. Jest to przestrzeń, w niektórych przypadkach, cztero- lub nawet pięciowymiarowa. Rozważane są jądra parzysto-parzyste. Oprócz przedstawienia samych wyników na czasy życia, wiele uwagi poświęcone jest dyskusji efektów powłokowych, występujących w tych czasach. Efekty te są szczególnie istotne właśnie dla jąderek nacięższych, gdyż decydują o ich istnieniu.

2. ENERGIA POTENCJALNA

Przy obliczaniu czasów życia jąder atomowych ważną rolę odgrywa energia potencjalna. Sposób jej obliczania dyskutowany jest w wielu pracach. W niniejszej pracy ograniczymy się do opisu najczęściej używanej (i stosowanej także przez nas) metody makroskopowo-mikroskopowej.

2.1. Metoda makroskopowo-mikroskopowa

W metodzie makroskopowo-mikroskopowej energia jest sumą dwu części: makroskopowej i mikroskopowej. Część mikroskopowa została zaproponowana przez Świąteckiego [Świ63] a następnie udoskonalona przez Strutinskiego [Str67]. Część makroskopowa w takiej wersji jaką używamy w pracy została zaproponowana przez Krappego i Nixa [Kra79]. Poniżej omówimy oddzielnie obie te części energii.

2.1.1. Energia makroskopowa

Energia makroskopowa po raz pierwszy była liczona w modelu kropli cieczy. Następnie model ten był przez wielu badaczy doskonalony (model kropelkowy) i w chwili obecnej najlepszą wydaje się być postać zaproponowana przez Krappego i Nixa. Model Krappego-Nixa [Kra79] uwzględnia skończony zasięg oddziaływania pomiędzy nukleonami. Poniżej omawiamy szczegółowo energię makroskopową w modelach Krappego-Nixa oraz kropłowym. Kompletne wyrażenie na energię makroskopową w pierwszym modelu ma postać [Kra79]:

$$E_{\text{makr}} = M_H Z + M_N N$$

$$\begin{aligned}
 & -a_V(1-x_V I^2)A \\
 & +\bar{a}_S(1-x_S I^2)B_1 A^{2/3} \\
 & +c_0 A^0 \\
 & +c_1 Z^2 / A^{1/3} B_3 \\
 & -c_4 Z^{4/3} / A^{1/3} \\
 & +f(k_f, r_p) Z^2 / A \\
 & -c_a (N-Z) \\
 & +W|I| + W \begin{cases} 1/A, & \text{gdy } Z \text{ i } N \text{ s\aa nieparzyste i r\oowne} \\ 0, & \text{w innych przypadkach} \end{cases} \\
 & + \begin{cases} d/(A^{1/2}) - \delta/(2A), & \text{gdy } Z \text{ i } N \text{ s\aa nieparzyste} \\ 0.5 \delta/A, & \text{gdy } Z \text{ albo } N \text{ jest nieparzyste} \\ -d/(A^{1/2}) + \delta/(2A), & \text{gdy } Z \text{ i } N \text{ s\aa parzyste} \end{cases} \\
 & -a_{e1} Z^{2.39} \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

Wielkoŝci c_1 , c_4 s\aa zdefiniowane przez nast\epuj\aace zwi\azki:

$$c_1 = 0.6e^2 / r_0.$$

$$c_4 = c_1^{5/4} (3/2\pi)^{2/3}.$$

Protonowy czynnik postaci dany jest wzorem

$$\begin{aligned}
 f(k_f, r_p) = & -1/8 r_p^2 r_0^3 [145/48 - 327/2880 (k_f r_p)^2 + \\
 & + 1527/1209600 (k_f r_p)^4].
 \end{aligned}$$

Wzgl\edny nadmiar neutron\oow okreŝlony jest jako: $I = (N-Z)/(N+Z)$.

Wielkoŝc B_1 opisuje energi\ę powierzchniow\aa j\aadra i dana jest wzorem

$$B_1 = -A^{2/3} / (8\pi r_0^2 a^3)$$

$$\times \iint (|\vec{r}-\vec{r}'|/a-2) e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a} / |\vec{r}-\vec{r}'| d^3r d^3r'. \quad (2.2)$$

Parametr B_3 zaś, opisujący energię kulombowską, dany jest przez

$$B_3 = 15A^{-5/3} / (32\pi^2 r_0^5)$$

$$\times \iint 1/|\vec{r}-\vec{r}'| \{1 - (1 + 0.5|\vec{r}-\vec{r}'|/a_{den}) e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a_{den}}\} d^3r d^3r'. \quad (2.3)$$

Objaśnienie poszczególnych parametrów oraz ich wartości użyte w niniejszej pracy podane zostały w uzupełnieniu.

Innym często stosowanym modelem energii makroskopowej jest tzw. model kroplowy. Polega on na przybliżeniu energii jądra energią jednorodnie naładowanej elektrycznie kropli cieczy. Energia deformacji (jest to energia normowana tak, że dla kształtu kulistego wynosi zero) w tym modelu wyraża się wówczas wzorem [Mye67]

$$E_{LD} = a_s (1 - \kappa_s I^2) (1 - B_s) + 3/5 Z^2 e^2 / (r_0 A^{1/3}) (1 - B_c), \quad (2.4)$$

gdzie $a_s = 17.9439$, $\kappa_s = 1.7826$, $r_0 = 1.2249$, $e^2 = 1.4399$, a B_s jest stosunkiem powierzchni jądra do powierzchni kuli o tej samej objętości. Podobnie B_c jest stosunkiem energii kulombowskiej jądra do energii kulombowskiej kuli o tej samej objętości.

2.1.2. Energia mikroskopowa

2.1.2.1. Potencjał jednocząstkowy

W pierwszym przybliżeniu jądro można traktować jako zbiór nieoddziaływających ze sobą nukleonów, umieszczonych w pewnym średnim potencjale. Kilka faktów doświadczalnych określa w pewnym stopniu potencjał jednocząstkowy. Są to m. in.: poziomy jednocząstkowe jąder nieparzystych, liczby magiczne, spiny jąder nieparzystych, momenty magnetyczne itp. Na przykład, w celu uzyskania prawidłowych liczb magicznych, do potencjału należy dołączyć oddziaływanie spin-orbita.

Hamiltonian jednocząstkowy, w którym porusza się nukleon, ma postać

$$H = p^2/(2m) + V, \quad (2.5)$$

gdzie za potencjał przyjmuje się

$$V = V_1 - \lambda (\hbar/(2mc))^2 \frac{\alpha (\nabla V_1 \times p)}{\hbar} + V_c. \quad (2.6)$$

Tutaj V_1 jest potencjałem centralnym, człon drugi opisuje oddziaływanie spin-orbita, a człon trzeci

$$V_c = e\rho_c \int_V \frac{d^3r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad \rho_c = 3Ze/(4\pi R_0^3), \quad (2.7)$$

jest potencjałem kulombowskim, występującym przy obliczaniu poziomów energetycznych dla protonów. W zależności od tego jaki potencjał V_1 jest przyjęty do obliczeń, taką nazwę nosi cały potencjał średni. Najczęściej stosowanymi potencjałami centralnymi są: potencjał Woodsa-Saxona, potencjał generowany przez oddziaływanie Yukawy oraz potencjał Nilssona. W przypadku potencjału Woodsa-Saxona, V_1 ma postać

$$V_1(\vec{r}) = - \frac{V_0}{1 + \exp(\text{dist}(\vec{r}, S)/a)} \quad (2.8)$$

gdzie S jest powierzchnią jądra, natomiast $\text{dist}(\vec{r}, S)$ jest odległością punktu o współrzędnych \vec{r} od tej powierzchni, a a parametrem rozmycia potencjału. Jeżeli \vec{r} leży na zewnątrz powierzchni, to $\text{dist}(\vec{r}, S) > 0$, jeżeli wewnątrz, to $\text{dist}(\vec{r}, S) < 0$. W przypadku potencjału generowanego przez oddziaływanie Yukawy mamy (np. [Bol72]):

$$V_1(\vec{r}) = - \frac{V_0}{4\pi a_{\text{pot}}^3} \iiint \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a_{\text{pot}}}}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a_{\text{pot}}} d r'^3 \quad (2.9)$$

gdzie a_{pot} jest parametrem rozmycia potencjału a całkowanie odbywa się po objętości jądra atomowego V .

Potencjał Nilssona jest zmodyfikowanym potencjałem oscylatora harmonicznego (np. [Nil69]).

W niniejszej pracy używany jest potencjał Woods-Saxona.

2.1.2.2. Poprawka powłokowa

Energia makroskopowa, dyskutowana wcześniej, opisuje w zarysie energię jądra, nie opisując jednak efektów wynikających z jego powłokowej budowy. W celu uwzględnienia tych efektów wprowadzono do całkowitej energii tzw. poprawkę powłokową, określoną jako

$$\Delta E_{\text{powł}} = \sum_{\nu} e_{\nu} - \langle \sum_{\nu} e_{\nu} \rangle \quad (2.10)$$

gdzie e_{ν} są energiami jednocząstkowymi (wartościami własnymi) i $\langle \sum_{\nu} e_{\nu} \rangle$ jest energią jednocząstkową. Poprawka powłokowa

zdefiniowana w powyższy sposób została wprowadzona przez Strutinskiego [Str67] i jest najczęściej obecnie używana. Drugi człon prawej strony, $\bar{E} = \langle \sum_{\nu} e_{\nu} \rangle$, jest tzw. częścią gładką energii, obliczaną następująco

$$\bar{E} = 2 \int_{-\infty}^{\bar{\lambda}} e \bar{g}(e) de, \quad (2.11)$$

gdzie $\bar{g}(e)$ jest gładką częścią gęstości poziomów energetycznych. Poziom Fermiego $\bar{\lambda}$ otrzymujemy z równania określającego ilość cząstek

$$N = 2 \int_{-\infty}^{\bar{\lambda}} \bar{g}(e) de. \quad (2.12)$$

Z powyższego schematu widoczne jest, że kluczową rolę odgrywa gęstość poziomów jednocząstkowych $\bar{g}(e)$, która w podejściu Strutinskiego wyliczana jest w sposób opisany poniżej.

Dokładna gęstość poziomów ma postać

$$g(e) = \sum_{\nu} \delta(e - e_{\nu}), \quad (2.13)$$

gdzie δ jest funkcją Diraca. Rozwińmy tę funkcję na wielomiany ortogonalne Hermite'a. Wtedy, po uwzględnieniu pierwszych p (wolnozmiennych) wielomianów w rozwinięciu otrzymuje się gładko zmieniający się wkład do $g(e)$

$$\bar{g}(e) = 1/(\gamma\sqrt{\pi}) \sum_{\nu} e^{-u_{\nu}^2} \sum_{m=0}^{2p} c_m H_m(u_{\nu}), \quad (2.14)$$

gdzie $u_\nu = (e - e_\nu) / \gamma$, natomiast

$$c_m = \begin{cases} \frac{(-1)^{m/2}}{2^m (m/2)!} & \text{gdy } m \text{ parzyste} \\ 0 & \text{gdy } m \text{ nieparzyste.} \end{cases}$$

Powstaje pytanie w jaki sposób $\bar{g}(e)$ zależy od dwu parametrów γ i p . Parametry te dobiera się w ten sposób, by zmiany \bar{E} były jak najmniejsze przy zmianie γ i p . Liczne badania [Nil69, Bra73, Sob77] pozwalają stwierdzić, że zadowalający jest wybór: $\gamma = 1.2\hbar\omega_0$, $p = 3$.

2.1.2.3. Wkład oddziaływania "pairing" do poprawki powłokowej

Ważne znaczenie dla całkowitej energii ma poprawka pochodząca od oddziaływania resztkowego "pairing". Poprawkę tę określamy jako (np. [Nil69, Bol72])

$$\Delta E_{pc} = E_{pc} - \langle E_{pc} \rangle, \quad (2.15)$$

gdzie E_{pc} jest wkładem oddziaływania "pairing" do energii stanu podstawowego przy rzeczywistym (posiadającym strukturę powłokową) widmie jednocząstkowym, e_ν jądra a $\langle E_{pc} \rangle$ wkładem takim po uśrednieniu (wygładzeniu) tego widma. Mamy

$$E_{pc} = 2 \left(\sum_{\nu=1}^N (e_\nu v_\nu^2 - \sum_{\nu=1}^{N/2} e_\nu) - G \left(\sum_{\nu=1}^N v_\nu^4 - \sum_{\nu=1}^{N/2} 1 \right) - \Delta^2 / G, \quad (2.16)$$

gdzie $2v_\nu^2$ jest prawdopodobieństwem obsadzenia stanu $|\nu\rangle$ a Δ -przerwa energetyczna. Prawdopodobieństwo to wynosi

$$2v_\nu^2 = 1 - \frac{e_\nu - \lambda}{E_\nu}, \quad (2.17)$$

gdzie E_ν jest energią kwazicząstki

$$E_\nu = \sqrt{(e_\nu - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (2.18)$$

Przy wyprowadzeniu tych wzorów przyjęliśmy, że oddziaływanie "pairing" zachodzi między nukleonami tylko w stanach od najniższego do N-tego, gdzie N jest liczbą nukleonów (protonów lub neutronów). Poziom Fermiego λ oraz przerwę energetyczną Δ wyznacza się z równań:

$$N = \sum_{\nu=1}^N 2 v_\nu^2, \quad (2.19a)$$

$$2/G = \sum_{\nu=1}^N 1/E_\nu, \quad (2.19b)$$

gdzie G jest stałą natężenia sił pairing. Energię średnią $\langle E_{pc} \rangle$ można wyznaczyć kilkoma sposobami. W niniejszej pracy przyjmujemy sposób opisany w pracy [Bol72], a który sprowadza się do zastąpienia sumowania po stanach wokół poziomu Fermiego całkowaniem, co schematycznie można zapisać

$$\sum_{\nu} \longrightarrow \int_{\lambda - \bar{\epsilon}}^{\lambda + \bar{\epsilon}} \bar{g}(e) de,$$

gdzie $\bar{\epsilon}$ jest promieniem przedziału energii wokół poziomu Fermiego λ . Poziom λ wyznaczony jest ze wzoru

$$2 \int_{\lambda - \bar{\epsilon}}^{\lambda + \bar{\epsilon}} \bar{g}(e) de = N. \quad (2.20)$$

Najprostszym rozwiązaniem jest przyjęcie stałej gęstości poziomów, co odpowiada jednorodnemu rozkładowi poziomów energetycznych. Dostaje się wtedy

$$\langle E_{pc} \rangle = - 0.5 N^2 \left[\sqrt{1 + (4 \bar{g} \bar{\Delta} / N^2)} - 1 \right] / \bar{g} \quad (2.21)$$

$$+ 1/2 \bar{g} \bar{\Delta} G \operatorname{arctg}(N / 2 \bar{g} \bar{\Delta}),$$

$$2/G = \bar{g} \ln \left[\sqrt{(N / 2 \bar{g} \bar{\Delta})^2 + 1} + (N / 2 \bar{g} \bar{\Delta}) \right], \quad (2.22)$$

gdzie $\bar{g} = \bar{g}(\lambda)$, zaś G i $\bar{\Delta}$ związane są ostatnim równaniem. Powyższa wartość G używana była we wszystkich obliczeniach energii $\langle E_{pc} \rangle$, wzór (2.21). We wcześniejszych rachunkach stosowana była ona także przy rozwiązywaniu równań "pairing" (2.19) (np. [Ćwi89]). W późniejszych pracach, przy rozwiązywaniu tych równań stosowane było natężenie G dopasowane do różnicy mas jąder parzystych i nieparzystych [Pat89a].

3. PARAMETRY MASOWE JADRA ATOMOWEGO

W przybliżeniu klasycznym, energia kinetyczna ruchu kolektywnego opisywana jest wzorem

$$E_{kin} = 1/2 \sum_{m,n} B_{q_m q_n} \dot{q}_m \dot{q}_n \quad (3.1)$$

gdzie $\{q_1, q_2, \dots, q_N\}$ jest zbiorem współrzędnych określających deformację jądra. Współrzędne kolektywne w N-wymiarowej przestrzeni deformacji tworzą N-wymiarowy wektor $\{q_1, q_2, \dots, q_N\}$. Ponieważ energia kinetyczna jest skalarem, wielkość $B_{q_i q_j}$ transformuje się podczas obrotów w przestrzeni deformacji jak tensor drugiego rzędu. Przejście do nowych współrzędnych ma postać

$$B_{q'_i q'_j} = \sum_{m,n} B_{q_m q_n} \frac{\partial q_m}{\partial q'_i} \frac{\partial q_n}{\partial q'_j} \quad (3.2)$$

Przegląd parametrów masowych stosowanych w teorii rozszczepienia podany został w pracy [Sob79]. Parametry te opisywane są zwykle makroskopowo i mikroskopowo. Każdy z tych opisów szkicujemy poniżej.

3.1. Opis makroskopowy

Stosowany w praktycznych obliczeniach rozszczepienia makroskopowy opis parametru masowego jest opisem fenomenologicznym. Punktem wyjścia jego jest przybliżenie hydrodynamiczne, w którym jądro traktuje się jako ciecz idealna (tj. nieściśliwą i bezwirową) ograniczoną zadaną powierzchnią. By znaleźć energię kinetyczną ruchu takiego jądra (a więc i parametr

masowy), trzeba znaleźć pole prędkości cieczy w jego wnętrzu, przy zadanej składowej normalnej na jego powierzchni (zgadnienie Neumana). Dla prostych kształtów jądra, np. kształtu elipsoidalnego, zagadnienie to można rozwiązać analitycznie [Lam45]. Przy kształtach bardziej złożonych, rozwiązuje się je numerycznie. Wartości hydrodynamiczne parametru masowego okazują się jednak za małe, by opisać czy to drganie (np. [Kan76, Pom77]) czy rozszczepienie [Ran76] jądra. Stąd potrzeba modyfikacji jego, którą stanowi opis fenomenologiczny. W konstrukcji tego opisu istotne są dwa założenia. Jedno, to by parametr masowy spełniał naturalny warunek asymptotyczny. Mianowicie, by jako funkcja odległości między fragmentami rozszczepienia zmierzał do masy zredukowanej tych fragmentów, gdy zbliżamy się do konfiguracji ich rozdzielenia (tzn. rozerwania jądra). Drugie, to by był możliwie prosty, zawierał w zasadzie tylko jeden parametr swobodny (opisujący odstępstwo ruchu rzeczywistej materii jądrowej od ruchu cieczy idealnej). Uwzględnienie tych warunków prowadzi do wyrażenia [Ran73]

$$B_d^{\text{phen}}(d) = \mu + 17/15 \mu k \exp -((d-0.75R_0)/\delta), \quad (3.3)$$

gdzie d jest odległością między fragmentami rozszczepienia, μ masą zredukowaną fragmentów, a k parametrem swobodnym. Parametr δ opisujący szybkość zmierzania B^{phen} do μ , gdy d zmierza do wartości odpowiadającej rozdzieleniu fragmentów, przyjmowany jest jako: $\delta = R_0/2.452$ [Ran73, Ran76], gdzie R_0 jest promieniem jądra.

3.2. Opis mikroskopowy

W obliczeniach dynamicznych czasu życia ze względu na samorzutne rozszczepienie stosowany jest z reguły mikroskopowy parametr masowy (dokładnie): tensor masowy czy tensor inercji).

Najczęściej jest to parametr otrzymany metodą adiabatycznego, wymuszonego ruchu kolektywnego. Taki właśnie parametr stosowany jest także w niniejszej pracy. Ostatnio dyskutowany jest także parametr otrzymany metodą współrzędnej generującej [Sta89].

W przybliżeniu wymuszonego ruchu kolektywnego zakłada się, że zmiana w czasie deformacji (ruch kolektywny) jądra zadawana jest (wymuszana) z zewnątrz, i bada się reakcję (inercję) jądra na tę zmianę (ruch). Dodatkowe założenie adiabatyczności oznacza powolność tego ruchu w stosunku do ruchów jednocząstkowych w jądrze. Otrzymuje się wtedy na składowe tensora masowego wzór (np. [Bra72, Kan76, Pom77, Sob79])

$$B_{\alpha_i \alpha_j} = 2 \hbar^2 \sum_{k=0} \frac{\langle 0 | \frac{\partial}{\partial \alpha_i} |k\rangle \langle k | \frac{\partial}{\partial \alpha_j} |0\rangle}{\epsilon_k - \epsilon_0}, \quad (3.4)$$

gdzie $|k\rangle$ i $|0\rangle$ są odpowiednio kolektywnym stanem wzbudzonym i podstawowym w jądrze, zaś ϵ_k i ϵ_0 energiami tych stanów. Jeżeli w naszym opisie uwzględnimy, że nukleony oddziałują siłami "pairing", to wzór ten przybiera postać

$$B_{\alpha_i \alpha_j} = 2\hbar^2 \sum_{\nu \mu} \frac{\langle \nu | \frac{\partial H}{\partial \alpha_i} |k\rangle \langle k | \frac{\partial H}{\partial \alpha_j} | \nu \rangle}{E_\nu + E_\mu} (u_\nu v_\mu + u_\mu v_\nu)^2 + P_{ij}, \quad (3.5)$$

gdzie H jest hamiltonianem opisującym ruch jednocząstkowy, $|\nu\rangle$ i $|\mu\rangle$ są jego stanami własnymi a E_ν , wzór (2.18), jest energią kwazicząstki w stanie $|\nu\rangle$, przy czym e_ν jest energią cząstki w tym stanie, λ energią Fermiego, a 2Δ przerwa energetyczna. Wielkości u_ν i v_ν są parametrami wariacyjnymi funkcji Bardeena-Coopera-Schrieffera (BCS), gdyż właśnie w przybliżeniu

BCS uwzględnione jest tu oddziaływanie "pairing". Człon P_{ij} ma następującą postać

$$P_{ij} = (1/4)\hbar^2 \sum_{\nu} \frac{1}{E_{\nu}^5} (\Lambda_{\nu}^i \Lambda_{\nu}^j - \Delta (\Lambda_{\nu}^i r_{\nu\nu}^j + \Lambda_{\nu}^j r_{\nu\nu}^i)), \quad (3.6)$$

gdzie $\Lambda_{\nu}^i = \Delta \frac{\partial \lambda}{\partial \alpha_i} + \frac{e_{\nu}^{-\lambda}}{2\Delta} \frac{\partial \Delta^2}{\partial \alpha_i}$, $r_{\nu\nu}^i = \langle \nu | \frac{\partial H}{\partial \alpha_i} | \nu \rangle$,

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \alpha_i} = (ac_i + \Delta^2 b d_i) / D,$$

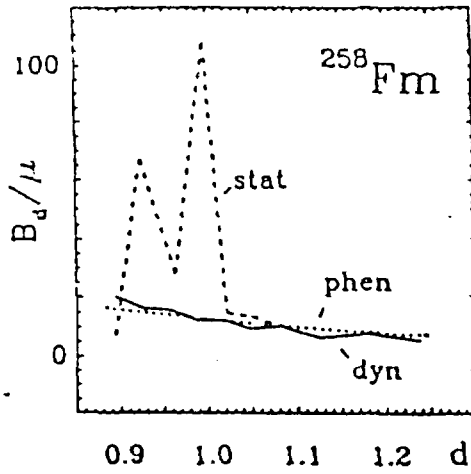
$$\frac{\partial \Delta^2}{\partial \alpha_i} = 2\Delta^2 (ad_i - bc_i) / D,$$

$$a = \sum_{\nu} \frac{e^{-\lambda}}{E_{\nu}^3}, \quad b = \sum_{\nu} \frac{1}{E_{\nu}^3}, \quad D = a^2 + \Delta^2 b^2,$$

$$c_i = \sum_{\nu} \frac{(e_{\nu}^{-\lambda}) r_{\nu\nu}^i}{E_{\nu}^3},$$

$$d_i = \sum_{\nu} \frac{r_{\nu\nu}^i}{E_{\nu}^3}.$$

Jako przykład, zilustrujemy wyniki otrzymane dla parametru masowego obliczonego mikroskopowo dla ^{258}Fm i porównajmy je z parametrem fenomenologicznym. Podaje to np. rys.3.1. Krzywa kropkowana przedstawia fenomenologiczny parametr masowy obliczony wzdłuż ścieżki statycznej, krzywa ciągła mikroskopowy parametr masowy obliczony wzdłuż dynamicznej ścieżki. Linia przerywana wykreślono mikroskopowy parametr masowy wzdłuż statycznej ścieżki na rozszczepienie. Parametr masowy podano w jednostkach masy zredukowanej fragmentów w funkcji odległości (liczonej w jednostkach R_0 promienia jądra) pomiędzy fragmentami.



Rys. 3.1. Efektywny parametr masowy dla ^{258}Fm .

Widać, że dynamiczny parametr mikroskopowy jest bliski parametrowi fenomenologicznemu.

4. CZAS ŻYCIA

Zarówno dla rozpadu α jak i samorzutnego rozszczepienia, czas życia rozpadającego się jądra można przedstawić w postaci

$$T = \ln 2 (n P)^{-1}, \quad (4.1)$$

gdzie n jest liczbą "uderzeń" jądra o barierę potencjału w jednostce czasu, a P prawdopodobieństwem przeniknięcia bariery przy każdym uderzeniu. W przybliżeniu kwaziklasycznym (WKB), w jakim zwykle oblicza się to prawdopodobieństwo, ma ono postać

$$P = [1 + \exp S]^{-1}, \quad (4.2)$$

gdzie S jest całką działania

$$S = 2/\hbar \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{2 B(s) [V(s) - E]} ds. \quad (4.3)$$

Tutaj s jest zmienną parametryzującą barierę (i charakteryzującą przebieg procesu), $B(s)$ charakteryzuje inercję jądra względem zmiany s , $V(s)$ opisuje przebieg bariery potencjalnej w funkcji s , a E jest energią jądra w stanie z którego się ono rozpada. Wartości s_1 i s_2 podają odpowiednio punkty wejścia i wyjścia z bariery.

4.1. Rozpad α

Stosowany zwykle prosty model jednocząstkowy rozpadu α (np. [Hyd64]) zakłada, że cząstka α jest już gotowa, uformowana w jądrze, przed jego opuszczeniem. Częstość n we wzorze (4.1) jest częstością "uderzeń" jej o barierę. Można obliczać ją jako

$$n = \bar{v}/(2 \bar{R}),$$

gdzie \bar{v} jest średnią prędkością cząstki wewnątrz jądra, a \bar{R} średnim promieniem tego jądra. Z reguły jednak wielkość tę traktuje się fenomenologicznie. Jako zmienną s we wzorze (4.3) przyjmuje się odległość r cząstki α od środka masy jądra końcowego. Wtedy parametr masowy B jest po prostu masa zredukowana cząstki α : m . Przy przyjmowanym zwykle w tym modelu prostokątnej jamie na potencjał jądrowy, bariera potencjalna wyznaczona jest przez potencjał kulombowski jaki odczuwa cząstka α , tzn.

$$V(r) = 2e^2(Z-2)/r, \quad (4.4)$$

gdzie Z jest liczbą atomową jądra początkowego. Punktem wejścia do bariery jest $r_1 = R_0$ (tj. promień jądra końcowego, które dla prostoty przyjmujemy tu za kuliste) a wyjście $r_2 = 2(Z-2)e^2/E$. Po obliczeniu całki działania (4.3) mamy

$$S = (2/\hbar) \sqrt{2m} R_0 \left\{ \frac{\arccos \sqrt{x}}{\sqrt{x}} - (1-x)^{1/2} \right\}, \quad (4.5)$$

$$\text{gdzie } x = \frac{E}{B} = \frac{E R_0}{2(Z-2)e^2}.$$

Ponieważ $2(Z-2)e^2/R_0$ jest wysokością bariery kulombowskiej dla cząstki α , to $E < 2(Z-2)e^2/R_0$ i widać, że $x < 1$. Zatem można rozwinąć powyższe wyrażenie w szereg Maclaurina. Wiodący wyraz wynosi

$$\begin{aligned} S^0 &= (2/\hbar) \sqrt{2mB} R_0 \pi/2 \sqrt{B/E} \\ &= (2\pi/\hbar) \sqrt{2m} (Z-2) e^2 / \sqrt{E}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Z (4.1) dostajemy zatem wzór

$$\log T_\alpha \approx (2\pi/\hbar) \sqrt{2m} (Z-2) e^2 / \sqrt{E} + B_Z. \quad (4.7)$$

który pokazuje spodziewaną zależność logarytmu T_α od energii E , która jest energią rozpadającego się układu, a więc energią kinetyczną jego po rozpadzie (w konfiguracji asymptotycznej w której energia potencjalna jest zerowa), a więc energią rozpadu Q_α

$$E = Q_\alpha. \quad (4.8)$$

Wzór powyższy jest podstawą fenomenologicznej formuły Violi i Seaborga [Vio66]

$$\log T_\alpha = A_Z E^{-1/2} + B_Z. \quad (4.9)$$

W formule tej, Viola i Seaborg przyjęli, że obie wielkości A_Z i B_Z są liniowymi funkcjami liczby atomowej rozpadającego się jądra Z . Dopasowanie współczynników tych funkcji do wartości T_α (wyrażonych w sekundach) i Q_α (wyrażonych w MeV), zmierzonych dla parzysto-parzystych jąder o $Z=84-98$, dało [Vio66]

$$A_Z = 2.11329 Z - 48.9879, \quad B_Z = -0.39004 Z - 16.9543. \quad (4.10)$$

4.2. Samorzutne rozszczepienie

Proces samorzutnego rozszczepienia jądra polega na jego deformowaniu się, od konfiguracji stanu podstawowego, aż do konfiguracji rozdzielenia się dwóch jego części (fragmentów rozszczepienia). Za liczbę uderzeń jądra o barierę n we wzorze (4.1) możemy uważać tu częstość drgań zerowych w rozszczepieniowym stopniu swobody. Całkę działania (4.3) można przepisać tutaj w postaci

$$S(L) = \frac{2}{\hbar} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{2 B_S(s) [V(s) - E]} ds, \quad (4.11)$$

gdzie L jest trajektoria w przestrzeni deformacji jądra, wzdłuż której zmierza ono do rozszczepienia, a s parametrem opisującym

położenie punktu na tej trajektorii. Trajektorja L znajdowana jest z warunku, by prawdopodobieństwo P przeniknięcia bariery (które jest funkcjonalem trajektorii L) było największe, a więc by ze wzoru (4.2)) działanie S było najmniejsze.

Stosowane są dwa opisy rozszczepienia: uproszczony, statyczny i ogólniejszy dynamiczny. W opisie statycznym trajektorja L określona jest jako ta, w każdym punkcie której energia potencjalna V jest najmniejsza, względem wszystkich dostępnych stopni swobody (parametrów deformacji). Parametr inercyjny $B_S(s)$ brany jest już wzdłuż tej trajektorii. W opisie dynamicznym, uziemienniany jest także ten parametr i trajektorja L ma dawać minimum pełnej całki działania S . Praktyczny sposób znajdowania trajektorii L w tym przypadku opracowany i opisany został w pracach [Bar79, Bar81]. Oparty on jest na ogólnej metodzie tzw. programowania dynamicznego [Bel65]. W niniejszej pracy sposób ten uogólniony został na większą liczbę wymiarów przestrzeni.

Jako parametry wariacyjne przy minimalizacji całki działania, w niniejszej pracy używane były parametry deformacji jądra. W literaturze rozważany był także przypadek, gdy do parametrów tych włączany był również parametr przerwy energetycznej Δ , opisujący efektywne oddziaływanie "pairing" [Mor74, Sta85, Sta89, Sta90].

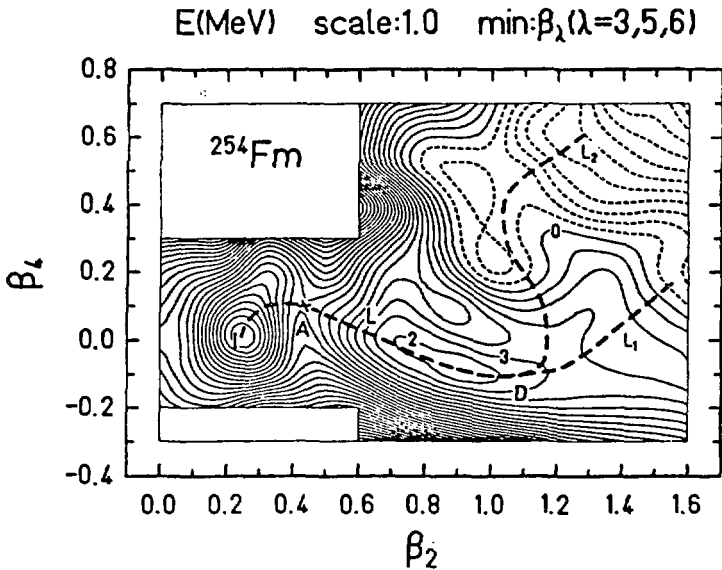
5. WYNIKI OBLICZEŃ I DYSKUSJA

5.1 Energia potencjalna

W bieżącym paragrafie zajmiemy się na przykładzie izotopów fermu analizą energii potencjalnej i wynikającymi stąd wnioskami [Cwi89]. Od dłuższego czasu wiadomo, że występują pewne osobliwości we właściwościach izotopów fermu. Jedną z nich jest bardzo szybki zanik asymetrycznego rozkładu produktów rozszczepienia wraz ze wzrostem liczby neutronów N [Hof84]. Inną osobliwością jest szybkie malenie czasów życia na spontaniczne rozszczepienie wraz ze wzrostem liczby neutronów N . Dla przykładu, czas życia maleje 11 rzędów wielkości przy przejściu od ^{254}Fm do ^{258}Fm . Inną jeszcze anomalią jest fakt, że średnia całkowita energia kinetyczna (TKE - Total Kinetic Energy) produktów rozpadu nie zgadza się z regularną systematyką (obserwowaną dla jąder lżejszych) gdy rozpatrujemy najcięższe izotopy fermu (w szczególności ^{258}Fm) i jest znacznie wyższa niż można by tego oczekiwać. Ponieważ TKE wynika z kulombowskiego odpychania pomiędzy fragmentami, mała energia kinetyczna powinna odpowiadać wydłużonym kształtom (WK), wysoka energia zaś zwartym kształtom (ZK) w punkcie rozerwania.

Jednoczesne występowanie obu rodzajów rozszczepienia dla jednego jądra sugeruje, że powinny istnieć dwie trajektorie, jedna z WK, druga z ZK w punkcie rozerwania. Szczegółowe studia energii potencjalnej dla izotopów fermu zostały ostatnio wykonane w pracy [Mö187]. W pracy tej przeanalizowano energie potencjalne dużej liczby jąder najcięższych ($Z=96-108$). Do opisu kształtu jądra używano tam dwu parametrów, przy czym rozważano tylko kształty odbiciowo symetryczne. W odróżnieniu od [Mö187], w niniejszej

pracy rozważono kształty jąder nie mające symetrii odbiciowej. Analizę przeprowadzono bowiem w pięciowymiarowej przestrzeni deformacji β_λ ($\lambda=2,3,4,5,6$), gdzie β_λ są współczynnikami przy harmonikach sferycznych w rozwinięciu promienia jądra. Do rachunków użyto potencjału Woodsa-Saxona a nie potencjału generowanego przez oddziaływanie Yukawy jak w pracy [Mö187]. Rodzi się zatem pytanie, czy analiza energii potencjalnej jest w stanie wyjaśnić opisane wcześniej anomalie. Przeanalizujemy w tym celu dwa jądra ^{254}Fm i ^{258}Fm . Metoda obliczania kolektywnej energii potencjalnej została

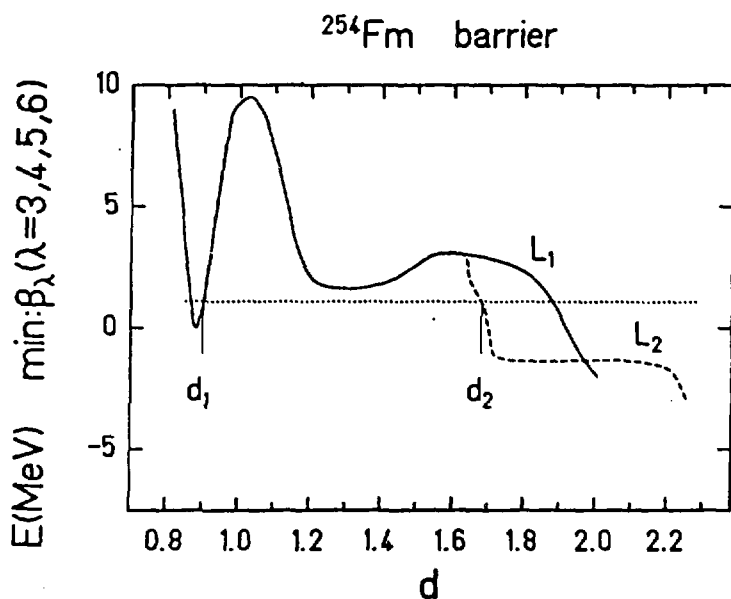


Rys. 5.1. Mapa energii potencjalnej E dla ^{254}Fm w funkcji parametrów deformacji β_2 i β_4 . Różnica energii pomiędzy sąsiednimi poziomami wynosi 1 MeV. Liczby na poziomkach oznaczają wartości energii (unormowane do zera w punkcie równowagi) [Ćwi89].

opisana w rozdz.2. Energia potencjalna jest analizowana w pięciowymiarowej przestrzeni deformacji β_λ , przy czym każda zmienna traktowana jest jako zmienna niezależna przy ustalonej

deformacji (β_2, β_4) minimalizowano energię w pozostałych zmiennych. W tym celu wykorzystano procedurę do znajdowania minimum funkcji wielu zmiennych.

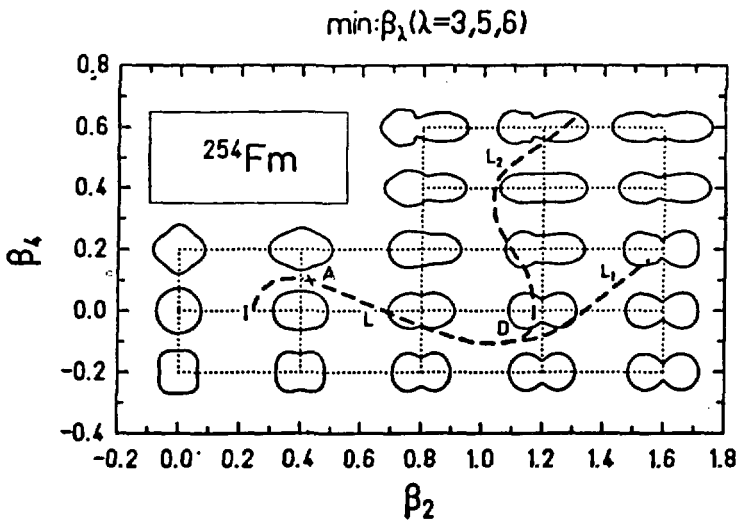
Rysunek 5.1 pokazuje energię potencjalną dla ^{254}Fm . Punkt I jest punktem równowagi. Krzywa L jest ścieżką statyczną dla rozszczepienia. Krzywa ta, startując z punktu I przechodzi przez punkt siodłowy A, przez drugie minimum i rozszczepia się na dwie trajektorie w punkcie D: trajektorię L_1 oraz L_2 . Trajektorja L_1 przechodzi przez dolinę, która odpowiada zwartym kształtom (co widać na rysunku 5.3) natomiast trajektorja L_2 odpowiada kształtom wydłużonym.



Rys. 5.2. Bariery na rozszczepienie wzdłuż trajektorii L_1 i L_2 [Ćwi89].

Bariery otrzymane dla trajektorii L_1 i L_2 zostały przedstawione na rys. 5.2. Zostały one narysowane w funkcji $d=r/R_0$, gdzie r jest odległością pomiędzy środkami masy dwu fragmentów, a R_0

promieniem jądra. Widać, że obie bariery L_1 i L_2 mają dwa garby, przy czym bariera L_2 jest znacznie krótsza niż L_1 . Oznacza to, że bardziej prawdopodobnym jest proces rozszczepienia wzdłuż trajektorii L_2 niż L_1 . Jednakże, jak wspomniałem wyżej, trajektoria L_2 prowadzi do kształtów wydłużonych w punkcie rozerwania, co w efekcie prowadzi do niskiej energii kinetycznej.

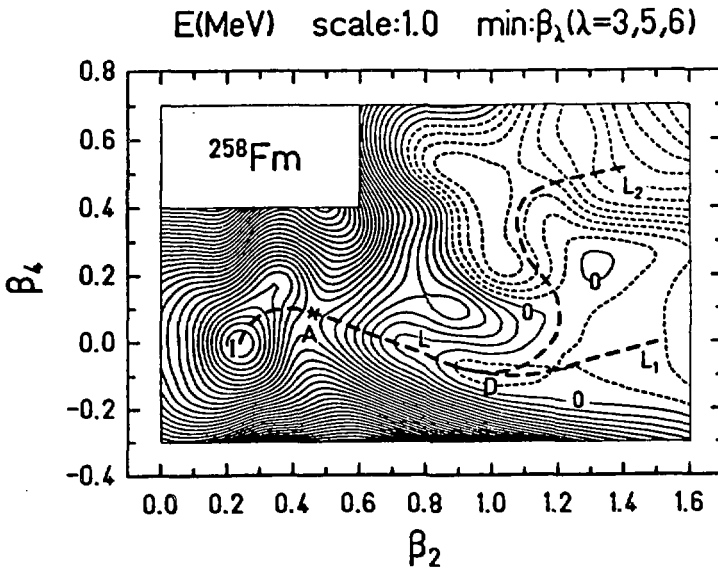


Rys. 5.3. Kształty jądra ^{254}Fm , odpowiadające energiom przedstawionym na rys.5.1 [Ćwi89].

Na rysunku 5.3 zostały zilustrowane, we współrzędnych (β_2, β_4) , kształty jądra ^{254}Fm odpowiadające deformacjom $\beta_\lambda = 3, 5, 6$, przy których energia ma minimum. Należy podkreślić, że trajektoria L_2 prowadzi do kształtów asymetrycznych.

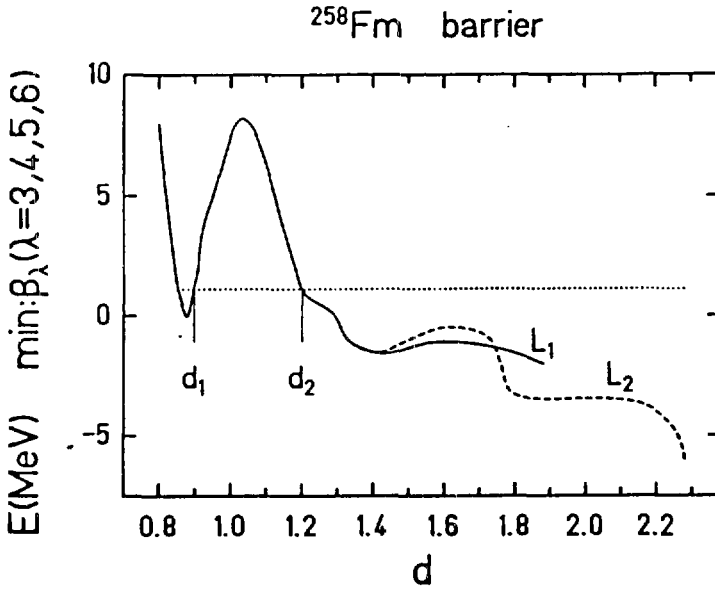
Energia potencjalna dla ^{258}Fm została przedstawiona na rys. 5.4. Widoczne jest, że druga bariera tutaj nie występuje. Szczególnie dobrze widać to na rys. 5.5. Wyjaśnia to fakt, że czas życia na rozszczepienie jest dużo krótszy dla ^{258}Fm niż dla

izotopu ^{254}Fm . Ilościowe wyniki zostaną podane w następnym podrozdziale. Ważnym czynnikiem jest fakt, że punkt D, gdzie trajektorie rozszczepiają się na dwie, leży już po wyjściu z bariery. Oznacza to, że czas połowicznego rozpadu jest taki sam dla obu trajektorii. Widoczne jest, że w punkcie D energia potencjalna jest dość płaska. O tym, którą trajektorię wybierze jądro, decydują subtelne efekty dynamiki. Oznacza to, że sposób w jaki jądro atomowe się rozpadnie wyznaczony jest już po wyjściu z bariery a nie pod bariera, jak to uważano wcześniej [Mö187].

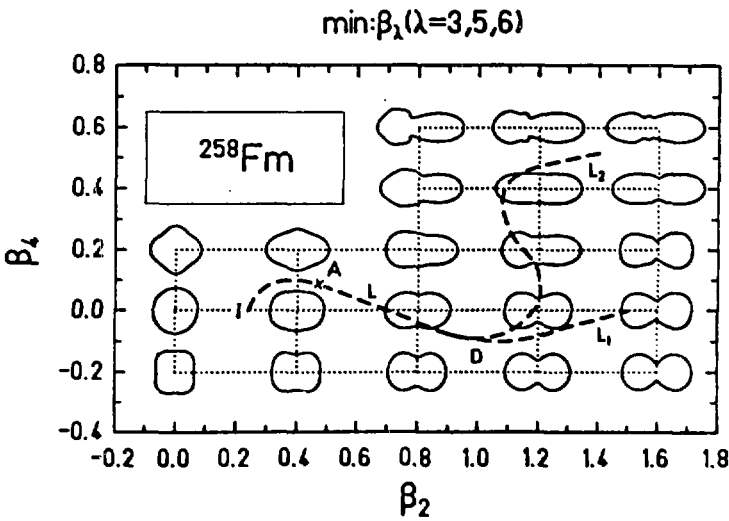


Rys. 5.4. Podobnie jak na rys.5.1, z tym, że dla jądra ^{258}Fm [Ćwi89].

Rysunek 5.6 pokazuje kształty dla ^{258}Fm . Można zobaczyć, że kształty jakie występują wzdłuż trajektorii L_1 są kształtami odbiciowo symetrycznymi i są jeszcze bardziej zwarte niż w przypadku jądra ^{254}Fm (por. rys. 5.3). Kształty odpowiadające trajektorii L_2 są znacznie bardziej wydłużone niż kształty



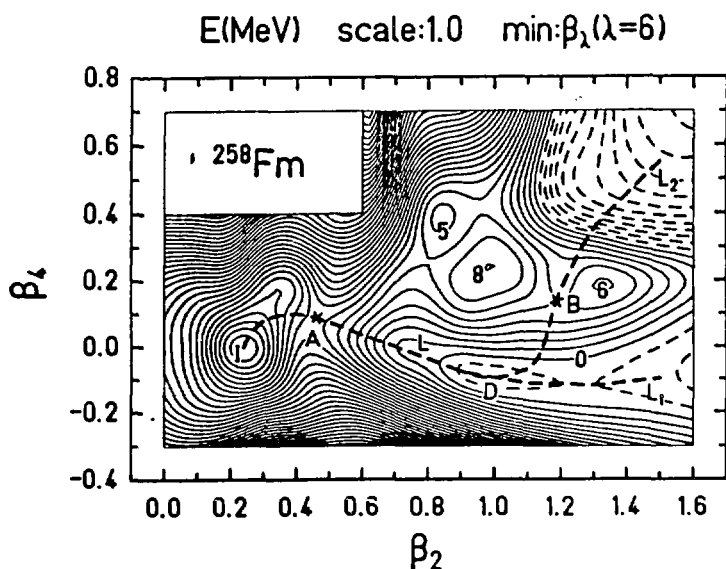
Rys. 5.5. Bariery na rozszczepienie wzdłuż trajektorii L_1 i L_2 podanych na rys.5.4 [Ćwi89].



Rys. 5.6. Kształty dla jądra ^{258}Fm , odpowiadające energiom na rys. 5.4 [Ćwi89].

odpowiadające L_1 oraz bliższe odbiciowej symetrii, niż odpowiednie (wydłużone) kształty jądra ^{254}Fm . Oba te ostatnie fakty są zgodne z eksperymentem [Hul86].

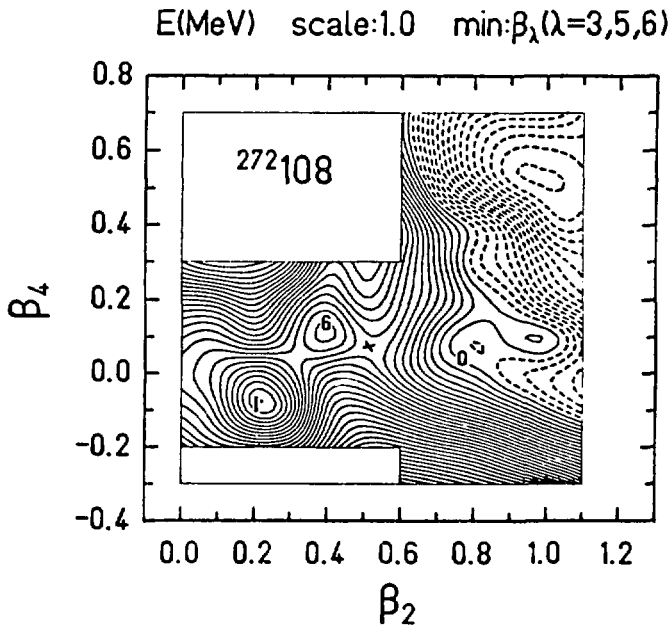
Należy podkreślić ważną rolę jaką grają nieparzyste stopnie swobody w opisie energii potencjalnej wspomnianych jąder, pominięte w pracy [Mei87]. Rys. 5.7 pokazuje energię potencjalną dla ^{258}Fm , obliczoną bez nieparzystych stopni swobody. Tutaj trajektoria L_2 (zmierająca do doliny kształtów wydłużonych) musi pokonać wysoką (na ok. 6 MeV) dodatkową barierę w stosunku do trajektorii L_1 . Zatem rozszczepienie ze znacznie większym



Rys. 5.7. Mapa energii potencjalnej E dla ^{258}Fm w przypadku kiedy rozważane są kształty odbiciowo symetryczne [Ćwi89].

prawdopodobieństwem wybierze trajektorię L_1 . Nie jest to w zgodzie z danymi doświadczalnymi, gdzie obserwuje się oba rodzaje rozszczepienia ^{258}Fm . Dopiero włączenie nieparzystych deformacji ($\lambda=3,5$) do analizy energii potencjalnej usuwa tę rozbieżność. Wynik ten skłonił autorów pracy [Mei87] do uwzględnienia stopnia

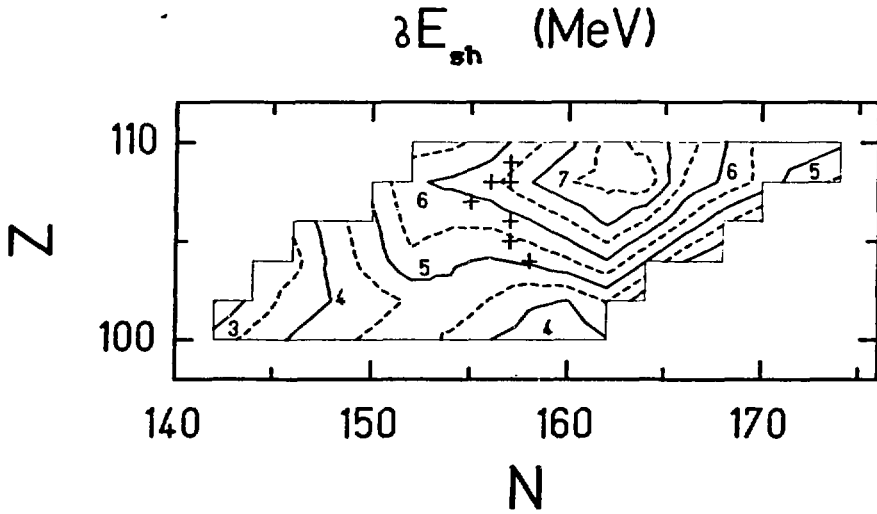
swobody odbiciowej asymetrii w następnjej ich analizie [Mö189].
Na zakończenie tego podrozdziału przeanalizujemy energię potencjalną dla bardzo ciężkiego jądra $^{272}_{108}$. Przedstawiona jest ona na rys. 5.8. Widoczne jest spore podobieństwo przebiegu tej energii do przebiegu energii jądra $^{258}_{\text{Fm}}$ (rys. 5.4). Możliwe więc jest, że także dla tak ciężkiego jądra jak jądro $^{272}_{108}$ występują dwa mody rozszczepienia, choć być może mniej różniące się od siebie niż w przypadku jądra $^{258}_{\text{Fm}}$.



Rys.5.8. Podobnie jak na rys. 5.1 tylko dla jądra bardziej ciężkiego: $^{272}_{108}$ [Ćwi89].

5.2 Czas życia ze względu na rozpad α

W niniejszym paragrafie przedstawimy wyniki dla czasu życia na rozpad α . Otrzymane one zostały w pracy [Bön86]. Obliczono je ze wzoru (4.9) ze stałymi fenomenologicznymi (4.10). Energia rozpadu α , Q_α , wyliczana została z mas jąder: początkowego i końcowego, które to masy obliczono metodą makroskopowo-mikroskopową w pracy [Ćwi83]. Obliczenia wykonane zostały dla jąder parzysto-parzystych o liczbie atomowej $Z=100-110$.



Rys. 5.9. Mapa poprawki powłokowej δE_{sh} , obliczonej w funkcji liczby protonowej Z i neutronowej N dla $Z=100-110$. Liczby przy ciągłych poziomicach podają wartości energii w MeV. Linie przerywane leżą w połowie wartości pomiędzy liniami ciągłymi. Położenia najcięższych jąder ($A \geq 262$) zaznaczone są krzyżykami [Bön86].

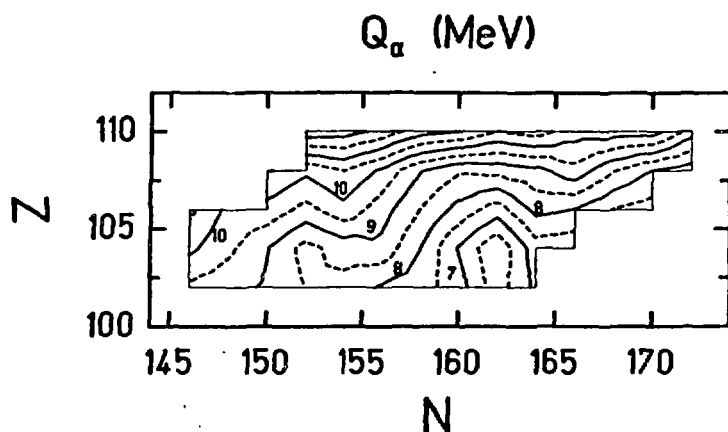
Rys. 5.9 przedstawia mapę poprawki powłokowej δE_{sh} do energii stanu podstawowego jądra, tzn. różnicy

$$\delta E_{sh} = \tilde{E}(0,0) - E(\beta_2^0, \beta_4^0), \quad (5.1)$$

gdzie $\tilde{E}(0,0)$ jest energią makroskopową jądra w stanie równowagi

(który w modelu makroskopowym ma kształt kulisty), a $E(\beta_2, \beta_4)$ jest całkowitą energią jądra także w stanie równowagi, który na ogół ma deformację (β_2^0, β_4^0) różną od zera (tutaj analizowana w przestrzeni dwuwymiarowej (β_2, β_4)). Na mapie widoczne jest stosunkowo wysokie "wzgórze" (ok. 8 MeV) w okolicach $Z=108-110$ oraz $N=162-164$. Odpowiada to zamknięciu nowej powłoki w neutronach przy $N=162-164$, co zostało przewidziane w rachunkach [Ćwi83]. Dokładniejsza analiza mapy pokazuje, że w okolicy $Z=100$, $N=152$ istnieje również niewielkie wzniesienie o wysokości nieco poniżej 5 MeV odpowiadające znanej eksperymentalnie zdeformowanej powłocie przy $N=152$. Widać, że najcięższe jądra dotychczas zsyntetyzowane leżą w pewnej jeszcze odległości od maksimum poprawki powłokowej.

Mapa energii rozpadu alfa Q_α podana jest na rys. 5.10.

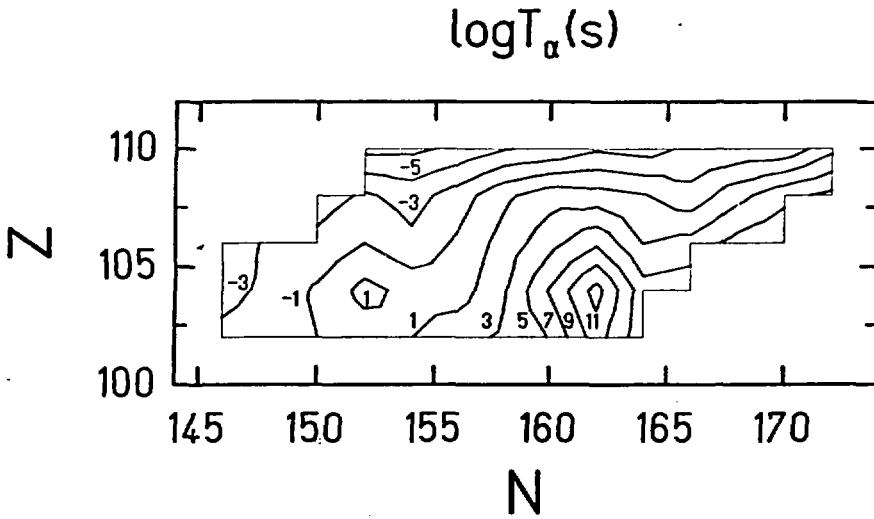


Rys. 5.10. Podobnie jak na rys. 5.9, lecz dla energii rozpadu alfa Q_α [Bön86].

Widać, że wraz ze wzrostem Z następuje systematyczny wzrost Q_α . Cechą szczególną jest lokalne minimum przy wypełnionej zdeformowanej powłocie neutronowej $N=162$ i przy $Z=102-104$. Widoczne jest także płytkie minimum przy $N=152$ ($Z=104$) co obserwuje się doświadczalnie.

Na rys. 5.11 przedstawiono mapę logarytmu granicy życia $T_{1/2}$.

obliczonych z formuł (4.9) i (4.10). Ponieważ T_α jest dość prostą funkcją Q_α , rysunek ten jest dość bezpośrednią konsekwencją rys. 5.10. W szczególności, maksimum czasu życia zostało otrzymane dla $N=162$ ($Z=102-104$) oraz (mniejsze) lokalne maksimum dla $N=152$ ($Z=104$).



Rys. 5.11. Podobnie jak na rys. 5.9 lecz dla czasów połowicznego rozpadu T_α obliczonych dla $Z=102-110$ [Bön86].

5.3. Czas życia ze względu na samorzutne rozszczepienie

W niniejszym paragrafie przedstawimy wyniki otrzymane dla czasu życia na samorzutne rozszczepienie, zarówno przy statycznym jak i dynamicznym opisie tego rozszczepienia.

5.3.1. Opis statyczny

Jak wspomniano powyżej (par. 4.2), opis statyczny polega na przyjęciu, że rozszczepienie następuje wzdłuż trajektorii o najmniejszej energii potencjalnej. W niniejszym paragrafie przedstawimy wyniki na czas życia ze względu na samorzutne

rozszczeplenie T_{sf} , otrzymane przy takim właśnie opisie. Uzyskane one zostały w pracy [Bön86].

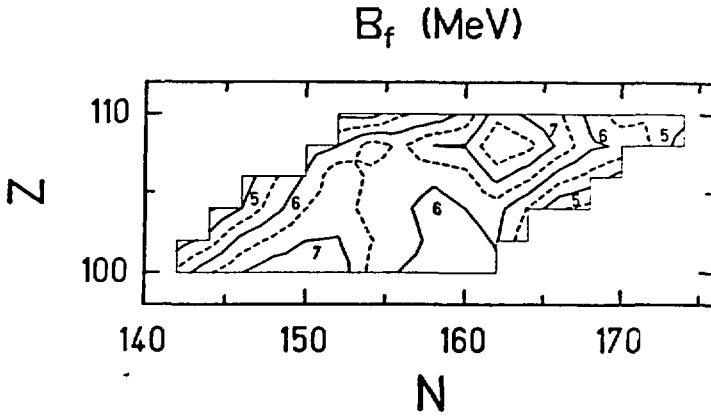
Obliczono tam T_{sf} dla parzysto-parzystych jąder o $Z=104-110$. Jako energię potencjalną wykorzystano energię policzoną w pracy [Ćwi83], gdzie podane są szczegóły oraz wyniki jej obliczeń. Otrzymana ona została metodą makroskopowo-mikroskopową. Część makroskopową wyliczono z modelu kroplowego z parametrami z pracy [Mye67], a część mikroskopową otrzymano metodą Strutinskiego, przy użyciu potencjału Woodsa-Saxona. Energia analizowana była w trójwymiarowej przestrzeni deformacji $(\beta_2, \beta_4, \gamma)$, gdzie γ jest parametrem deformacji nieosiowej. Parametr inercyjny B wzięty został w omawianej pracy [Bön86] w postaci fenomenologicznej, zgodnie ze wzorem (3.3). Energia drgań zerowych w rozszczepieniowym stopniu swobody wyznaczająca częstość n we wzorze (4.1) przyjęta była, jak w większości dotychczasowych prac o T_{sf} (np. [Ran76, Bar81]), jako $E_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 = 0.5 \text{ MeV}$.

Na rys. 5.12 przedstawiona jest mapa wysokości barier na rozszczepienie. Wysokość bariery jest zdefiniowana jako różnica pomiędzy maksymalną (w punkcie siodłowym) a minimalną (w stanie równowagi) wartością energii jądra, pomniejszoną o energię drgań zerowych E_0 , tzn.

$$B_f = E(\beta_2^S, \beta_4^S, \gamma^S) - E(\beta_2^0, \beta_4^0, 0) - E_0, \quad (5.2)$$

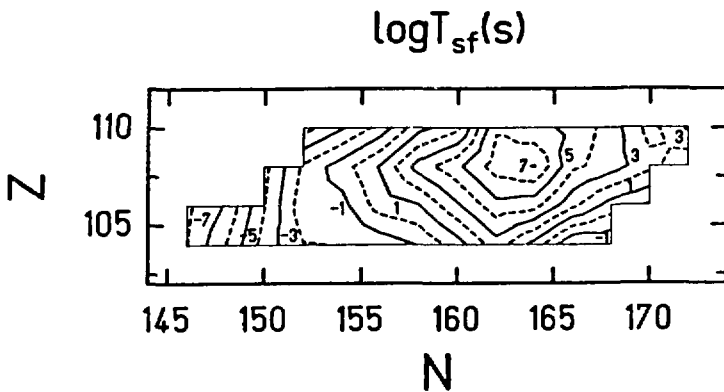
gdzie $\beta_2^S, \beta_4^S, \gamma^S$, są deformacjami jądra w punkcie siodłowym. Wartość γ^S dla niektórych jąder jest dość znaczna i wynosi ponad dwadzieścia stopni. Powoduje ona znaczne obniżenie wysokości bariery, do (2.5-3.0) MeV [Ćwi83]. Porównując rys. 5.9 z 5.12 można przekonać się, że dla cięższych pierwiastków ($Z=100-104$), wysokości B_f są większe niż dla cięższych ($Z=104-110$). Wynika to z faktu, że

tylko część wysokości bariery pochodzi z poprawki powłokowej.



Rys. 5.12. Podobnie jak na rys. 5.9, lecz dla wysokości barier na rozszczepienie B_f [Bön86].

Oznacza to, że czasy te pochodzą głównie od efektów powłokowych.



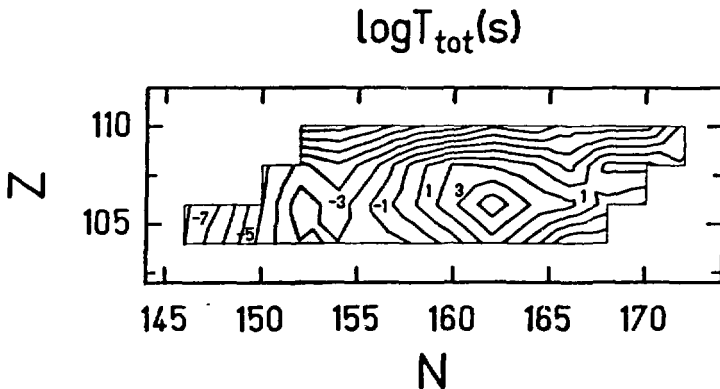
Rys. 5.13. Mapa logarytmu czasów połowicznego rozpadu na spontaniczne rozszczepienie T_{sf} (w sekundach) dla pierwiastków $Z=104-110$ [Bön86].

Reszta nie bierze się z gładkiej części energii, tzn. energii kropli cieczy. Dla cięższych pierwiastków, $Z \geq 106$, wysokość bariery

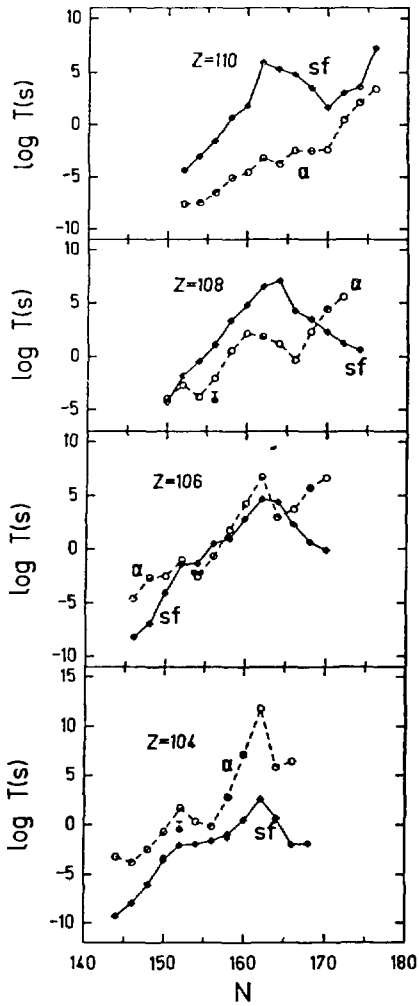
dla kropli cieczy jest w przybliżeniu równa zero, tak więc wysokość bariery pochodzi prawie wyłącznie z efektów powłokowych, co będzie dyskutowane jeszcze poniżej.

Na rysunku 5.13 podane zostały wartości $\log(T_{sf}(s))$ obliczone w sposób opisany powyżej. Widać, że największa wartość czasu życia występuje dla $Z=108$ oraz $N=164$ i jest rzędu jednego roku. Warto zauważyć, że mapa T_{sf} jest bardzo podobna do mapy δE_{sh} (rys.5.9), szczególnie dla pierwiastków najcięższych, o $Z \geq 106$.

Aby zorientować się w całkowitym czasie życia T_{tot} rozważanych jąder, czas ten przedstawiono na rys. 5.14. Podany on jest tutaj jako równy mniejszej wartości z dwu liczb: $\log T_{\alpha}(s)$ i $\log T_{sf}(s)$. Największą wartość (rzędu 3 godzin) otrzymano przy $N=162$ ($Z=106$). Lokalne maksimum (rzędu $10^{-2}s$) występuje także przy $N=152$ ($Z=104-106$). Przy obliczaniu całkowitego czasu życia nie brano pod uwagę czasów życia ze względu na rozpad β oraz wychwyty elektronu. Opierając się częściowo na danych eksperymentalnych, częściowo zaś na przeprowadzonych obliczeniach [Mö86] wydaje się, że nie zmieniają one całkowitych czasów życia dla rozważanych tu jąder, które nie są zbyt oddalone od ścieżki stabilności β .



Rys. 5.14. Podobnie jak na rys. 5.11, lecz dla całkowitych czasów życia jądra, które może rozpaść się przez emisję cząstki α lub rozszczepienie [Bön86].



Rysunki 5.11 i 5.13 dają dosyć ogólną informację o czasach życia rozważanych jąder. Aby dokładniej zilustrować otrzymane zależności, porównać T_{α} z T_{sf} oraz porównać wyniki teoretyczne z doświadczeniem, oba te czasy zostały wykreślone razem dla poszczególnych pierwiastków na rys. 5.15. Na rysunku tym widać, że dla $Z=104$ obliczone T_{sf} są mniejsze od T_{α} . Jednak już dla $Z=106$ oba wyliczone czasy są porównywalne ze sobą, co zgadza się także z (nielicznymi na razie) obserwacjami doświadczalnymi. Dla $Z=108$ i 110 , obliczenia przewidują, że T_{α} będzie na ogół mniejsze od T_{sf} . Jest to wynik ważny dla projektowanych w tym zakresie eksperymentów.

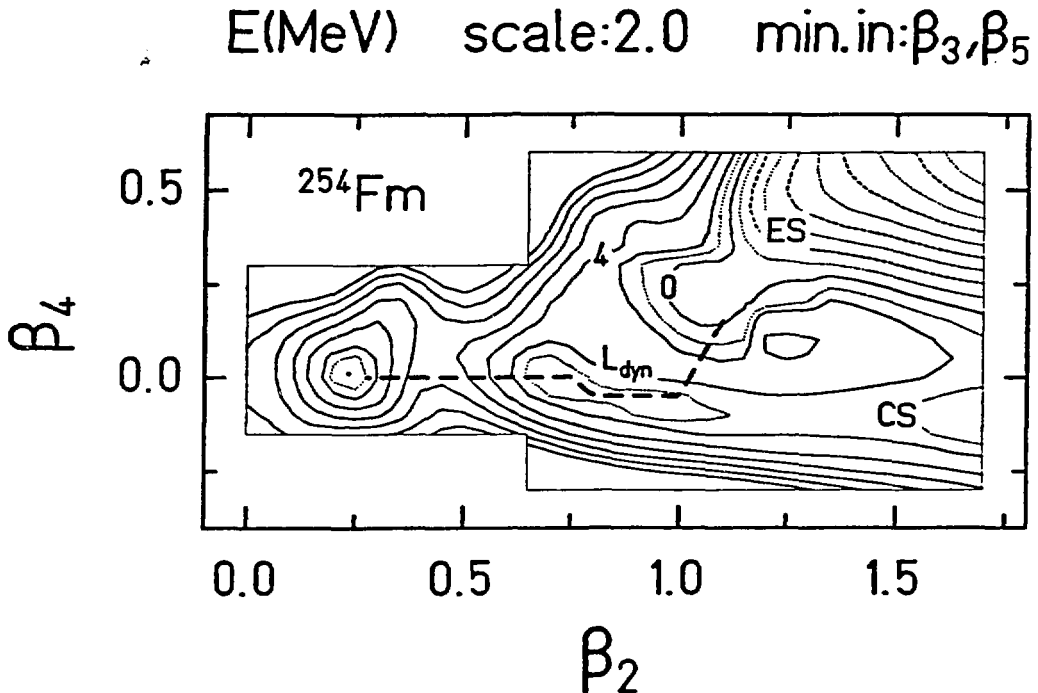
Rys. 5.15. Logarytm czasów życia ze względu na spontaniczne rozszczepienie (sf - spontaneous fission) oraz ze względu na rozpad alfa (α) obliczonych jako funkcje liczby neutronów N dla $Z=104, 106, 108, 110$ [Bön86].

Zgodność obliczonych T_{sf} z eksperymentem jest dla $Z=104$ i 106 dobra. Zgodność co do wartości bezwzględnej jest w sporej mierze narzucona przez dopasowanie jednego swobodnego parametru k w parametrze masowym (wzór (3.3)) tak, by czas teoretyczny był zgodny z doświadczalnym dla jądra $^{256}_{104}$ (dopasowanie to daje:

$k=14.1$, która to wartość została dalej użyta w obliczeniach T_{sf} dla pozostałych jader). Zgodność otrzymanej systematyki jest już jednak pozytywnym wynikiem. Zgodność otrzymana dla T_{α} wydaje się także zadawalająca.

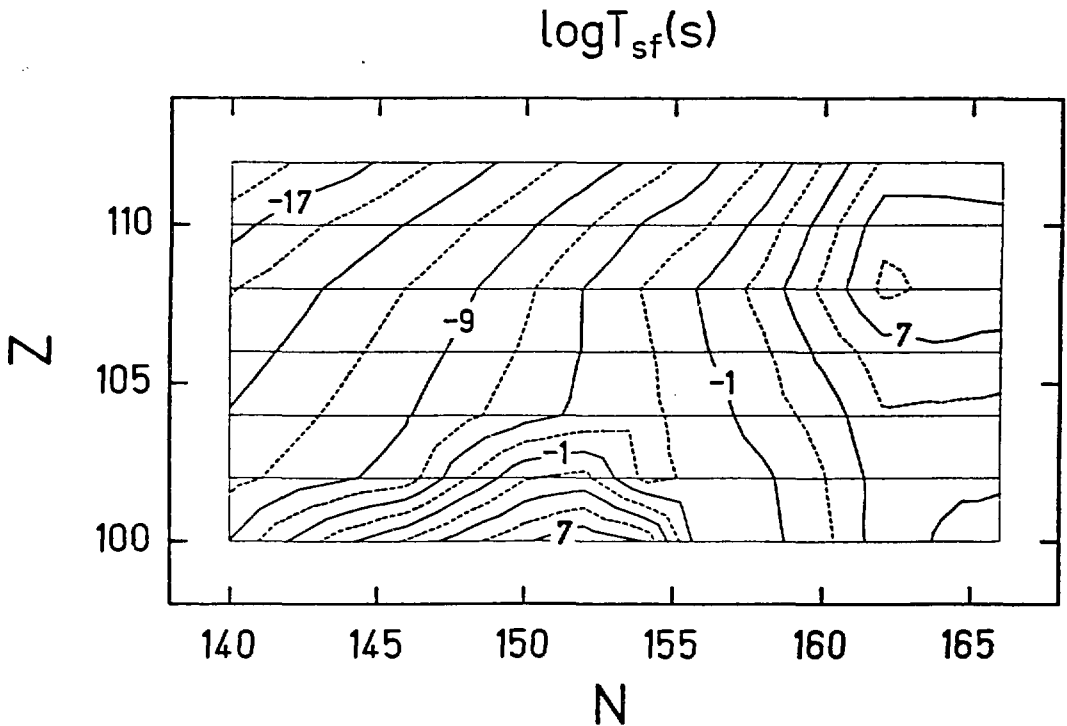
5.3.2. Opis dynamiczny

Obecnie zajmujemy się analiza czasów życia na rozszczepienie obliczonych dynamicznie, tzn. gdy przy minimalizacji działania uwzględnione są także parametry masowe, jak omówiono to w paragrafie (4.2). Obliczenia przeprowadzone zostały z mikroskopowymi parametrami masowymi dla jader parzysto-parzystych o $Z=100-112$ i $N=140-166$ [Pat89a, Pat89b, Pat89c]. Energia potencjalna i parametry masowe analizowane były w czterowymiarowej przestrzeni deformacji $\{\beta_{\lambda}\}$, $\lambda=2,3,4,5$.



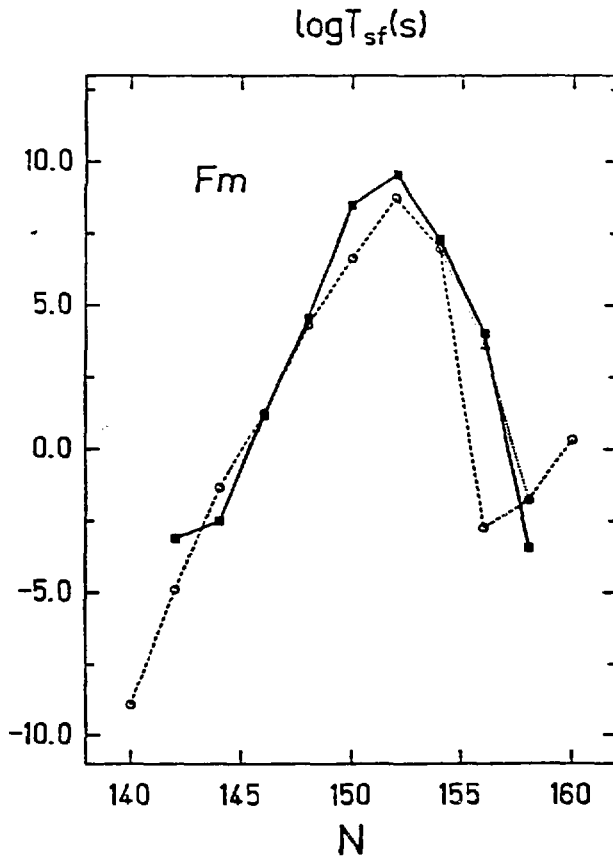
Rys. 5.16. Energia potencjalna dla jadra ^{254}Fm [Pat89a].

Rysunek 5.16 pokazuje przykład energii potencjalnej dla jądra ^{254}Fm . Widać na nim dwie doliny, jedną odpowiadającą kształtom wydłużonym, drugą odpowiadającą zwartym kształtom. W par. 5.1 zostało to przedyskutowane dokładnie. Ścieżka zaznaczona linią przerywaną na rys. 5.16 jest ścieżką dynamiczną, co oznacza, że działanie L_{dyn} wzdłuż owej drogi jest najmniejsze. Ścieżka owa rozpoczyna się w pobliżu pierwszego minimum (przy deformacji $\beta_2=0.25$), przechodzi przez pierwszy garb, a następnie przechodzi przez drugi garb wpadając do doliny o kształtach wydłużonych.



Rys.5.17. Mapa logarytmów czasów życia na spontaniczne rozszczepienie (w sekundach). Różnica wartości pomiędzy ciągłymi i liniami przerywanymi wynosi 4. Linie przerywane odpowiadają połowie tej wartości i daty 1961.

Należy podkreślić, że ruch przy przechodzeniu drugiego garbu odbywa się głównie w kierunkach β_3, β_5 , co oznacza że działanie L_{dyn} swój wkład zawdzięcza powyższym kierunkom. Ścieżka dynamiczna jest na ogół linią prostą lub łamaną.



Rys.5.18. Porównanie doświadczalnych (ciągła linia) i teoretycznych (linia przerywana) wartości $\log(T_{sf})$ dla izotopów fermu. Wartość $\log(T_{sf})$ dla ^{256}Fm zaznaczona trójkątem została otrzymana gdy sztucznie zażądano, by wyjście z bariery leżało w dolinie deformacji opisującej kształty wydłużone [Pat89a].

Na rysunku 5.17 zostały pokazywane czasy życia na spontaniczne

rozszerzenie dla badanego obszaru jader. Widać, że największe czasy życia otrzymane zostały dla jądra ^{252}Fm oraz jader położonych wokół nuklidu $^{272}_{108}$.

Interesującą zmianę systematyki można zaobserwować przy przechodzeniu od pierwiastka $Z=102$ do $Z=104$. Dla izotopów pierwiastka o $Z=104$ jak i dla izotopów o większym Z przewidywany jest ciągły wzrost czasów życia wraz ze wzrostem liczby neutronów (w rozważanym zakresie N). Wzrost ów jest już częściowo widoczny w doświadczalnych czasach życia izotopów pierwiastka o $Z=104$ [Som85]. Dla $Z=102$, a także izotopów Fm , (rys. 5.18) otrzymujemy, po pierwszym wzroście i następnie maleniu, ponowny wzrost czasów życia wraz ze wzrostem liczby neutronów N , gdy $N \geq 156-158$. Ostatni pomiar czasu życia dla jądra $^{262}_{102}$ [Hul89] zdaje się wskazywać na poprawność tego przewidywania.

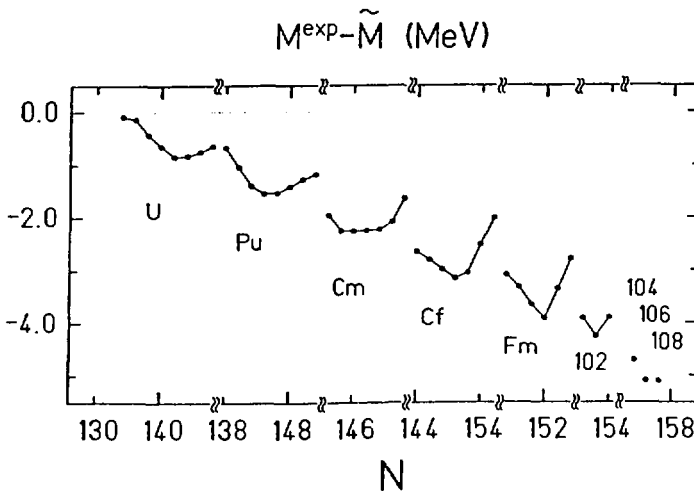
Omawiając relację wyników obliczeń statycznych i dynamicznych T_{sf} , należy powiedzieć, że obliczenia statyczne są przybliżeniem prostszym, koncentrującym się głównie na możliwie dokładnym uwzględnieniu struktury energii potencjalnej jako funkcji deformacji. Dla parametru masowego przyjmuje się tu bardzo grubą, uśrednioną strukturę. Są one zwykle wstępem do bardziej zasadniczych i bardziej mikroskopowych obliczeń dynamicznych. Głównym celem przedstawionych powyżej obliczeń statycznych było sprawdzenie efektu stosowania energii potencjalnej obliczonej z użyciem potencjału jednocząstkowego Woodsa-Saxona oraz przy traktowaniu deformacji kwadrupolowej β_2 i heksadekapolowej β_4 jako zmiennych niezależnych. W poprzedniej, obszernej analizie statycznej czasów T_{sf} [Ran76] stosowany był bowiem potencjał Nilssona, a deformacja kwadrupolowa i heksadekapolowa nie były zmiennymi niezależnymi. Okazało się, że obie te modyfikacje prowadzą do znacznej zmiany czasów T_{sf} , w kierunku podwyższenia

tych czasów dla jąder najcięższych. Pozwoliło to na lepsze odtworzenie dotychczas znanych T_{sf} i przewidzenie możliwości obserwacji jąder jeszcze cięższych. Ze względów numerycznych, obliczenia wykonane zostały tylko dla jąder najcięższych ($Z \geq 104$).

Głównym celem analizy dynamicznej, przedstawionej powyżej, było sprawdzenie, czy stosując przestrzeń wielo- (cztero-) wymiarową można odtworzyć gwałtowny spadek T_{sf} ze wzrostem liczby neutronów w zakresie $N \approx 154-158$, w takich pierwiastkach jak Fm czy No. W poprzednich, dwuwymiarowych obliczeniach dynamicznych [Bar81] występowała tu duża rozbieżność z eksperymentem. Obecne rezultaty są wyraźnie lepsze, choć wskazują jednocześnie na ogromną czułość wyników na stosunkowo drobne nawet efekty. Toteż dla pełniejszych wniosków istotne będzie rozszerzenie obliczeń także na pierwiastki lżejsze ($Z < 100$).

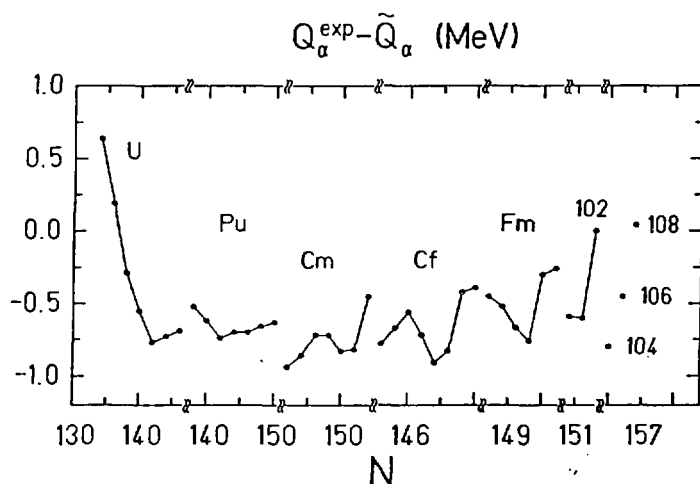
5.4. Efekty powłokowe we własnościach jąder najcięższych

Efekty powłokowe odgrywają przy opisie jąder najcięższych ważną rolę. Z faktu tego zdawano sobie sprawę od dość dawna. Na przykład, wpływ zamkniętej, zdeformowanej powłoki neutronowej przy $N=152$ jest wyraźnie widoczny w systematyce masy oraz czasów życia T_α i T_{sf} izotopów Cf, Fm i No (rys. 5.19, 5.21 i 5.22). Wstępna, jakościowa separacja efektów powłokowych w czasach życia T_{sf} i T_α przeprowadzona została w pracy [Arm85]. W niniejszym paragrafie przedstawimy pokrótce szczegółową analizę ilościową efektów powłokowych, wykonaną w pracy [Pat89]. Przedyskutowane zostaną efekty powłokowe w takich wielkościach jak: masa jądra M , energia rozpadu alfa Q_α i czas życia ze względu na ten rozpad T_α , wysokość bariery rozszczepieniowej B_f oraz czas życia ze względu na samorzutne rozszczepienie T_{sf} . Rozważone zostaną wszystkie jądra parzysto-parzyste, od uranu aż do najcięższego o $Z=108$, dla których wielkości te zostały zmierzone.



Rys. 5.19. Poprawka powłokowa do masy jąder ciężkich [Pat89].

Separacja efektów powłokowych dokonana została w sposób następujący. Od wartości doświadczalnej odejmujemy wartość obliczoną w modelu, który zaniedbuje efekty powłokowe. Jako ten ostatni przyjmujemy model Krappego-Nixa dla energii (masy) jądra (opisany w par.2.1.1) oraz model makroskopowy (opisany w par. 3.1) dla parametru masowego. Poszczególne wielkości obliczane są tak, jak opisano to powyżej dla obliczeń makroskopowo-mikroskopowych, z tym, że tutaj uwzględnione były tylko części makroskopowe poszczególnych wielkości.

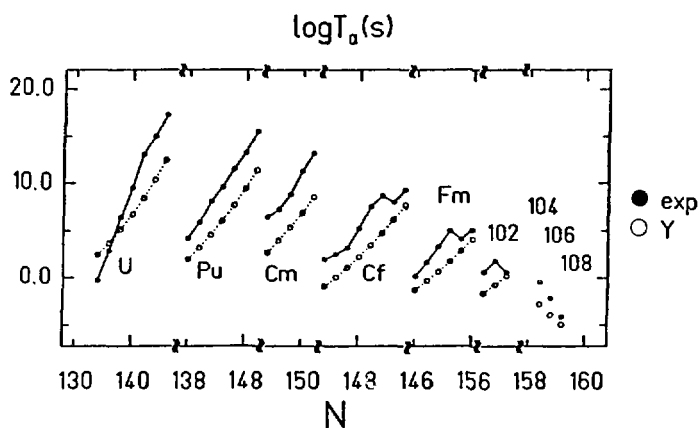


Rys. 5.20. Poprawka powłokowa do energii rozpadu alfa Q_{α} [Pat89].

Rysunek 5.19 podaje różnicę pomiędzy masą doświadczalną i częścią gładką masy $\Delta M = M^{\text{exp}} - \tilde{M}$, czyli poprawkę powłokową do masy jądra. Widać, że efekt jest ujemny, co oznacza, że wpływ poprawki powłokowej ma charakter stabilizujący. Widać także wzrost poprawki (co do wartości bezwzględnej) wraz ze wzrostem liczby protonów Z. Ponadto widoczny jest wpływ znanej powłoki zdeformowanej

zamykającej się przy $N=152$, szczególnie dla izotopów Cf, Fm i $Z=102$. Dane doświadczalne zostały zaczerpnięte z pracy [Wap85], poza wartościami dla trzech najcięższych jąder, dla których wartości wzięto z pracy [Arm88].

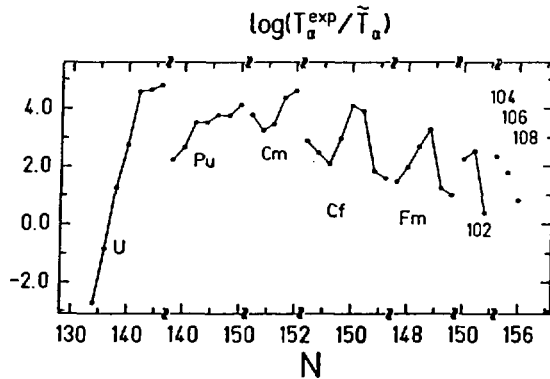
Rysunek 5.20 przedstawia różnicę $\Delta Q_\alpha = Q_\alpha^{\text{exp}} - \tilde{Q}_\alpha$, gdzie Q_α jest energią rozpadu α . Widać, że różnica ta jest ujemna i dla dużej części jąder wynosi -0.7 MeV. Oznacza to, że opóźnienia na rozpad α są powodowane przez poprawkę powłokową w porównaniu z makroskopowymi czasami życia. Jedynie dla dwu najlżejszych izotopów uranu różnica ta jest dodatnia, zaś dla $^{256}_{102}$ i $^{264}_{108}$ jest bliska zera.



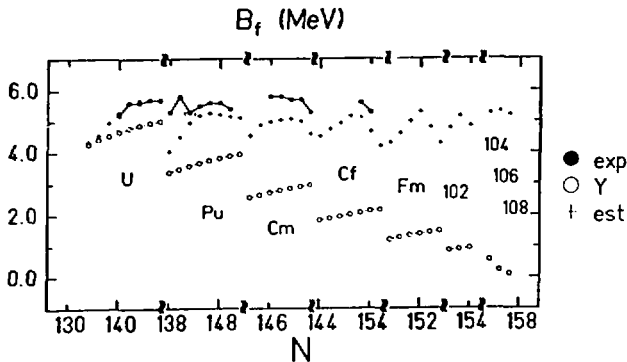
Rys. 5.21. Logarytm doświadczalnych (exp) i makroskopowych (Y) czasów połowicznego rozpadu alfa, T_α (w sekundach) [Pat89].

Rysunek 5.21 przedstawia logarytm czasów życia na rozpad α obliczonych z makroskopowej formuły oraz wziętych z doświadczenia. Wartości doświadczalne wzięte są z pracy [Wes85], natomiast wartości makroskopowe obliczone są z formuły Violi-Seaborga (równanie (4.9) i (4.10)) [Vio66] przy wykorzystaniu makroskopowej wartości \tilde{Q}_α . Różnice $\log(T_\alpha^{\text{exp}}) - \log(T_\alpha^{\text{Y}})$ przedstawione

na rys. 5.22 pokazują bezpośrednio efekty powłokowe w czasach życia T_α . Rysunek ten pokazuje, że nawet dla jąderek dobrze zdeformowanych efekty te mogą być duże i sięgają 5 rzędów wielkości. Dotychczas nie zdawano właściwie sobie z tego sprawy, sądząc, że tylko dla jąderek bliskich podwójnie magicznym efekty powłokowe w T_α mogą być znaczące.



Rys. 5.22. Efekty powłokowe w czasach połowicznego rozpadu alfa T_α [Pat89].

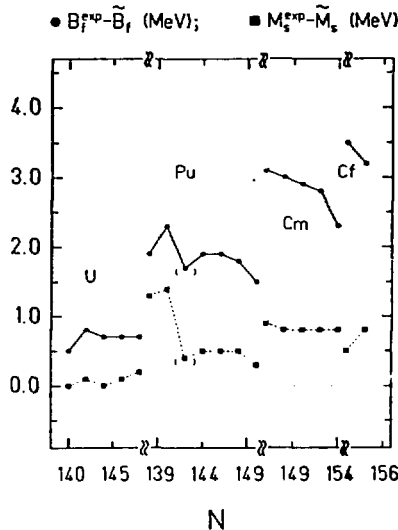


Rys. 5.23. Doświadczalne (exp), gładkie (Y) i oszacowane (est) wartości wysokości barier B_f na rozszczepienie [Pat89].

Przejdziemy obecnie do analizy wysokości barier i czasów życia na spontaniczne rozszczepienie.

Rys. 5.23 przedstawia wartości doświadczalne barier B_f oraz wartości otrzymane z modelu makroskopowego. Widać, że wartości makroskopowe bardzo szybko spadają ze wzrostem liczby atomowej Z , podczas gdy wartości eksperymentalne prawie nie zmieniają się z Z . Oznacza to, że efekty powłokowe na wysokość bariery szybko rosną ze wzrostem Z . Wzrost ten daje się objaśnić wzrostem (co do wartości bezwzględnej) poprawki powłokowej do masy jądra w stanie podstawowym, widocznym na rys 5.19. Wynika z tego, że poprawka powłokowa do masy jądra w punkcie siódlowym jest mała. Stąd, jeśli do bariery makroskopowej dodać poprawkę powłokową do masy w stanie podstawowym, to dostaje się zupełnie dobre oszacowanie bariery doświadczalnej. Pokazane jest ono również na rys. 5.23 (krzyżyki).

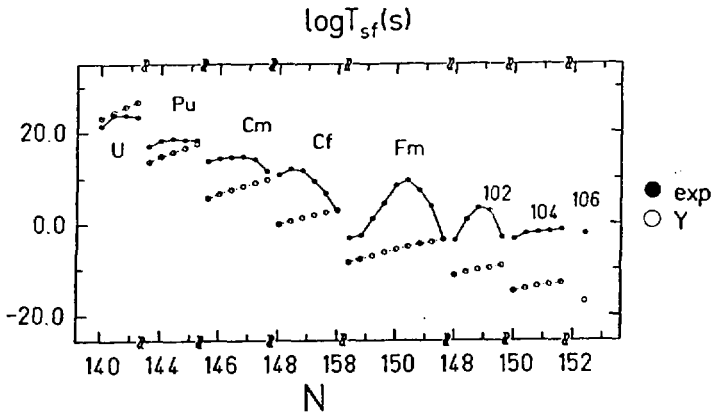
Rys. 5.24 pokazuje bezpośrednio efekt powłokowy na wysokość bariery: $B_f^{\text{exp}} - \tilde{B}_f$ oraz na masę jądra w punkcie siódlowym: $M_s^{\text{exp}} - \tilde{M}_s$.



Rys. 5.24. Efekty powłokowe w wysokościach barier B_f (kółka), i w masie jądra w punkcie siódlowym (kwadraty) [Pat89].

Widać, że ten ostatni efekt jest rzeczywiście nieduży. Nie przekracza on 1 MeV.

Rysunek 5.25 przedstawia czasy życia na rozszczepienie wzięte z doświadczenia (linia ciągła) [Arm85, Sea85] oraz czasy życia otrzymane z makroskopowej formuły (linia przerywana), tzn. z makroskopową energią potencjalną oraz z makroskopowym parametrem masowym, wzór (3.3), w którym wartość k wzięta została taka sama ($k=14.1$) jak w analizie [Bön86], przeprowadzonej w takiej samej przestrzeni deformacji.



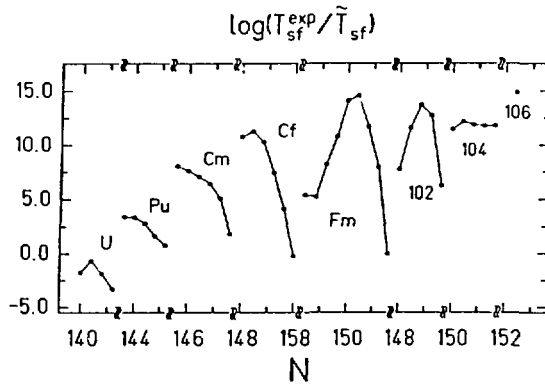
Rys. 5.25. Logarytm czasu życia na rozszczepienie (w sekundach): (exp)-doświadczalny, (Y)-obliczony z gładką energią potencjalną [Pat89].

Rysunek 5.26 jest innym sposobem przedstawienia rys. 5.25, zostały bowiem przedstawione różnice wspomnianych dwu wartości $\log(T_{sf}^{\text{exp}}) - \log(T_{sf})$. Rysunek 5.26 przedstawia wyraźniej wpływ efektów powłokowych na czasy życia jądra ze względu na spontaniczne rozszczepienie. Widoczne jest, że największe różnice występują dla ^{252}Fm , $^{254}\text{102}$ (tj. dla liczby neutronów $N=152$).

Różnice logarytmów czasów życia dla izotopów Fm i 102, przy

$N=152$, sięgają aż 15 rzędów, co świadczy o silnym wpływie efektów powłokowych w powyższym obszarze. Wyraźnie inny kształt od pozostałych krzywych ma krzywa różnic logarytmów czasów życia na rozszczepienie dla $Z=104$. Dla wszystkich jąder kształt krzywej podobny jest do parasola zaś dla $Z=104$ posiada ona dość płaski kształt (rys.5.25). Z powyższej analizy czasów życia na rozszczepienie wynika, że poprawka powłokowa w opisywanym obszarze działa opóźniająco na spontaniczne rozszczepienie.

Opóźnienie rozpadu α i w szczególności duże opóźnienie spontanicznego rozszczepienia w stosunku do gładkich (makroskopowych) czasów życia pozwala oczekiwać, że półwysep jąder



Rys. 5.26. Wpływ efektów powłokowych na czas połowicznego rozpadu na spontaniczne rozszczepienie [Pat89].

z mierzalnymi czasami życia może rozciągać się dalej niż poprzednio sądzono [Mye66, Nil68, Luk76, Lea84], nawet do obszaru hipotetycznych superciężkich jąder o liczbach $Z=114$ i $N=184$. Rzeczywiście ostatnie wyniki teoretyczne zdają się na to wskazywać [Sob87].

6. WNIOSKI I UWAGI KOŃCOWE

Z przedstawionej pracy można wysnuć następujące wnioski:

- 1) W energii potencjalnej ciężkich izotopów fermu, analizowanej w wielowymiarowej przestrzeni deformacji, występują dwie doliny. Jedna odpowiada zwartym a druga bardziej wydłużonym kształtom rozszczepiających się jąder. Daje to możliwość jednoczesnego występowania w tym samym jądrze dwu rodzajów rozszczepienia.
- 2) Dla ^{258}Fm , obydwa rodzaje mają wspólną barierę (a zatem taki sam czas życia jądra) co jest w zgodzie z doświadczeniem.
- 3) Do otrzymania takiej samej bariery dla obu rodzajów istotne jest uwzględnienie deformacji odbiciowo asymetrycznych.
- 4) Energią deformacji jąder z zakresu $Z=100-110$ jest duża. Największą jej wartość ok. 8 MeV otrzymuje się dla jąder zaobserwowano w okolicy $Z=108-110$, $N=162-164$.
- 5) Prawie całkowita wysokość bariery na rozszczepienie, a zatem prawie całkowity czas życia jąder najcięższych jest wynikiem efektów powłokowych.
- 6) Stosunkowo długie czasy życia otrzymane dla jąder o liczbach atomowych mniejszych od $Z=110$ sugerują, że jądra o podwyższonej stabilności z otoczenia nuklidu $^{298}_{114}$ nie tworzą wyspy stabilności lecz są przedłużeniem znanego doświadczalnie półwyspu jąder stabilnych.
- 7) Dla jąder o liczbie $Z=104$ obliczone czasy życia T_{sf} są mniejsze niż czasy życia T_{α} (tj. na rozpad α), dla $Z=106$ są one zbliżone, zaś dla $Z>106$ czas życia na rozpad α jest krótszy od czasu życia na rozszczepienie.
- 8) Rachunki mikroskopowe czasów T_{sf} dość dobrze odtwarzają doświadczalne wartości tych czasów dla najcięższych

parzysto-parzystych jąder. Średnie odchylenie (dla 20 znanych doświadczalnie T_{sf}) wynosi 1.8 rzędu.

) Obliczenia przewidują ponowny wzrost czasów życia T_{sf} dla izotopów Fm i No przy liczbie neutronów N wzrastającej ponad $N=158-160$. Najnowszy pomiar (1989) czasu T_{sf} zdaje się to oczekiwanie potwierdzać.

) Efekty powłokowe mają istotne znaczenie dla właściwości jąder najcięższych. Zmniejszają one masy jąder o wartość do ok. 5 MeV, zaś energię rozpadu alfa Q_α , o wartość do ok. 0.9 MeV. Zmniejszenie Q_α powoduje zwiększenie czasów życia T_α o wartość do ok. 5 rzędów wielkości.

) Wysokość barier na spontaniczne rozszczepienie podwyższona jest przez efekty powłokowe o wartość do ok. 3.5 MeV. Największy ten wzrost (3.5 MeV) występuje dla jąder $^{248,250}\text{Cf}$. Są to najcięższe jądra, dla których udało się zmierzyć bariery na rozszczepienie. Zmiana wysokości bariery spowodowana jest głównie przez efekty powłokowe przy deformacji równowagi. Efekty w punkcie siodłowym są mniejsze i nie przewyższają 1 MeV.

) Wyjątkowo duży wpływ efektów powłokowych otrzymano dla czasów życia na spontaniczne rozszczepienie. Efekty te powodują wzrost czasów życia na rozszczepienie o wartość do ok. 15 rzędów wielkości.

) Analiza efektów powłokowych w czasie życia na rozpad alfa, T_α , jąder ciężkich pokazuje, że nawet dla jąder dobrze zdeformowanych efekty te mogą być duże i sięgać nawet 5 rzędów wielkości. Zmienia to nasze dotychczasowe poglądy na tę sprawę. Dotychczas bowiem sądzono, że efekty powłokowe w T_α mogą być znaczące tylko dla jąder bliskich magicznym lub nawet tylko podwójnie magicznym.

Pragnę podziękować Panu Profesorowi Adamowi Sobiczewskiemu za opiekę i pomoc w czasie pisania niniejszej pracy, zaś Karolowi Böningowi, Januszowi Skalskiemu i Robertowi Smolańczukowi za cenne uwagi.

Wdzięczny jestem również Profesorowi Peterowi Armbrusterowi, Drowi hab. Stefanowi Ćwiokowi, Doc. drowi hab. Piotrowi Rozmejowi oraz Drowi Karlowi-Heinzowi Schmidtowi za współpracę przy wykonywaniu kilku cytowanych powyżej wspólnych prac.

Pragnę podziękować także współpracownikom z Centrum Informatycznego Uniwersytetu Warszawskiego za cenne wskazówki numeryczne oraz za umożliwienie wykonania części rachunków na komputerze BASF.

7. LITERATURA

- [Arm85] P. Armbruster, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 135.
- [Arm88] P. Armbruster, Proc. Int. School on heavy ion physics, Erice 1986, wyd. R.A. Broglia, G.F. Bertch (Plenum, New York, 1988) 153.
- [Bar79] A. Baran, praca doktorska, INR 1803/VII/PL/B, Warszawa, 1979.
- [Bar81] A. Baran, K. Pomorski, A. Łukasiak, A. Sobiczewski, Nucl. Phys. A361 (1981) 83.
- [Bar89] A. Baran, Z. Łojewski, Proc. 24th School on Physics, vol. 1, red. J. Styczeń, Z. Stachura, (World Scientific, Singapore, 1990) s.349.
- [Bel65] R.E. Bellman, R.E. Kalaba, Quasilinearization and nonlinear boundary value problems, Elsevier, New York, 1965.
- [Ber89] J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny, Nucl. Phys. A502 (1989) 85c.
- [Bön86] K. Böning, Z. Patyk, A. Sobiczewski, S. Ćwiok, Z. Phys., A325 (1986) 479.
- [Bol72] M. Bolsterli, E. O. Fiset, J. R. Nix, J. L. Norton, Phys. Rev. C5 (1972) 1050
- [Bra72] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky, C.Y. Wong, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320.
- [Bra73] M. Brack, H.C. Pauli, Nucl. Phys. A207 (1973) 401.
- [Ćwi83] S. Ćwiok, V.V. Pashkevich, J. Dudek, W. Nazarewicz, Nucl. Phys., A410 (1983) 254.
- [Ćwi87] S. Ćwiok, J. Dudek, W. Nazarewicz, J. Skalski, T. Werner, Comp. Phys. Comm. 46 (1987) 379.

- [Ćwi89] S. Ćwiok, P. Rozmej, A. Sobiczewski, Z. Patyk, Nucl. Phys. A491 (1989) 281.
- [Flo74] Flocard, P. Quentin, D. Vautherin, A.K. Kerman, Nucl. Phys. A231 (1974) 176.
- [Fis72] E.O. Fiset, J.R. Nix, Nucl. Phys., A193 (1972) 647.
- [Gam28] G. Gamow, Z. Phys. 51 (1928) 204.
- [Gri57] J. J. Griffin, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 108 (1957) 381.
- [Gur28] R.W. Gurney, E.U. Condon, Nature 122 (1928) 439.
- [Hil53] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- [Hof84] D.C. Hoffman, Accounts Chem. Res. 17 (1984) 235.
- [Hul86] E.K. Hulet, J.F. Wild, R.J. Dougan, R.W. Loughheed, J.H. Landrum, A.D. Dougan, M. Schadel, R.L. Hahn, P.A. Baisden, C.M. Henderson, R.J. Doupzyk, K. Summerer, G.R. Bethune, Phys. Rev. Lett., 56 (1986) 313.
- [Hul89] E.K. Hulet, Proc. Int. School-Seminar on heavy ion physics, Dubna 1989, w druku.
- [Hyd64] E.K. Hyde, I. Perlman, G.T. Seaborg, The nuclear properties of the heavy elements, vol. 1 (Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1964).
- [Kan76] T. Kaniowska, A. Sobiczewski, K. Pomorski, S.G. Rohoziński, Nucl. Phys. A274 (1976) 151.
- [Kra79] H.J. Krappe, J.R. Nix, A.J. Sierk, Phys. Rev. C20 (1979) 992.
- [Lam45] ... Lamb, Hydrodynamics, 6th ed. (Dover Publications, New York, 1945) s. 719.
- [Lea84] G.A. Leander P. Möller, J.R. Nix, W.M. Howard, Proc. 7th Intern. Conf. on Atomic masses and fundamental constants AMCO-7 (Darmstadt, 1984) red. O. Klepper (Darmstadt, 1984) s. 46.

- [Lou88] R.W. Lougheed, E.K. Hulet, J.F. Wild, K.J. Moody, R.J. Dougan, C.M. Gannet, R.A. Handerson, D.C. Hoffman, D.M. Lee, LLNL Ann. Report 1988, UCAR 10062-88, s. 135.
- [Luk76] A. Łukasiak, Praca doktorska, INR 1675/VII/PL/B Warszawa 1976.
- [Mye66] W.D. Myers, W.J. Świątecki, Nucl. Phys. 81 (1966) 1.
- [Mor74] L.G. Moretto, R.B. Babinet, Phys. Lett. B49 (1974) 147.
- [Mö186] P. Möller, G. A. Leander, J.R. Nix, Z. Phys. A323 (1986) 41.
- [Mö187] P. Möller, J.R. Nix, W.J. Świątecki, Nucl. Phys. A469 (1987) 1.
- [Mö189] P. Möller, J.R. Nix, W.J. Świątecki, Nucl. Phys. A492 (1989) 349.
- [Mün88a] G. Münzenberg, Rep. Prog. Phys. 51 (1988) 57.
- [Mye67] W.D. Myers, W.J. Świątecki, Ark. Phys. 36 (1967) 343.
- [Nil68] S.G. Nilsson, J.R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, P. Möller, Nucl. Phys. A115 (1968) 545.
- [Nil69] S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I.L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson, Nucl. Phys. A131 (1969) 1.
- [Oga85] Yu.Ts. Oganessian, Yu. A. Lazearav, Treatise on heavy-ion science, red. D.A. Bromley, vol. 4 (Plenum, New York, 1985) s.3.
- [Pat89] Z. Patyk, A. Sobiczewski, P. Armbruster, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A491 (1989) 267.
- [Pat89a] Z. Patyk, J. Skalski, A. Sobiczewski, S. Ćwiok, Proc. Int. Conf. "50 Years in Nucl. Fission", Berlin 1989, Nucl. Phys. A502 (1989) 591c.
- [Pat89b] Z. Patyk, J. Skalski, A. Sobiczewski, Proc. Int.

School-Seminar on heavy ion physics, Dubna 1989, w druku.

- [Pat89c] Z. Patyk, J. Skalski, A. Sobiczewski, Proc. Int. Conf. "Fiftieth Anniversary of nuclear fission", Leningrad 1989, w druku.
- [Pił89] S. Piłat, A. Staszczak, K. Pomorski, Contributed Papers Int. Conf. "50 Years in Nucl. Fission". Berlin 1989, s.1.
- [Pom77] K. Pomorski, T. Kaniowska, A. Sobiczewski, S.G. Rohoziński, Nucl. Phys. A283 (1977) 394.
- [Ran76] J. Råndrup, S.E. Larsson, P. Moeller, S.G. Nilsson, K. Pomorski, A. Sobiczewski, Phys. Rev. C13 (1976) 229.
- [Rur83] E. Rurarz, Acta Phys. Pol. B14 (1983) 917.
- [Sca85] G.T. Seaborg, W.D. Loveland, Treatise on heavy-ion science, wyd. D.A. Bromley, vol.4. (Plenum, New York 1985) s. 225.
- [Som85] L.P. Sommerville, M.J. Nurmia, J.M. Nitchke, A. Ghiorso, E.K. Hulet, R.W. Lougheed, Phys. Rev. C31 (1985) 1801.
- [Sob69] A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, S. G. Nilsson, J.R. Nix, C.F. Tsang, C. Gustafson, P. Möller, B. Nilsson, Nucl. Phys. A131 (1969) 67.
- [Sob77] A. Sobiczewski, A. Gyurkovich, M. Brack, Nucl. Phys. A289 (1977) 345.
- [Sob79] A. Sobiczewski, Fiz. Elem. Czastic i At. Jadra 10 (1979) 1170.
- [Sob87] A. Sobiczewski, Z. Patyk, S. Ćwiok, Phys. Lett. 186 (1987) 6.
- [Sta85] A. Staszczak, A. Baran, K. Pomorski, K. Böning, Phys. Lett. B161 (1985) 227.
- [Sta89] A. Staszczak, Praca doktorska, Lublin 1989.

- [Sta89a] A. Staszczak, S. Piłat, K. Pomorski, Nucl. Phys. A504 (1989) 589.
- [Str67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95 (1967) 420.
- [Swi55] W.J. Świątecki, Phys. Rev. 100 (1955) 937.
- [Swi63] W.J. Świątecki, Proc. 2nd Int. Conf. on Nuclidic Masses, Vienna, 1963, wyd. W.H. Johnston, Springer Verlag 1964, 58.
- [Vio66] V.E. Viola Jr, G.T. Seaborg, J. Inorg. Nucl. Chem. 28 (1966) 741.
- [Wap85] A.H. Wapstra, G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 1.
- [Wes85] W. Westmeier, A.Merklin, Physik Daten, No. 29-1 (Karlsruhe, 1985)

8. UZUPELNIENIE

Stałe modelu makroskopowego Krappego-Nixa, użyte w niniejszej pracy, mają następujące wartości: (np. [Mö187])

$M_H = 7.289034 \text{ MeV}$	odchylenie masy atomu wodoru
$M_n = 8.071431 \text{ MeV}$	odchylenie masy neutronu
$e^2 = 1.4399764 \text{ MeV fm}$	kwadrat ładunku elektronu
$a_{den} = 0.99/2^{1/2} \text{ fm}$	zasięg oddziaływania Yukawy przy generowaniu gęstości ładunku jądra.
$a_{e1} = 1.433 \cdot 10^{-5} \text{ MeV}$	stała wiązania elektronów
$d = 12 \text{ MeV}$	stała energii pairing
$\delta = 20 \text{ MeV}$	stała asymetrii dla energii "pairing"
$r_p = 0.80 \text{ fm}$	średni promień protonu
$r_o = 1.16 \text{ fm}$	stała promienia jądra
$a = 0.68 \text{ fm}$	zasięg potencjału "Yukawa-plus-exponential"
$a_s = 21.13 \text{ MeV}$	stała przy członie powierzchniowym
$\kappa_s = 2.3$	stała asymetrii w członie powierzchniowym
$a_V = 15.9937 \text{ MeV}$	stała przy członie objętościowym
$\kappa_V = 1.927$	stała asymetrii w członie objętościowym
$W = 36 \text{ MeV}$	stała przy członie Wignera
$c_0 = 4.4 \text{ MeV}$	stała przy członie A^0
$c_A = 0.212 \text{ MeV}$	stała asymetrii ładunkowej

Wydaje Instytut Energii Atomowej - OINTEA
Nakład 65+35 egz. Objętość: ark.wyd.2,0; ark.drukarskich 6,3.
Data złożenia maszynopisu: lipiec 1990. Zezw.GP.II/441/067/83
z dnia 10 lipca 1983 r.
