

Uniwersytet Warszawski
Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów
Instytut Fizyki Doświadczalnej

Magdalena Zielińska

**Struktura elektromagnetyczna jąder
atomowych izotopów molibdenu
badana metodą wzbudzenia
kulombowskiego**

praca doktorska
wykonana pod kierunkiem
dra hab. Tomasza Czosnyki

Warszawa, maj 2005 r.

Podziękowania

Chciałabym wyrazić wdzięczność wszystkim, którzy przyczynili się do powstania tej pracy.

Przede wszystkim chciałabym serdecznie podziękować mojemu Promotorowi, Tomaszowi Czosnyce, za wprowadzenie mnie w tematykę badań przy zastosowaniu metody wzbudzeń kulombowskich i wieloletnią opiekę nad moimi pracami, zarówno w trakcie studiów magisterskich, jak i doktoranckich. Jestem ogromnie wdzięczna za tolerancyjne podejście do mojej metody pracy „zrywami” i pozwalanie mi na daleko idącą samodzielność, przy jednoczesnym wsparciu i gotowości do dyskusji i pomocy.

Dyrektorowi ŚLCJ, profesorowi Jerzemu Jastrzębskiemu serdecznie dziękuję za stworzenie bardzo dobrych warunków do przygotowywanie rozprawy doktorskiej i cenne uwagi, które znacząco poprawiły pracę w jej ostatecznym kształcie.

Bardzo dziękuję Julianowi Srebrnemu, który przyczynił się wydatnie do sukcesu przeprowadzonych w ŚLCJ eksperymentów, dawał wiele wnikliwych rad podczas analizy danych, a także doprowadził do mojego kontaktu z grupą fizyków z UMCS.

Krystynie Zajac bardzo dziękuję za wykonanie szeregu obliczeń teoretycznych dotyczących struktury izotopów molibdenu, cenne dyskusje na temat interpretacji wyników i niezmienną gotowość do tłumaczenia zawichości modeli.

Wiele podziękowań należy się Pawłowi Napiorkowskiemu za niezliczone dyskusje, chętnie dzielenie się swoim ogromnym doświadczeniem, wsparcie podczas eksperymentów i dodawanie otuchy w kryzysowych momentach.

Jędrzejowi Iwanickiemu dziękuję za ogromny wkład w przygotowanie i przeprowadzenie eksperymentów i pomoc w analizie surowych danych.

Serdecznie dziękuję Kasi Wrzosek, która dołączyła do naszej grupy dwa lata temu. Jej ogromny entuzjazm okazał się bardzo zaraźliwy i dzięki niemu przez ostatni rok pracowałam znacznie intensywniej.

Bardzo dziękuję Ani Stolarz za wypożyczenie bardzo trudnych do wykonania tarcz molibdenowych, a także za wielokrotnie okazywane wsparcie, życzliwość i ciepło.

Na wielkie podziękowania zasługuje profesor Masumi Oshima, kierujący grupą z JAERI, za wieloletnią współpracę, ogromny wkład pracy w przygotowanie eksperymentów i gościnność, z którą nas przyjął w Japonii. Yosuke Toh pomógł mi bardzo podczas opracowywania danych z pomiarów w JAERI. Wszystkim współpracownikom z JAERI – dōmo arigato!

Szczególnie chciałabym podziękować wszystkim pracownikom technicznym ŚLCJ i JAERI, Tokai, za duże zaangażowanie w przygotowanie i przebieg naszych eksperymentów.

Serdecznie dziękuję moim kolegom z ŚLCJ – szczególnie Agnieszce Trzczińskiej, Marcinowi Palaczowi, Ludwikowi Pieńkowskiemu – za wsparcie, życzliwość, okazywaną po-

moc, zarówno w problemach związanych z opracowywaniem danych, jak i w codziennych sytuacjach.

Gorące podziękowania należą się także mojej Rodzinie i Przyjaciółom za zainteresowanie postępami moich prac, wyrozumiałość i optymizm. Dodatkowo dziękuję mojemu Mężowi za skrypty powłokowe.

Dziękuję Komitetowi Badań Naukowych za współfinansowanie opisanych w niniejszej rozprawie badań w ramach grantu 2 P03B 00 725.

Lista publikacji, na których oparta jest niniejsza praca:

- *Shape coexistence in ^{98}Mo ,*
M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, J. Iwanicki, P. Napiorkowski, J. Srebrny, A. Osa, Y. Utsuno, Y. Toh, M. Oshima, Y. Hatsukawa, J. Katakura, M. Koizumi, M. Matsuda, T. Shizuma, M. Sugawara, T. Morikawa, H. Kusakari,
Acta Phys. Pol. **B33** (2002) 515.
- *Electromagnetic structure of ^{98}Mo ,*
M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, J. Iwanicki, P. Napiorkowski, J. Srebrny, Y. Toh, M. Oshima, A. Osa, Y. Utsuno, Y. Hatsukawa, J. Katakura, M. Koizumi, M. Matsuda, T. Shizuma, M. Sugawara, T. Morikawa, H. Kusakari, A.D. Efimov, V.M. Mikhailov,
Nucl. Phys. **A712** (2002) 3.
- *Shape coexistence in even-even Mo isotopes studied via Coulomb excitation,*
M. Zielińska, T. Czosnyka, K. Wrzosek, J. Choiński, Y. Hatsukawa, J. Iwanicki, M. Koizumi, H. Kusakari, M. Matsuda, T. Morikawa, P. J. Napiorkowski, A. Osa, M. Oshima, T. Shizuma, J. Srebrny, M. Sugawara, K. Zając
Acta Phys. Pol. **B36** (2005) 1289.
- *Search for shape coexistence in ^{100}Mo using Coulomb excitation,*
K. Wrzosek, M. Zielińska, J. Choiński, T. Czosnyka, J. Iwanicki, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, P. Napiorkowski, L. Reissig, J. Srebrny, I. Ushakov, K. Zając
Int. J. Mod. Phys. E **14** (2005) 359.

Inne artykuły opublikowane przy współudziale autorki:

- *Study of the K quantum number dependence on the deformation in the ^{165}Ho nucleus,*
J. Iwanicki, M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, P. Napiorkowski, M. Loewe, M. Würkner, J. Srebrny,
Acta Phys. Pol. **B32** (2001) 787.
- *Electromagnetic properties of ^{165}Ho inferred from Coulomb excitation,*
J. Iwanicki, M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, P. Napiorkowski, M. Loewe, M. Würkner, J. Srebrny,
J. Phys. **G29** (2003) 743.
- *First radioactive beam Coulomb excitation experiment on SPIRAL,*
E. Bouchez, A. Chatillon, A. Huerstel, W. Korten, Y. Le Coz, Ch. Theisen,

J.M. Casandjian, G. de France, F. Becker, J. Gerl, T. Czosnyka, J. Iwanicki, M. Zielińska, P. Butler, R. Herzberg, D. Jenkins, G. Jones, G. Sletten, W. Catford, C. Timis,
Acta Phys. Pol. **B34** (2003) 2443.

- *Coulomb excitation of ^{150}Nd ,*
M. Zielińska
Int. J. Mod. Phys. E **13** (2004) 71.
- *Shape coexistence in Krypton isotopes studied through Coulomb excitation of radioactive Krypton beams,*
W. Korten, E. Bouchez, E. Clément, A. Chatillon, A. Görgen, Y. Le Coz, Ch. Theisen, J. Wilson, J.M. Casandjian, G. de France, G. Sletten, T. Czosnyka, J. Iwanicki, M. Zielińska, C. Andreoiu, P. Butler, R. Herzberg, D. Jenkins, G. Jones, F. Becker, J. Gerl, W. Catford, C. Timis,
Nucl. Phys. **A746** (2004) 90c.
- *Shape coexistence in Krypton isotopes studied through Coulomb excitation of radioactive Krypton beams,*
A. Görgen, E. Clément, E. Bouchez, A. Chatillon, W. Korten, Y. Le Coz, Ch. Theisen, C. Andreoiu, F. Becker, B. Blank, A. Bürger, P. Butler, J.M. Casandjian, W. Catford, T. Czosnyka, P. Davies, S.P. Fox, G. de France, G. Georgiev, J. Gerl, H. Hübel, R. Herzberg, J. Iwanicki, D. Jenkins, F. Johnston-Theasby, P. Joshi, I. Matea, P. Napiorkowski, F. de Oliveira Santos, G. Sletten, C. Timis, R. Wadsworth, M. Zielińska,
Acta Phys. Pol. **B36** (2005) 1281.

Spis treści

Streszczenie	5
Wstęp	7
1 Teoretyczny opis wzbudzeń kulombowskich	11
1.1 Przybliżenie półklasyczne	12
1.2 Rozpad stanów wzbudzonych	15
2 Deformacja i kolektywne wzbudzenia jąder atomowych	19
2.1 Opis deformacji	19
2.2 Moment kwadrupolowy	21
2.3 Model sztywnego rotora	22
2.4 Kwadrupolowe reguły sum	24
2.4.1 Parametryzacja operatora przejścia E2	24
2.4.2 Złożenia operatorów E2	25
2.4.3 Reguły sum w praktyce	26
I ^{98}Mo	29
3 Dotychczasowe informacje o jądrze ^{98}Mo	31
3.1 Schemat rozpadu ^{98}Mo	31
3.2 Pozostałe informacje o strukturze elektromagnetycznej jądra ^{98}Mo	32
4 Eksperymenty wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{98}Mo	37
4.1 Eksperyment z wiązką ^{20}Ne , ŚLCJ	37
4.2 Eksperymenty z wiązkami ^{84}Kr i ^{136}Xe , JAERI	38
4.3 Energie wiązek	41

5	Analiza danych	43
5.1	Analiza surowych danych	43
5.2	Analiza widm promieniowania γ	46
5.2.1	Kalibracja wydajnościowa	47
6	Wyznaczenie elementów macierzowych przejść E2 i M1 w jądrze ^{98}Mo	49
6.1	Program GOSIA	49
6.1.1	Całkowanie po kątach rozproszenia i energiach pocisku	50
6.1.2	Wyznaczenie błędów wartości elementów macierzowych	51
6.2	Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{98}Mo	51
6.3	Wyznaczenie parametrów deformacji kwadrupolowej jądra ^{98}Mo	56
6.3.1	Parametry deformacji jądra ^{98}Mo	56
6.3.2	Koegzystencja kształtu w jądrze ^{98}Mo	59
II	^{96}Mo	63
7	Dotychczasowe informacje o jądrze ^{96}Mo	65
7.1	Schemat rozpadu ^{96}Mo	65
7.2	Pozostałe informacje o strukturze elektromagnetycznej jądra ^{96}Mo	66
8	Eksperymenty wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{96}Mo	71
8.1	Eksperymenty z wiązkami ^{20}Ne i ^{40}Ar , ŚLCJ	71
8.2	Eksperyment z wiązką ^{96}Mo , JAERI	74
8.3	Energie wiązek	77
9	Analiza danych	81
9.1	Analiza surowych danych	81
9.1.1	Korekta opóźnień na traktach diod PIN	81
9.2	Analiza widm gamma	84
10	Wyznaczenie elementów macierzowych przejść E2 i M1 w jądrze ^{96}Mo	87
10.1	Koegzystencja kształtu w jądrze ^{96}Mo	91
	Podsumowanie	97
	Dodatki	99
A	Elektronika układu CUDAC	99
A.1	Widmo czasu koincydencji cząstka - γ	101

B Względne intensywności przejść gamma	107
Bibliografia	111

Streszczenie

W pracy przedstawiono analizę serii eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego dwóch stabilnych izotopów molibdenu: ^{98}Mo i ^{96}Mo . Pomiary były wykonane przy użyciu układu CUDAC w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów w Warszawie oraz przy użyciu układów GEMINI i LUNA w Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Japonia. Wyznaczono bogaty zestaw zredukowanych elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych dla każdego z badanych izotopów. Uzyskane wyniki posłużyły do określenia parametrów kształtu jąder ^{98}Mo i ^{96}Mo w stanie podstawowym i pierwszym wzbudzonym stanie 0^+ przy zastosowaniu nieważonych energetycznie kwadrupolowych reguł sum.

Abstract

In the present work the analysis of the series of Coulomb excitation experiments of two stable molybdenum isotopes: ^{98}Mo and ^{96}Mo is presented. The measurements were performed using the CUDAC setup at Heavy Ion Laboratory in Warsaw and the combination of GEMINI and LUNA setups at JAERI, Tokai, Japan. A rich set of reduced matrix elements has been determined for each of the studied nuclei. The results allowed to determine the shape parameters of the ^{98}Mo and ^{96}Mo nuclei in the ground states and in the first excited 0^+ states, using the non-energy-weighted quadrupole sum rules.

Wstęp

Wzbudzenia kulombowskie od co najmniej czterdziestu lat należą do najważniejszych narzędzi badania struktur kolektywnych jąder. Koncepcja kolektywnych ruchów jądrowych została wprowadzona we wczesnych latach pięćdziesiątych [Mot52, Boh53] jako próba wyjaśnienia zjawisk nie dających się opisać modelem powłokowym (na przykład przejść E2 znacznie przyspieszonych w stosunku do przewidywań jednocząstkowych). Opis procesu wzbudzenia kulombowskiego, przy założeniu czysto elektromagnetycznego oddziaływania między zderzającymi się jądrami, nie wymaga założeń dotyczących oddziaływania silnego. Obserwowane jest głównie wzbudzenie pasm kolektywnych, co związane jest ze znacznie większymi prawdopodobieństwami przejść pomiędzy stanami kolektywnymi w porównaniu do przejść pomiędzy stanami o różnej strukturze jednocząstkowej.

Pierwsze eksperymenty wzbudzeń kulombowskich były prowadzone przy użyciu wiązek lekkich jonów – protonów, cząstek α . Przykładowo w eksperymencie Huusa i Zupancicia [Huu53], stosując wiązkę protonów, zaobserwowano dwa pierwsze stany wzbudzone ^{181}Ta , których energie były zgodne z przewidywanymi przez model rotacyjny. Jednocześnie w pracach Ter-Martirosyana [Ter52], Aldera i Winthera [Ald56, Ald75] i innych rozwijana była teoria wzbudzeń elektromagnetycznych.

W latach sześćdziesiątych i siedemdziesiątych stosowano metodę wzbudzeń kulombowskich do pomiarów zredukowanych prawdopodobieństw przejść B(E2) i momentów kwadrupolowych najniższych stanów wzbudzonych jąder atomowych. Używane wiązki lekkich jonów pozwalały na wzbudzenie nielicznych stanów, a do opisu tego procesu mogły być wykorzystywane przybliżone metody, wynikające z rachunku zaburzeń.

Prawdziwy renesans metody wzbudzeń kulombowskich nastąpił w latach osiemdziesiątych. Akceleratory nowej generacji (np. w laboratoriach GSI, GANIL, RIKEN, LBL, ORNL, NSRL Rochester) pozwoliły na przyspieszanie wiązek pierwiastków tak ciężkich jak uran, umożliwiając prowadzenie eksperymentów wielokrotnego wzbudzenia kulombowskiego, dostarczających informacji o poziomach nieosiągalnych przy użyciu lekkich wiązek. Towarzyszył temu rozwój technik eksperymentalnych – układów detekcji, elektroniki i systemów zbierania danych. Jednocześnie rozwijane było oprogramowanie, pozwalające na analizę danych z coraz bardziej złożonych eksperymentów. Obecnie bada-

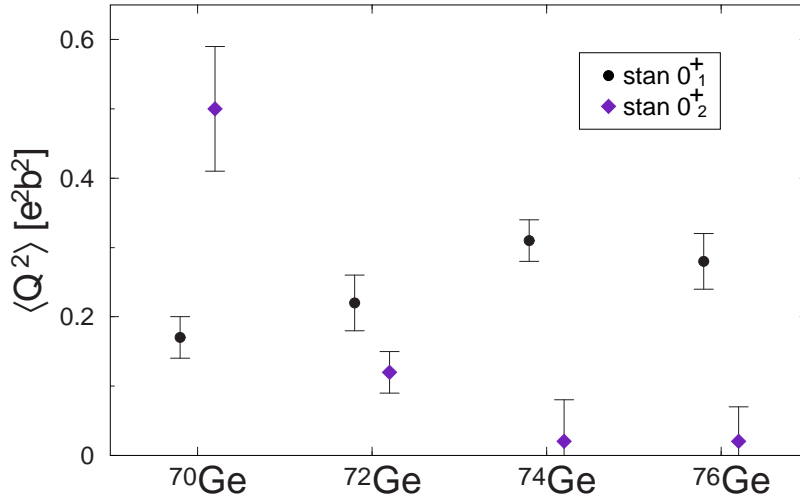
nia prowadzone metodą wzbudzeń kulombowskich dostarczają modelowo niezależnych informacji o strukturze elektromagnetycznej jąder i pozwalają na określenie rozkładu ładunku indywidualnie dla każdego stanu. Umożliwia to podejmowanie istotnych z punktu widzenia fizyki jądrowej zagadnień, takich jak m.in. poszukiwanie efektów zachodzących przy wysokich spinach [Czo86a], problemy egzotycznych deformacji (oktupolowej, heksadekapolowej), czy efektów sprzężenia między pasmami i koegzystencji kształtu ([Wu89, Wu96]). Szczególnie interesujące jest badanie własności jąder, które nie dają się opisać prostymi modelami. Jednym z obszarów trudnych do opisu teoretycznego jest region tzw. jąder przejściowych (jądra o liczbie masowej $A \sim 100$), do którego należą izotopy molibdenu, będące tematem niniejszej pracy.

Dalszy rozwój tej metody badawczej jest możliwy dzięki wykorzystaniu wiązek radioaktywnych. Większość istniejących lub budowanych akceleratorów wiązek radioaktywnych pozwala na przyspieszanie wiązek wtórnych do energii bliskich barierze kulombowskiej, co w naturalny sposób wyróżnia metodę wzbudzeń kulombowskich.

Jądra z obszaru przejściowego przejawiają wiele interesujących cech. W izotopach Sr i Zr obserwowana jest gwałtowna zmiana struktury stanu podstawowego dla $N = 58$ i 60 [Woo99]. Dla izotopów Mo, Ru i Pd efekt ten jest słabszy, wiąże się jednak z występowaniem w tych jądrach zjawiska koegzystencji kształtu. Jądro ^{92}Mo ma kształt sferyczny, a jego stany wzbudzone mają głównie charakter jednocząstkowy [Sin92]. Wraz ze wzrostem liczby neutronów wzrasta kolektywność stanów wzbudzonych oraz deformacja, aż do wartości $\beta_2 = 0.28(1)$ dla jądra ^{102}Mo [Lia91]. Na strukturę jąder izotopów $^{96,98,100}\text{Mo}$ wpływają zarówno efekty kolektywne, jak i jednocząstkowe.

Jądro ^{98}Mo jest jednym z nielicznych posiadających pierwszy stan wzbudzony 0^+ . Wśród stabilnych jąder o $Z > 20$ tylko cztery charakteryzują się tą cechą: ^{72}Ge , ^{90}Zr , ^{96}Zr i ^{98}Mo , wszystkie należące do wspomnianego wyżej obszaru jąder przejściowych. Naturalnym wydaje się pytanie o naturę tak nisko leżących stanów 0^+ . Metoda wzbudzenia kulombowskiego, pozwalając na precyzyjny pomiar zredukowanych prawdopodobieństw przejść elektromagnetycznych pomiędzy nisko leżącymi stanami, a także elektrycznych momentów kwadrupolowych, może dostarczyć rozstrzygających danych pozwalających na określenie natury nisko leżących stanów 0_2^+ w tych jądrach. Uzyskane za jej pomocą wartości zredukowanych elementów macierzowych przejść E2 umożliwiają także wyznaczenie parametrów deformacji kwadrupolowych w tych stanach.

Takie badania przeprowadzono na dwóch spośród jąder charakteryzujących się pierwszym stanem wzbudzonym 0^+ – ^{72}Ge i ^{96}Zr [Kot90, Cli99]. W obu przypadkach stwierdzono, że stan podstawowy jest zdeformowany, natomiast pierwszy stan wzbudzony ma kształt sferyczny i może być interpretowany jako intruder [Cho93]. Ta interpretacja została poparta przez wyniki systematycznych badań izotopów germanu [Toh00, Toh01, Sug03]. Na rysunku W.1 zestawione są wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ (będącego miarą od-



Rysunek W.1: Systematyka kształtów stanów 0^+ w parzysto-parzystych izotopach germanu. Rysunek zaczerpnięty z pracy [Sug03]. $\langle Q^2 \rangle$ jest miarą odstępstwa rozkładu ładunku jądra od kształtu sferycznego (ściśła definicja $\langle Q^2 \rangle$ jest podana w rozdziale 2.4).

stępstwa rozkładu ładunku jądra od symetrii sferycznej, zdefiniowanego wzorem 2.17) otrzymane dla $^{70,72,74,76}\text{Ge}$.

W jądrach $^{72,74,76}\text{Ge}$ energia stanu 0_2^+ obniża się wraz z malejącą liczbą neutronów, a kształt jądra w tym stanie jest zdecydowanie bliższy sferycznemu niż w stanie podstawowym. W przypadku jądra ^{70}Ge sytuacja jest odwrotna - jądro w stanie 0_2^+ jest bardziej zdeformowane niż w stanie podstawowym. Systematyka zdaje się sugerować w tym wypadku, że obserwowany dla $^{72,74,76}\text{Ge}$ stan „intruderowy” zajął miejsce stanu podstawowego. Jednak wyniki uzyskane przy pomocy prostego modelu zmieszania stanów 0^+ [Sug03] podważają tę hipotezę i wskazują na różnicę w strukturze pomiędzy ^{70}Ge a cięższymi izotopami germanu.

Gdy schemat poziomów jądra ^{98}Mo był jeszcze słabo poznany, proponowano interpretację stanu 0_2^+ jako podstawy silnie zdeformowanego pasma rotacyjnego [She72]. Taka sytuacja jest obserwowana dla dwóch lekkich jąder o pierwszym stanie wzbudzonym 0^+ – podwójnie magicznych ^{16}O i ^{40}Ca . Jednak późniejsze wyniki badań, rozbudowujące schemat rozpadu ^{98}Mo (począwszy od [Sha73]) obaliły tę koncepcję. Istniejące dane doświadczalne dotyczące struktury elektromagnetycznej ^{98}Mo były dość skąpe i dawały możliwości różnorodnych interpretacji [Gne71, Bon85]. Konieczne wydawało się dostarczenie nowych, dokładniejszych danych na temat stanów wzbudzonych tego jądra, a także sąsiednich izotopów Mo.

Wyniki opisanych w niniejszej pracy eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego

^{98}Mo i ^{96}Mo mogą pomóc w lepszym opisie teoretycznym jąder z obszaru przejściowego.

Rozdział 1

Teoretyczny opis wzbudzeń kulombowskich

Wzbudzeniem kulombowskim nazywamy wzbudzenie stanów jądrowych w wyniku oddziaływania elektromagnetycznego jądra z poruszającą się w jego pobliżu cząstką naładowaną (zazwyczaj ciężkim jonem). W ogólności za proces nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów jest odpowiedzialne zarówno długi zasięgowe odpychanie kulombowskie, jak i krótkozasięgowe oddziaływanie silne. Przy odpowiednio dużej odległości wzajemnego zbliżenia cząstek wpływ sił jądrowych może być jednak zaniedbany.

Przyjmuje się, że jądra pocisku i tarczy oddziałują czysto elektromagnetycznie, gdy minimalna odległość między środkami tych jąder jest większa od następującej wielkości:

$$d = 1.25 \cdot (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 5.0 \quad [\text{fm}] \quad (1.1)$$

gdzie A_p i A_t są liczbami masowymi pocisku i tarczy.

Odpowiada to oddaleniu powierzchni jąder o 5 fm (wartość dobrana empirycznie [Cli69]).

Korzystając ze znanej postaci potencjału kulombowskiego, można wyliczyć energię pocisku, przy której odległość największego zbliżenia jąder pocisku i tarczy wyniesie d . Jest ona funkcją kąta rozproszenia pocisku. W układzie laboratoryjnym wyraża się wzorem:

$$E_d(\theta_{CM}) = 0.72 \cdot \frac{Z_p Z_t}{d} \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \left[1 + \frac{1}{\sin(\frac{\theta_{CM}}{2})} \right] \quad [\text{MeV}] \quad (1.2)$$

gdzie A_p i Z_p oraz A_t i Z_t są odpowiednio liczbami masowymi i atomowymi jąder pocisku i tarczy, a θ_{CM} oznacza kąt rozproszenia w układzie środka masy.

E_d przyjmuje minimalną wartość dla rozproszenia wstecznego ($\theta_{CM} = \pi$):

$$E_d(\pi) = 1.44 \cdot \frac{Z_p Z_t}{d} \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \quad [\text{MeV}] \quad (1.3)$$

Jest to tzw. energia bezpieczna dla eksperymentu wzbudzeń kulombowskich - graniczna energia pocisku, poniżej której można przyjąć, że zderzające się jądra oddziałują czysto elektromagnetycznie. Jak wspomniano wcześniej, odległość największego zbliżenia d w tym wzorze została dobrana empirycznie, tak, aby założenie zaniedbywalności sił jądrowych było słuszne dla możliwie szerokiego zakresu liczb masowych i atomowych partnerów zderzenia.

1.1 Przybliżenie półklasyczne

Z uwagi na długozasięgowy charakter oddziaływań elektromagnetycznych, ściśle kwantowy opis wzbudzenia kulombowskiego wymagałby uwzględnienia w obliczeniach wielkiej liczby fal parcjalnych. W praktyce stosuje się zatem tzw. przybliżenie półklasyczne [Ald75], w którym procesy wzbudzenia i rozpadu są nadal opisywane kwantowo, ale jednocześnie przyjmuje się, że jądra pocisku i tarczy poruszają się po klasycznych trajektoriach. Przybliżenia tego można użyć, gdy rozmiar paczki falowej pocisku, charakteryzowany przez długość fali de Broglie'a, jest mały w porównaniu z odległością największego zbliżenia jąder w zderzeniu czołowym:

$$\lambda \ll d \quad (1.4)$$

Ten warunek można wyrazić także przy użyciu tzw. parametru Sommerfelda η :

$$\eta \equiv \frac{d}{2\lambda} = \frac{Z_p Z_t e^2}{\hbar v} \gg 1 \quad (1.5)$$

gdzie v oznacza początkową prędkość pocisku w układzie środka masy.

Typowe wartości η w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich z użyciem ciężkich jonów są rzędu kilkudziesięciu - kilkuset.

Klasyczny opis trajektorii nie pozwala na dokładną jej korektę związaną z przekazem energii do wzbudzonego jądra, ponieważ nie wiadomo, w którym punkcie toru ten przekaz nastąpił. Kolejnym warunkiem stosowalności przybliżenia półklasycznego jest zatem wymóg, by energia wzbudzenia była mała w porównaniu z energią pocisku. W przypadku ciężkich jonów założenie to jest z reguły spełnione. Mimo to efekt zaburzenia trajektorii jest w pierwszym przybliżeniu brany pod uwagę. Wykonuje się w tym celu tzw. symetryzację [Ald75], czyli uśrednienie parametrów trajektorii niezaburzonych i trajektorii odpowiadających zmodyfikowanej energii.

Innym uproszczeniem przyjętym w opisie półklasycznym jest całkowite rozdzielenie w czasie procesów wzbudzenia i deekscytacji wzbudzonego kulombowsko jądra. Rozdzielenie takie jest uzasadnione, gdyż średnie czasy życia stanów jądrowych są o kilka rzędów wielkości większe niż efektywny czas zderzenia (rzędu 10^{-19} - 10^{-20} s).

Potencjał opisujący oddziaływanie kulombowskie pocisku i tarczy może być rozwinięty w szereg multipolowy i przedstawiony jako suma trzech składników, odpowiedzialnych za oddziaływanie: monopol-monopol, monopol-multipol i multipol-multipol. Pierwszy z nich wyznacza klasyczną trajektorię $\vec{r}(t)$, natomiast trzeci jest zanedbywalnie mały w porównaniu z poprzednimi. W związku z tym w równaniu Schrödingera dla badanego jądra pojawia się jedynie drugi człon potencjału i równanie ma postać:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(\vec{r}, t)\rangle = (\hat{H}^0 + \hat{V}(\vec{r}(t))) |\Psi(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.6)$$

gdzie \hat{H}^0 jest wewnętrznym hamiltonianem jądra tarczy, a potencjał $\hat{V}(\vec{r}(t))$ opisuje oddziaływanie monopolu jądra powodującego wzbudzenie z multipolem badanego jądra.

Rozwiązaniem równania (1.6) jest kombinacja liniowa funkcji własnych swobodnego jądra ze współczynnikami zależnymi od czasu:

$$|\Psi(\vec{r}, t)\rangle = \sum_n a_n(t) \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.7)$$

gdzie E_n jest energią stanu $|\phi_n(\vec{r}, t)\rangle$:

$$\hat{H}^0 |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle = E_n |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.8)$$

Podstawiając (1.7) do (1.6) można uzyskać równanie na współczynniki $a_n(t)$:

$$i\hbar \sum_n \frac{da_n}{dt} \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle = \sum_n a_n(t) \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) \hat{V}(\vec{r}(t)) |\phi_n(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.9)$$

które po skorzystaniu z ortonormalności funkcji $|\phi_n(\vec{r}, t)\rangle$ upraszcza się do postaci:

$$\frac{d}{dt} a_k(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_n a_n(t) \langle \phi_k(\vec{r}, t) | \hat{V}(\vec{r}(t)) | \phi_n(\vec{r}, t) \rangle \exp\left(\frac{-i(E_n - E_k)t}{\hbar}\right) \quad (1.10)$$

Zakładamy, że przed reakcją jądro znajduje się w stanie podstawowym. Zatem warunkiem początkowym równania (1.10) jest $a_k(t = -\infty) = \delta_{k0}$ (indeks 0 odpowiada stanowi podstawowemu).

Amplitudy wzbudzenia po rozproszeniu $a_k(t = \infty)$ wyznaczają prawdopodobieństwa wzbudzeń P_k oraz przekrój czynny na wzbudzenie stanu $|\phi_k(\vec{r}, t)\rangle$:

$$P_k = |a_k(\infty)|^2 \quad (1.11)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_k = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \cdot P_k \quad (1.12)$$

gdzie $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth}$ oznacza przekrój czynny na rozpraszanie Rutherforda.

Równanie (1.10) można wyrazić przez elementy macierzowe operatorów momentu multipolowego. W tym celu potencjał $\hat{V}(\vec{r}(t))$ należy rozwinąć w szereg multipolowy:

$$\hat{V}(\vec{r}(t)) = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{4\pi Z_p e}{2\lambda + 1} (-1)^\mu S_{\lambda\mu}^T(\vec{r}, t) \cdot \hat{M}(T\lambda, -\mu) \quad (1.13)$$

gdzie $\hat{M}(T\lambda, \mu)$ jest operatorem momentu multipolowego, a funkcje zderzenia $S_{\lambda\mu}^T(\vec{r}, t)$ mają postać:

$$S_{\lambda\mu}^E(\vec{r}, t) = \frac{Y_{\lambda\mu}(\vartheta(t), \varphi(t))}{r(t)^{\lambda+1}} \quad (1.14)$$

dla wzbudzeń elektrycznych,

$$S_{\lambda\mu}^M(\vec{r}, t) = \frac{1}{\lambda c} \cdot \frac{d\vec{r}(t)}{dt} (\vec{r} \times \nabla) Y_{\lambda\mu}(\vartheta(t), \varphi(t)) \quad (1.15)$$

dla wzbudzeń magnetycznych.

We wzorach (1.14) i (1.15) przyjęte są następujące oznaczenia:

λ - multipolowość operatora $\hat{M}(T\lambda, \mu)$,

μ - rzut spinu operatora $\hat{M}(T\lambda, \mu)$,

T - rodzaj przejścia (elektryczne, magnetyczne),

$Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi)$ - harmonika sferyczna.

Podstawiając tę postać potencjału $\hat{V}(\vec{r}(t))$ do równania na współczynniki $a_k(t)$ oraz wyrażając zgodnie z twierdzeniem Wignera-Eckharta (1.16) elementy macierzowe operatora $\hat{M}(T\lambda, \mu)$ przez zredukowane elementy macierzowe:

$$\langle I_k, m_k | \hat{M}(T\lambda, \mu) | I_n, m_n \rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_n + 1}} (I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k) \langle I_k || \hat{M}(T\lambda) || I_n \rangle \quad (1.16)$$

gdzie:

I_k, m_k - spin stanu $|I_k, m_k\rangle$ i jego rzut na oś kwantyzacji,

$(I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k)$ - współczynnik Clebscha-Gordana,

otrzymujemy

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}a_k(t) &= \frac{i}{\hbar} \frac{4\pi Z_p e}{\sqrt{2I_n + 1}} \sum_n a_n(t) \exp\left(\frac{-i(E_n - E_k)t}{\hbar}\right) \times \\ &\times \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{(-1)^\mu}{2\lambda + 1} \langle I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k \rangle S_{\lambda\mu}^T(\vec{r}, t) \langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle \end{aligned} \quad (1.17)$$

Jest to układ sprzężonych równań różniczkowych wiążący amplitudy wzbudzeń $a_k(t)$ ze zredukowanymi elementami macierzowymi operatorów momentu multipolowego. Należy tu zwrócić uwagę, że indeksy k numerują stany różniące się zarówno spinami jak i rzutami spinu na oś kwantyzacji. Rozwiązanie układu (1.17) dla danego zestawu elementów macierzowych $\langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle$ pozwala na wyznaczenie obsadzeń stanów jądra po wzbudzeniu kulombowskim. Postać funkcji zderzenia $S_{\lambda\mu}^T(\vec{r}, t)$ powoduje, że wygodnym układem odniesienia do rozwiązywania tych równań jest układ związany ze środkiem masy, o jednej osi zawartej w osi symetrii trajektorii.

1.2 Rozpad stanów wzbudzonych

Ten sam zestaw zredukowanych elementów macierzowych, który opisuje proces wzbudzenia, parametryzuje rozpad γ wzbudzonych stanów. Zredukowane elementy macierzowe są bezpośrednio związane ze zredukowanym prawdopodobieństwem przejścia $B(T\lambda)$ zależnością:

$$B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle|^2 \quad (1.18)$$

Z kolei przez zredukowane prawdopodobieństwo przejścia można wyrazić prawdopodobieństwo rozpadu stanu przez emisję kwantu γ :

$$P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda((2\lambda + 1)!!)^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \cdot B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.19)$$

Znajomość amplitud wzbudzenia, otrzymanych przez rozwiązanie układu równań (1.17), pozwala na wyliczenie intensywności przejść γ przy uwzględnieniu współczynników konwersji wewnętrznej dla tych przejść.

Polaryzację jądra po wzbudzeniu opisuje tensor:

$$\rho_{k\chi}(I) = \sqrt{2I + 1} \sum_{m, m'} (-1)^{I-m'} \begin{pmatrix} I & k & I \\ -m' & \chi & m \end{pmatrix} a_{Im'}^* a_{Im} \quad (1.20)$$

gdzie:

I oznacza spin stanu wzbudzonego,

a_{Im} – amplitudę wzbudzenia podstanu o spinie I i rzucie spinu na oś kwantyzacji m .

Ponadto we wzorze 1.20 zastąpiono używany we wcześniejszych wzorach współczynnik Clebscha-Gordana symbolem 3-J Wignera. Obie wielkości są ze sobą związane w następujący sposób:

$$(J_1, m_1, J_2, m_2 | J, m) = (-1)^{-J_1+J_2-m} \sqrt{2J+1} \begin{pmatrix} J_1 & J_2 & J \\ m_1 & m_2 & -m \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Rozkład kątowy promieniowania γ emitowanego przez to jądro wyraża się wzorem:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \sigma_{Ruth}(\theta_p) \frac{1}{2\gamma(I_i)\sqrt{\pi}} \sum_{\chi, k \text{ parzyste}} \rho_{k\chi}^*(I_i) \sum_{\lambda, \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'}^* F_k(\lambda\lambda' I_i I_f) Y_{k\chi}(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma) \quad (1.22)$$

gdzie indeksy p odpowiadają rozproszonej cząstce, a γ wyemitowanemu kwantowi promieniowania, $\sigma_{Ruth}(\theta_p)$ oznacza przekrój czynny Rutherforda na rozpraszanie, $F_k(\lambda\lambda' I_i I_f)$ są współczynnikami korelacji γ - γ (zdefiniowanymi np. w [Fra65]), $\gamma(I_i)$ jest stałą rozpadu, uwzględniającą wszystkie multipolowości i stany końcowe:

$$\gamma(I_i) = \sum_{\lambda, f} |\delta_\lambda(I_i \rightarrow I_f)|^2$$

a wielkości δ_λ są amplitudami przejścia $I_i \rightarrow I_f$ o multipolowości λ , zdefiniowanymi jako:

$$\delta_\lambda = i^{n(\lambda)} \sqrt{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)}$$

przy czym $n(\lambda)$ jest równe λ dla przejść elektrycznych, a $\lambda+1$ dla przejść magnetycznych. $P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ jest zdefiniowane wzorem 1.20.

Powyższe równania zostały wypisane w układzie, w którym wyznaczono amplitudy wzbudzenia (kierunki osi zależały w nim od trajektorii). Natomiast rozkłady kątowe muszą być wyznaczone w nieruchomym i niezależnym od kąta rozproszenia układzie laboratoryjnym. Należy więc wykonać odpowiednią transformację uzyskanych wielkości. Z uwagi na to, że emitujące promieniowanie γ jądra mogą mieć znaczne prędkości, muszą być przy tym uwzględnione także efekty relatywistyczne.

Innym zjawiskiem, modyfikującym obserwowany rozkład kątowy, jest efekt deorientacji, związany z oddziaływaniem momentu magnetycznego jądra z elektronami, przechodzącymi na najniższe dostępne powłoki w wybitym z tarczy, silnie zjonizowanym atomie. Czas, w którym zachodzą przejścia między powłokami elektronowymi, jest rzędu 10^{-12} s, podobnie jak czasy życia stanów jądrowych. W związku z tym efekt deorientacji

wpływa na polaryzację jądra przed emisją kwantu γ , powodując rozmycie rozkładów kątowych, które może być uwzględnione w obliczeniach przez wprowadzenie odpowiednich współczynników osłabienia.

Wszystkie powyższe wzory opisywały sytuację, w której zarówno kierunek rozproszenia, jak i kierunek emisji kwantu γ były jednoznacznie określone. W praktyce jednak są one wyznaczone z pewną dokładnością, związaną z rozmiarami użytych detektorów. Ten efekt także musi być uwzględniony w analizie rozkładów kątowych.

Ostatecznie wyrażenie opisujące rozkład kątowy promieniowania γ przybiera więc postać:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} &= \sigma_{Ruth}(\theta_p) \frac{1}{2\gamma(I_i)\sqrt{\pi}} \times \\ &\times \sum_{\chi, k \text{ parzyste}} \rho'_{k\chi}^*(I_i, \theta_p) \sum_{\lambda, \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'}^* F_k(\lambda\lambda' I_i I_f) G_k Q_k Y_{k\chi}(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma) \end{aligned} \quad (1.23)$$

gdzie:

$\rho'_{k\chi}^*(I_i, \theta_p)$ – tensor $\rho_{k\chi}^*(I_i)$ przetransformowany do układu laboratoryjnego; parametrem tej transformacji jest kąt rozproszenia cząstki θ_p ,

G_k i Q_k są współczynnikami rozmycia rozkładu kąтового związanymi odpowiednio z deorientacją i skończonymi rozmiarami detektorów γ ; metody ich wyznaczenia są przedstawione w pracach [Bos77] i [Bre77] (współczynnik G_k) oraz [Kra72] (współczynnik Q_k).

Nawet dla stosunkowo słabych wzbudzeń zestaw elementów macierzowych $\langle I_f | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle$ opisujących procesy wzbudzenia i rozpadu jest duży. Aby móc jednoznacznie wyznaczyć ten zestaw, potrzebna jest równie duża liczba danych doświadczalnych. Potencjał opisujący oddziaływanie kulombowskie jąder (1.13) jest funkcją zarówno ładunku pocisku Z_p jak i jego trajektorii $\vec{r}(t)$, a w szczególności kąta rozproszenia θ_{CM} . W związku z tym badając strukturę danego jądra stosuje się różne wiązki, a także mierzy promieniowanie γ odpowiadające wzbudzeniu przez cząstki rozproszone w pewien określony zakres kątów.

Podstawowym narzędziem, służącym do analizy eksperymentów wzbudzeń kulombowskich, jest program GOSIA [Czo83]. Umożliwia on dopasowanie zredukowanych elementów macierzowych do wyznaczonych eksperymentalnie intensywności linii γ . Zostanie to dokładniej opisane w rozdziale 6.1.

Rozdział 2

Deformacja i kolektywne wzbudzenia jąder atomowych

2.1 Opis deformacji

Jednym ze sposobów opisu kształtu jądra jest przedstawienie równania powierzchni jądrowej w postaci szeregu harmonik sferycznych. Korzysta się przy tym z faktu, że harmoniki sferyczne są funkcjami własnymi operatora momentu pędu, zatem opis zjawisk związanych z momentem pędu staje się szczególnie wygodny.

Powierzchnię jądrową można więc przedstawić w następujący sposób:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} a_{\lambda,\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (2.1)$$

Formalnie w powyższym wzorze występuje sumowanie po λ przybierającym wartości od 0 do nieskończoności, ale w opisie kształtu jądra rzadko uwzględnia się człony z λ wyższym niż 4. Z drugiej strony, zaniedbuje się także dwa pierwsze człony – harmoniki zerowego i pierwszego rzędu. Pierwszy z nich jest związany ze zmianą objętości jądra, co przy niskich energiach wzbudzenia nie jest obserwowane (materia jądrowa jest nieściśliwa). Drugi człon jest związany z przesunięciem jądra jako całości.

Najprostszym interesującym kształtem zdeformowanym jest zatem kształt kwadru-polowy opisywany przez harmoniki sferyczne drugiego rzędu. Jeżeli współczynniki $a_{2,\mu}$ są znacznie mniejsze od 1, kształt ten odpowiada elipsoidzie.

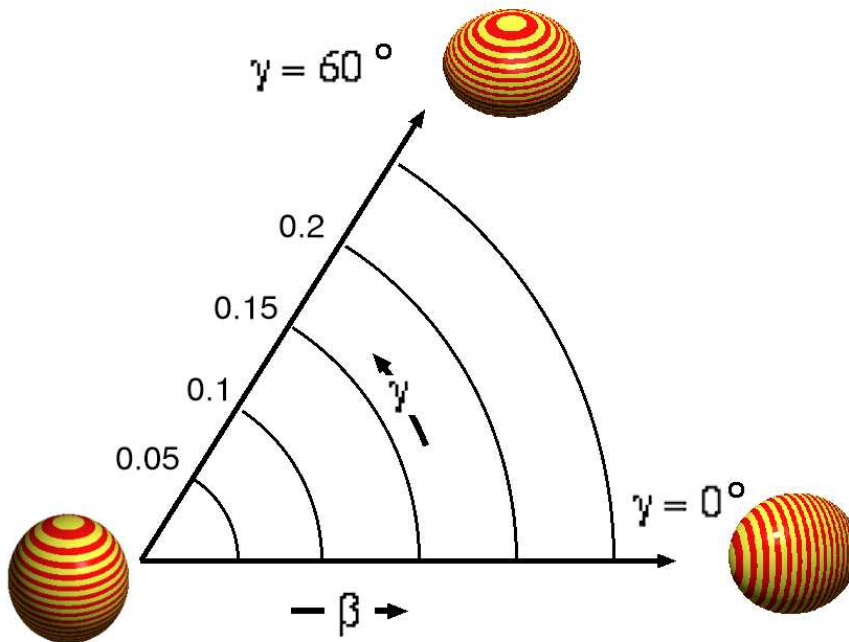
W ogólności, jak widać z równania (2.1), do opisu jądra zdeformowanego kwadru-polowo potrzebnych jest pięć współczynników $a_{2,\mu}$. Jeżeli jednak wybrać układ odniesienia związany z osiami głównymi jądra, tylko trzy z nich pozostają niezerowe, a dodatkowo

można je wyrazić używając jedynie dwóch parametrów β i γ :

$$\begin{aligned} a_{2,0} &= \beta \cos \gamma \\ a_{2,1} = a_{2,-1} &= 0 \\ a_{2,2} = a_{2,-2} &= \frac{\beta \sin \gamma}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

gdzie $\beta \geq 0$, $\gamma \in \langle 0^\circ, 60^\circ \rangle$.

Wartości parametrów ograniczające się do podanych wyżej zakresów pozwalają na otrzymanie wszystkich możliwych kształtów kwadrupolowych. Jeżeli zmieni się znak parametru β lub zwiększy wartość γ o wielokrotność 60° , spowoduje to jedynie zmianę orientacji przestrzennej opisywanej bryły.



Rysunek 2.1: Opis kształtu jądra zdeformowanego kwadrupolowo przy użyciu parametrów β i γ .

Parametr β opisuje wielkość deformacji, natomiast γ odstępstwo od symetrii osiowej. Wartości $\gamma = 0^\circ$ i 60° dla małych β odpowiadają kształtom odpowiednio wydłużonej elipsoidy obrotowej (*prolate*) i spłaszczonej (*oblate*).

Typowe wartości β dla jąder zdeformowanych z obszaru przejściowego i obszaru ziem rzadkich nie przekraczają 0.3. Dla stanów superzdeformowanych β może osiągnąć 0.6.

Do opisu bardziej złożonych kształtów jąder stosuje się ponadto harmoniki rzędu 3 i 4, opisujące tzw. deformację oktopolową i heksadekapolową jądra. W większości przypadków jednak jądra mają kształt kwadrupolowo zdeformowany, a wkłady od harmonik wyższego rzędu stanowią jedynie małe poprawki. Dla jąder, w których deformacja oktopolowa jest istotna, obserwuje się nisko leżące stany o odwrotnej parzystości w stosunku do stanu podstawowego oraz silne przejścia z rozpadu tych stanów. W dalszym ciągu tej pracy w analizie deformacji jąder atomowych ograniczymy się wyłącznie do deformacji kwadrupolowej, gdyż w opisywanych eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo i ^{98}Mo nie zaobserwowano linii pochodzących z rozpadu stanów o odwrotnej parzystości.

2.2 Moment kwadrupolowy

Elektryczny moment kwadrupolowy jest miarą odstępstwa rozkładu ładunku od symetrii sferycznej. Wewnętrzny moment kwadrupolowy Q_0 jest zdefiniowany jako diagonalny element macierzowy operatora kwadrupolowego \hat{Q} :

$$Q_0 = \langle I, m = I | \hat{Q} | I, m = I \rangle, \quad (2.3)$$

a operator kwadrupolowy wiąże się z gęstością ładunku $\rho(\vec{r})$ wzorem:

$$e\hat{Q} = \int \rho(\vec{r}) r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) d^3 r. \quad (2.4)$$

Wewnętrzny moment kwadrupolowy, zdefiniowany jak powyżej, jest obliczany w układzie związanym z osiami głównymi bryły sztywnej.

Można także powiązać operator kwadrupolowy z operatorem przejścia E2 $\hat{M}(E2, \mu)$, a konkretnie jego składową o $\mu = 0$:

$$e\hat{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \hat{M}(E2, \mu = 0). \quad (2.5)$$

Dla jądra o kształcie wydłużonym (*prolate*) Q_0 ma wartość dodatnią, zaś dla jądra o kształcie spłaszczonym (*oblate*) – ujemną.

Wewnętrzny moment kwadrupolowy jest określony w układzie osi głównych bryły sztywnej. Można także wykonać analogiczne obliczenia w układzie laboratoryjnym, otrzymując tzw. spektroskopowy moment kwadrupolowy. Spektroskopowy moment kwadrupolowy, wiąże się z diagonalnym elementem macierzowym wzorem:

$$eQ_{sp} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{\sqrt{2I+1}} (I, I, 2, 0 | I, I) \langle I | \hat{M}(E2) | I \rangle. \quad (2.6)$$

Przyjmując odpowiedni model sprzężenia momentów pędu można z wewnętrznego momentu kwadrupolowego Q_0 wyliczyć moment spektroskopowy Q_{sp} . Taki związek między wartościami Q_0 i Q_{sp} zostanie zaprezentowany w rozdziale 2.3 poświęconym modelowi rotacyjnemu.

2.3 Model sztywnego rotora

W najprostszym modelu rotacyjnym jądro jest traktowane jako bryła sztywna posiadająca symetrię osiową. Rozważa się obrót takiej bryły wokół osi prostopadłej do osi symetrii.

Dodatkowo stosuje się tzw przybliżenie adiabatyczne, czyli zakłada się, że rotacja jądra jest na tyle powolna, że nie zaburza wewnętrznych ruchów pojedynczych nukleonów. Zakłada się także, że wewnętrzna struktura jądra, a w związku z tym także moment bezwładności \mathcal{J} są niezależne od spinu.

Jeżeli uwzględni się fakt, że obracające się jądro może posiadać wewnętrzny moment pędu, to energia rotacji jądra wyraża się wzorem:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}[I(I+1) - K^2] \quad (2.7)$$

gdzie I jest całkowitym momentem pędu jądra, a K oznacza składową wewnętrznego momentu pędu w kierunku wyznaczonym przez oś symetrii.

Rotacja jądra powoduje zatem powstanie układu stanów o energiach opisanych zależnością (2.7), tworzących tzw. pasmo rotacyjne. Kolejne stany w paśmie mają spiny $I = K, K+1, K+2, \dots$ z wyjątkiem przypadku $K=0$, kiedy ze względu na symetrię w skład pasma wchodzi wyłącznie stany o I parzystym.

Zredukowane elementy macierzowe przejść E2 (zarówno przejściowe jak i diagonalne) wewnątrz pasma można wyrazić wzorem:

$$\langle KI_f || \hat{M}(E2) || KI_i \rangle = \sqrt{(2I_i+1)(I_i, K, 2, 0 | I_f, K)} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} eQ_0 \quad (2.8)$$

a zredukowane prawdopodobieństwa przejść można przedstawić w następującej postaci, korzystając z wzoru (1.18):

$$B(E2, KI_i \rightarrow KI_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 (I_i, K, 2, 0 | I_f, K)^2. \quad (2.9)$$

Prawdopodobieństwa przejść wyliczone z równania (2.9) są znacznie większe niż prawdopodobieństwa przejść jednej cząstki w modelu jednocząstkowym (gdyż moment kwadrupolowy zdeformowanego jądra Q_0 jest znacznie większy od momentu kwadrupolowego obliczonego dla jednego nukleonu walencyjnego).

W przejściu kwadrupolowym między dwoma stanami rotacyjnymi należącymi do tego samego pasma zmienia się jedynie część funkcji falowej jądra związana z jego rotacją, zaś wewnętrzna funkcja własna nie zostaje zmieniona. W przypadku przejścia pomiędzy pasmami zmienia się struktura wewnętrzna jądra, więc prawdopodobieństwa takich przejść są znacznie mniejsze niż prawdopodobieństwa przejść wewnątrzpasmych (i są porównywalne z prawdopodobieństwami przejść jednocząstkowych).

Ze złożenia wzorów (2.8) i (2.6) otrzymujemy następującą relację pomiędzy Q_{sp} i Q_0 :

$$Q_{sp} = (I, K, 2, 0|I, K)(I, I, 2, 0|I, I)Q_0 = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}Q_0 \quad (2.10)$$

W szczególnym przypadku $I = K$ (co zwykle zachodzi dla stanu podstawowego) równanie (2.10) przybiera postać:

$$Q_{sp} = \frac{I}{I+1} \cdot \frac{2I-1}{2I+3}Q_0 \quad (2.11)$$

Widać, że dla $I = 1/2$ oraz $I = 0$ spektroskopowy moment kwadrupolowy znika, nawet gdy Q_0 jest różne od zera. Jest to związane z faktem, że w tych przypadkach oś symetrii jądra jest skierowana z równym prawdopodobieństwem we wszystkich kierunkach, zatem wewnętrzna deformacja (opisywana przez Q_0) nie ma wpływu na mierzony w układzie laboratoryjnym moment kwadrupolowy Q_{sp} .

Przedstawioną powyżej metodę opisu przejść wewnątrzpasmych można rozszerzyć na przypadek oddziaływania dwóch pasm rotacyjnych różniących się liczbą K . Zredukowane elementy macierzowe operatora $\hat{M}(E2)$ pomiędzy stanem I_i należącym do pasma scharakteryzowanego liczbą K_1 , a stanem I_f należącym do pasma o liczbie K_2 , wyrażone są wzorem:

$$\begin{aligned} \langle K_2 I_f || \hat{M}(E2) || K_1 I_i \rangle = & \quad (2.12) \\ = \sqrt{(2I_i + 1)} & \left((I_i, K_1, 2, K_2 - K_1 | I_f, K_2) \langle K_2 | \hat{M}(E2, K_2 - K_1) | K_1 \rangle + \right. \\ & \left. + (-1)^{I_i + K_1} (I_i - K_1, K_1, 2, K_2 - K_1 | I_f, K_2) \langle K_2 | \hat{M}(E2, K_2 + K_1) | K_1 \rangle \right) \end{aligned}$$

Występujące w równaniu (2.12) wielkości $\langle K_2 | \hat{M}(E2, K_2 - K_1) | K_1 \rangle$ i $\langle K_2 | \hat{M}(E2, K_2 + K_1) | K_1 \rangle$ – tak zwane wewnętrzne elementy macierzowe – opisują sprzężenie pomiędzy oboma pasmami.

Wzór (2.12) opisuje sytuację, gdy zarówno K_1 jak i K_2 są różne od zera. Gdy jedno z pasm charakteryzuje się $K = 0$, upraszcza on się do postaci:

$$\begin{aligned} \langle K_2 I_f | \hat{M}(E2) | K_1 = 0 \ I_i \rangle = & \quad (2.13) \\ \sqrt{(2I_i + 1)}(I_i, 0, 2, K_2 | I_f, K_2) \langle K_2 | \hat{M}(E2, K_2) | K_1 = 0 \rangle & \begin{cases} \sqrt{2} & \text{dla } K_2 \neq 0 \\ 1 & \text{dla } K_2 = 0 \end{cases} \end{aligned}$$

2.4 Kwadrupolowe reguły sum

Metoda kwadrupolowych reguł sum [Kum74, Cli86] pozwala na wyrażenie parametrów deformacji kwadrupolowej jądra w dowolnym stanie wzbudzonym przez zredukowane elementy macierzowe przejść E2.

Operator elektrycznego przejścia kwadrupolowego (oznaczany dalej jako $E(2, \mu)$ zgodnie ze standardową notacją wprowadzoną przez Bohra i Mottelona [Boh75]) jest tensorem sferycznym rzędu drugiego. Złożenie większej liczby takich operatorów daje w wyniku tensor sferyczny, którego rząd zależy od sposobu złożenia. W szczególności jest możliwe utworzenie w wyniku złożenia tensora rzędu zerowego, którego wartość jest niezależna od układu odniesienia. Uzyskany w ten sposób niezmiennik można wyrazić zarówno przez parametry kształtu jądra, zdefiniowane w układzie wewnętrznym jądra, jak i przez zredukowane elementy macierzowe przejść E2, mierzone w układzie laboratoryjnym.

2.4.1 Parametryzacja operatora przejścia E2

W układzie związanym z osiami głównymi jądra współczynniki rozwinięcia na harmoniki sferyczne operatora elektrycznego przejścia kwadrupolowego (E2) można wyrazić przy użyciu tylko dwóch parametrów: Q i δ :

$$\begin{aligned} E(2, 0) &= Q \cos \delta, \\ E(2, 1) &= E(2, -1) = 0, \\ E(2, 2) &= E(2, -2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot Q \sin \delta. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Parametry kształtu Q i δ są analogiczne do powszechnie używanych parametrów β i γ [Boh75]. Odpowiadają jednak rozkładowi ładunku, a nie masy. Q , podobnie jak parametr kształtu β , jest miarą deformacji – odstępstwa od kształtu sferycznego, natomiast δ , analogicznie do parametru Bohra γ , mówi o odstępstwie od kształtu osiowosymetrycznego.

Zakładając jednorodny rozkład masy i ładunku, można wyrazić związek parametrów (β, γ) i (Q, δ) w następujący sposób [Roh04]:

$$Q^2 = \left(\frac{3}{4\pi} ZR^2 \right)^2 \left(\beta^2 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta^3 \cos(3\gamma) + \frac{5}{64\pi} \beta^4 + \dots \right) \quad (2.15)$$

$$Q^3 \cos(3\delta) = \left(\frac{3}{4\pi} ZR^2 \right)^3 \left(\beta^3 \cos(3\gamma) + \frac{3}{4} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta^4 + \frac{15}{64\pi} \beta^5 \cos(3\gamma) + \dots \right) \quad (2.16)$$

gdzie Z jest liczbą atomową, a R promieniem jądra, przybliżanym wzorem $R = r_0 \sqrt[3]{A}$, $r_0 = 0.12$ [Å].

2.4.2 Złożenia operatorów E2

Korzystając z parametryzacji przedstawionej w rozdziale 2.4.1, można obliczyć wartość złożenia operatorów E2 tworzących w wyniku tensor zerowego rzędu. Tensor zerowego rzędu jest skalarem, więc jego wartość jest taka sama w układzie wewnętrznym jądra i w układzie laboratoryjnym.

Przykładowo podane są wyrażenia dla złożenia dwóch i trzech operatorów.

$$[\text{E2} \times \text{E2}]^0 = \frac{Q^2}{\sqrt{5}} \quad (2.17)$$

$$\{[\text{E2} \times \text{E2}]^2 \times \text{E2}\}^0 = \sqrt{\frac{2}{35}} Q^3 \cos 3\delta \quad (2.18)$$

Z drugiej strony, elementy macierzowe złożenia operatorów można wyrazić przez elementy macierzowe pojedynczych operatorów E2 korzystając z twierdzenia o rozkładzie na stany pośrednie:

$$\langle f || [\text{E2} \times \text{E2}]^J || i \rangle = \frac{(-1)^{I_i + I_f}}{\sqrt{(2I_f + 1)}} \sum_t \langle f || \text{E2} || t \rangle \langle t || \text{E2} || i \rangle \left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & J \\ I_f & I_i & I_t \end{array} \right\}, \quad (2.19)$$

gdzie $\left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & J \\ I_f & I_i & I_t \end{array} \right\}$ jest współczynnikiem 6-J Wignera.

Równanie (2.19) może być oczywiście stosowane rekurencyjnie do złożenia wyższych rzędów. W przypadku złożenia drugiego i trzeciego rzędu otrzymujemy:

$$\langle i || [\text{E2} \times \text{E2}]^0 || i \rangle = \frac{1}{\sqrt{(2I_i + 1)}} \sum_t \langle i || \text{E2} || t \rangle \langle t || \text{E2} || i \rangle \left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & 0 \\ I_i & I_i & I_t \end{array} \right\} \quad (2.20)$$

$$\langle i || \{ [E2 \times E2]^2 \times E2 \}^0 || i \rangle = \mp \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{rt} \langle i || E2 || r \rangle \langle r || E2 || t \rangle \langle t || E2 || i \rangle \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 2 \\ I_i & I_r & I_t \end{Bmatrix} \quad (2.21)$$

gdzie znak „-” stosuje się do układów o całkowitym spinie, zaś „+” do układów o spinie półówkowym.

Konstruowanie niezmienników ze złożenia większej liczby operatorów pozwala na powiązanie tych samych parametrów deformacji z innym zestawem elementów macierzowych. W związku z tym porównanie wartości Q i δ wyznaczonych z różnych niezmienników pozwala na sprawdzenie, czy otrzymany eksperymentalnie zestaw elementów macierzowych nie zawiera wewnętrznych sprzeczności.

W przypadku niezmienników drugiego i trzeciego rzędu istniała tylko jedna kombinacja operatorów, prowadząca do uzyskania tensora zerowego rzędu. Niezmienniki wyższych rzędów mogą być konstruowane na różne sposoby, co widać na przykładzie złożenia czterech operatorów. W wyniku złożenia dwóch operatorów $E2$ powstaje tensor rzędu J (J może przybierać wartości 0, 2 i 4) który po złożeniu z drugim utworzonym w ten sam sposób tensorem daje niezmiennik. W tym wypadku istnieją zatem trzy możliwe złożenia:

$$\begin{aligned} \{ [E2 \times E2]^0 \times [E2 \times E2]^0 \}^0 &= \frac{1}{5} Q^4 \\ \{ [E2 \times E2]^2 \times [E2 \times E2]^2 \}^0 &= \frac{2}{7\sqrt{5}} Q^4 \\ \{ [E2 \times E2]^4 \times [E2 \times E2]^4 \}^0 &= \frac{6}{35} Q^4 \end{aligned} \quad (2.22)$$

Za pomocą zredukowanych elementów macierzowych przejść $E2$ elementy macierzowe złożenia można wyrazić następująco:

$$\begin{aligned} &\langle i || \{ [E2 \times E2]^J \times [E2 \times E2]^J \}_0 || i \rangle = \\ &= \frac{\sqrt{2J+1}}{2I_i+1} \sum_{rtu} \langle i || E2 || r \rangle \langle r || E2 || t \rangle \langle t || E2 || u \rangle \langle u || E2 || i \rangle \times \\ &\times \begin{Bmatrix} 2 & 2 & J \\ I_i & I_r & I_t \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 2 & 2 & J \\ I_i & I_r & I_u \end{Bmatrix} (-1)^{I_i - I_r} \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.4.3 Reguły sum w praktyce

Z punktu widzenia teorii liczba operatorów w konstruowanych niezmiennikach może być dowolna. Ograniczenia wynikają z liczby oraz dokładności wyznaczonych eksperymental-

nie elementów macierzowych. Generalnie im wyższy niezmiennik, tym w jego rozwinięciu występuje więcej elementów macierzowych. Jednocześnie, z uwagi na propagację błędu, ze wzrostem liczby składanych ze sobą operatorów silnie wzrasta niepewność wyznaczonych stąd parametrów deformacji.

Jak widać ze wzoru (2.20) do wyznaczenia parametru deformacji Q danego stanu niezbędna jest znajomość wartości wszystkich zredukowanych elementów macierzowych E2 łączących ten stan z każdym stanem, który może być osiągnięty przez pojedyncze przejście E2 z rozważanego stanu. W szczególności, jeżeli spin rozważanego stanu jest różny od zera, musi być znany odpowiedni element diagonalny. We wzorze (2.20) elementy macierzowe występują wyłącznie w drugiej potędze, w związku z tym nie jest potrzebna znajomość ich względnych znaków. Potrzebny zestaw wyznaczonych z odpowiednią dokładnością elementów macierzowych może być duży zwłaszcza w przypadku jąder nieparzystych, gdzie różnica spinu między kolejnymi poziomami w pasmach rotacyjnych wynosi $1\hbar$ – przykładem może być tu ostatnio analizowany przez grupę warszawską ^{165}Ho [Iwa03]. W przypadku stanu o spinie 0 do wyznaczenia wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ wystarczy więc znajomość zredukowanych prawdopodobieństw przejść do wszystkich stanów 2^+ , które mogą być otrzymane np. z pomiarów czasów życia.

Wyznaczenie parametru deformacji nieosiowej δ wymaga znajomości większej liczby elementów macierzowych, w tym diagonalnych, których wyznaczenie jest trudniejsze od wyznaczenia elementów przejściowych. Ponadto istotne stają się tu względne znaki elementów macierzowych. W związku z tym deformacja nieosiowa może być badana jedynie w stosunkowo prostych przypadkach – dla stanów o niskim spinie jąder parzysto-parzystych. Wyznaczenie zestawu elementów macierzowych (w tym diagonalnych) wraz ze znakami umożliwi w zasadzie jedynie metoda wzbudzenia kulombowskiego.

Część I

⁹⁸Mo

Rozdział 3

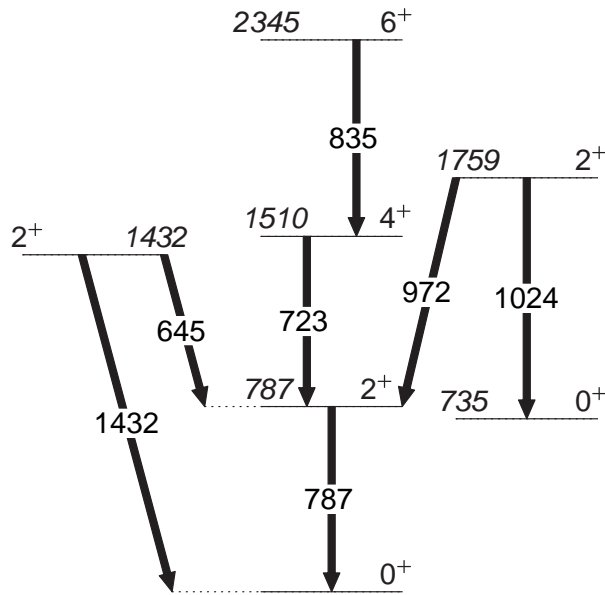
Dotychczasowe informacje o jądrze ^{98}Mo

3.1 Schemat rozpadu ^{98}Mo

Znajomość schematu poziomów badanego jądra (ich spinów, parzystości i energii) jest niezbędna w analizie danych uzyskanych metodą wzbudzeń kulombowskich. Prawdopodobieństwa rozpadu stanów wzbudzonych, opisane wzorem (1.19), zależą zarówno od energii kwantu γ , jak i od multipolowości przejścia, a ta z kolei jest ograniczona przez spiny i parzystości stanów początkowego i końcowego.

Schemat poziomów jądra ^{98}Mo jest dobrze znany. Został on zbudowany na podstawie analizy promieniowania γ emitowanego ze stanów wzbudzonych w wyniku rozpadu β ^{98}Nb oraz reakcji wywołanych przez lekkie cząstki (protony, neutrony, deuterony, cząstki α).

W analizie opisanej w niniejszej pracy potrzebna była znajomość bardzo niewielkiej części znanego schematu rozpadu ^{98}Mo , obejmującej nisko leżące stany wzbudzone, populowane w opisywanych eksperymentach. Schemat ten, z zaznaczeniem przejść obserwowanych w wyniku wzbudzenia kulombowskiego, jest przedstawiony na rysunku 3.1. Spiny i parzystości przedstawionych poziomów zostały przypisane już w latach sześćdziesiątych na podstawie pomiarów promieniowania γ ze stanów wzbudzonych w wyniku rozpadu β ^{98}Nb [Hec71] i potwierdzone przez kolejne eksperymenty. Nie przedstawiono stanów leżących znacznie powyżej wzbudzanych w omawianych eksperymentach, gdyż nie mają one wpływu na przebieg wzbudzenia. Uwzględniono natomiast wpływ nieobserwowanego, ale znanego z innych eksperymentów stanu 3_1^- o energii 2018 keV. Strzałkami oznaczono przejścia zaobserwowane w będących podstawą niniejszej pracy eksperymentach z wiązkami ^{20}Ne , ^{84}Kr i ^{136}Xe .



Rysunek 3.1: Schemat nisko leżących stanów wzbudzonych jądra ^{98}Mo . Przejścia obserwowane w opisywanych eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego są oznaczone strzałkami. Wszystkie energie są podane w keV.

3.2 Pozostałe informacje o strukturze elektromagnetycznej jądra ^{98}Mo

Eksperymenty wzbudzeń kulombowskich dostarczają informacji o względnych intensywnościach przejść γ . Znajomość innych wielkości związanych z elementami macierzowymi przejść elektromagnetycznych, takich jak czasy życia, współczynniki zmieszania i stosunki rozgałęzień, ułatwia dopasowanie zestawu elementów macierzowych odtwarzających obserwowane przejścia i zmniejsza ryzyko uzyskania niefizycznych rozwiązań. Danych pochodzących z innych eksperymentów można użyć do wyliczenia startowego zestawu elementów macierzowych lub traktować je podobnie do zmierzonych w eksperymencie intensywności przejść γ – jako dodatkowe punkty doświadczalne, do których jest dopasowywany zestaw elementów macierzowych.

W opisywanych eksperymentach nie zaobserwowano linii pochodzących z rozpadu stanu 3_1^- . W przypadku eksperymentu z najcięższą wiązką obserwacja najsilniejszej linii pochodzącej z tego stanu ($3_1^- \rightarrow 2_1^+$, energia 1230 keV) była niemożliwa z uwagi na obecność w tym zakresie energii silnego i szerokiego piku związanego ze wzbudzeniem wiązki (rysunek 5.3). Obliczenia symulacyjne wskazały jednak, że wzbudzenia tego stanu

nie należy zaniedbywać. Konieczne było zatem oszacowanie jego wpływu na wzbudzenie pozostałych stanów na podstawie istniejących danych spektroskopowych dotyczących tego poziomu.

Współczynniki zmieszania E2/M1 i stosunki rozgałęzień dla przejść w jądrze ^{98}Mo zostały wyznaczone na podstawie analizy promieniowania γ emitowanego w wyniku zarówno reakcji jądrowych i rozpadu β , jak i wzbudzeń kulombowskich. W tabeli 3.1 zebrane są średnie ważone zmierzonych w dotychczasowych eksperymentach wartości stosunków rozgałęzień przejść w jądrze ^{98}Mo zaczerpnięte z kompilacji [Sin98]. Dane te zostały wykorzystane w analizie eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego opisanej w niniejszej pracy.

Tabela 3.1: Wartości stosunków rozgałęzień przejść w jądrze ^{98}Mo podawane przez bazę danych [Sin98].

Przejścia	Stosunek rozgałęzienia
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.87 \pm 0.09
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.10 \pm 0.01
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+ / 2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	0.71 \pm 0.07
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	0.070 \pm 0.007
$3_1^- \rightarrow 2_3^+ / 3_1^- \rightarrow 2_1^+$	0.26 \pm 0.03

W tabeli 3.2 zebrane są współczynniki zmieszania E2/M1 przejść w jądrze ^{98}Mo zaczerpnięte z kompilacji [Sin98]. Dane te posłużyły do wyznaczenia początkowych wartości elementów macierzowych przejść M1 w jądrze ^{98}Mo , początkowo były także włączone do dalszej analizy jako dodatkowe punkty doświadczalne, ale na późniejszym etapie zostały wycofane z uwagi na niezgodność współczynnika zmieszania dla przejścia $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ z intensywnościami przejść γ zmierzonymi w eksperymentach.

Tabela 3.2: Wartości współczynników zmieszania E2/M1 przejść w jądrze ^{98}Mo podawane w kompilacji [Sin98].

Przejście	współczynnik zmieszania E2/M1
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1.70 \pm 0.16
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	-1.6 $\begin{smallmatrix} +0.7 \\ -1.5 \end{smallmatrix}$

Czasy życia stanów wzbudzonych jądra ^{98}Mo w większości przypadków były przeliczane z wartości B(E2) wyznaczonych metodą wzbudzenia kulombowskiego. Tylko czasy

życia stanów 0_2^+ i 2_1^+ były zmierzone bezpośrednio: pierwszy z nich przez pomiar koincydencji opóźnionych cząstka - elektron konwersji w reakcji $^{98}\text{Mo}(p, p')$, drugi – na podstawie analizy kształtu linii γ emitowanych przez jądra spowalniane w podkładce tarczy (DSAM, *Doppler Shift Attenuation Method*). W tabeli 3.3 zebrane są średnie ważone zmierzonych w dotychczasowych eksperymentach czasów życia stanów jądra ^{98}Mo zaczerpnięte z kompilacji [Sin98] z podaniem techniki pomiaru i prac, w których dana wartość została wyznaczona. $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, z którego wyliczono czas życia stanu 2_1^+ , zostało zmierzone także w pracach wcześniejszych niż [Bar72].

Tabela 3.3: Czasy życia stanów jądra ^{98}Mo podawane przez bazę danych [Sin98].

Stan	$T_{1/2}$ [ps]		Metoda pomiaru
0_2^+	21800	\pm 900	Koincydencja opóźniona [Bur72]
2_1^+	3.49	\pm 0.06	Wzbudzenie kulombowskie [Par79,Bar72,...]
	3.60	\pm 0.14	DSAM [Sie72]
2_2^+	1.65	\pm 0.12	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]
4_1^+	2.35	\pm 0.25	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]
2_3^+	1.3	\pm 1.1	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]
3_1^-	65	\pm 7	Wzbudzenie kulombowskie [Bar72]

Większość czasów życia wymienionych w tabeli 3.3 została przeliczona z wartości $B(E2)$ wyznaczonych w pracy [Bar72]. Metodyka opisanego w niej eksperymentu i analizy uzyskanych danych jest całkowicie różna od używanej współcześnie. Stosowane przez autorów założenia spowodowały, że nie zdecydowaliśmy się włączać uzyskanych w tej pracy czasów życia do analizy jako dodatkowych punktów pomiarowych.

W eksperymencie opisanym w pracy [Bar72] stosowana była gruba tarcza ^{98}Mo bombardowana wiązkami ^{16}O i cząstek α . Nie rejestrowano cząstek rozproszonych. Użycie grubych tarcz powodowało, że wzbudzenie jąder ^{98}Mo wywoływały cząstki o różnych energiach. Założono, że z uwagi na stosowanie lekkiej wiązki i wysokie energie stanów wzbudzonych ^{98}Mo wzbudzenia dwustopniowe stanów 2^+ mogą być zaniedbane. W szczególności pominięto wpływ momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ na populację tego stanu. Autorzy szacują błąd wyznaczenia wartości $B(E2)$ dla przejść ze stanu 2_2^+ związany z zaniedbaniem dwustopniowego wzbudzenia tego stanu na 4.7%. Zmierzone intensywności przejść γ przeliczano na przekrój czynny na wzbudzenie kulombowskie danego stanu, do czego potrzebna była znajomość bezwzględnej wydajności detektora, prądu wiązki, czasu martwego ADC i innych czynników mogących wpłynąć na zmierzoną intensywność. Następnie z przekrojów czynnych wyliczano wartości $B(E2)$. Ponieważ pomiary prowadzono z użyciem grubej tarczy, konieczna była tu znajomość strat energii w materiale

tarczowym. Wydaje się, że opisana procedura była bardzo wymagająca eksperymentalnie, więc podawane błędy wyznaczonych $B(E2)$ (np 3% dla przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) są zaskakująco małe.

Z danych zebranych w tabeli 3.3 w analizie eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego użyto czasów życia stanów 2_1^+ i 3_1^- . Czas życia stanu 2_1^+ był zmierzony w kilku eksperymentach i uzyskiwane wartości były zgodne. W przypadku czasu życia stanu 3_1^- nie dysponowaliśmy bardziej wiarygodną wartością, a konieczne było oszacowanie wzbudzenia tego stanu i jego wpływu na intensywności innych obserwowanych przejść.

Czasy życia pozostałych stanów 2^+ i 4_1^+ zostały wykorzystane jedynie do wyznaczenia początkowych wartości elementów macierzowych przejść $E2$ w jądrze ^{98}Mo . W dalszej analizie nie były używane jako dodatkowe punkty doświadczalne.

Czas życia stanu 0_2^+ , rozpadającego się wyłącznie przez przejście typu $E0$, nie ma wpływu na proces wzbudzenia kulombowskiego i w związku z tym nie został uwzględniony w analizie.

Wielkościami związanymi z diagonalnymi elementami macierzowymi przejść $E2$ są momenty kwadrupolowe jądra. Dla jądra ^{98}Mo znany był moment kwadrupolowy pierwszego stanu wzbudzonego. W tabeli 3.4 zestawione są wartości momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ pochodzące z różnych pomiarów. W obu przypadkach wykorzystano efekt reorientacji [Boe68]. Mierzono prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu 2_1^+ (zdefiniowane jako stosunek przekroju czynnego na rozproszenie nieelastyczne i elastyczne) dla różnych energii wiązek i kątów rozproszenia, a następnie z dopasowania do otrzymanych wartości wyznaczano moment kwadrupolowy Q_{2+} . Prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu 2_1^+ silnie zależy od znaku członu interferencyjnego, będącego iloczynem trzech elementów macierzowych:

$$P_i = \langle 2_1^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle \langle 2_i^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle \langle 2_i^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle. \quad (3.1)$$

W przypadku ^{98}Mo , ze względu na obserwację dwóch stanów 2^+ poza pierwszym, pojawiają się dwa takie człony interferencyjne: dla $i=2$ oraz $i=3$. Ich znaki są podane w tabeli 3.4 obok wyliczonych przy tym założeniu wartości Q_{2+} .

Z uwagi na dużą rozbieżność wartości momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ nie zdecydowano się użyć żadnej z powyższych wartości jako dodatkowego punktu doświadczalnego w analizie danych opisanej w niniejszej pracy.

Tabela 3.4: Zestawienie wartości momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ wyznaczonych w różnych eksperymentach. Podano założony znak członów interferencyjnych zdefiniowanych wzorem (3.1) dla stanów 2_2^+ i 2_3^+ .

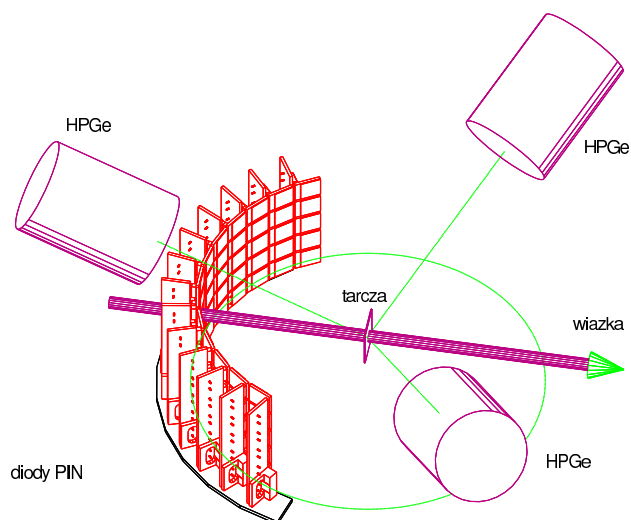
Praca	Moment kwadrupolowy [eb]	Założenie	
		znak P_2	znak P_3
[Par79]	-0.26 (9)	+	+
	-0.24 (9)	+	-
	0.08 (9)	-	+
	0.10 (9)	-	-
[Par76]	-0.20 (9)	+	+
	-0.18 (9)	+	-
	0.14 (9)	-	+
	0.16 (9)	-	-

Rozdział 4

Eksperymenty wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{98}Mo

4.1 Eksperyment z wiązką ^{20}Ne , ŚLCJ

Pierwsze pomiary wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{98}Mo zostały przeprowadzone w roku 1998 w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów w Warszawie, przy użyciu układu CUDAC [Iwa97, Iwa01], przedstawionego schematycznie na rysunku 4.1.



Rysunek 4.1: Schematyczny rysunek układu CUDAC.

Zastosowano wiązkę ^{20}Ne o energii 50 MeV, a promieniowanie γ było rejestrowane w koincydencji z sygnałami z detektorów cząstek. Podczas trwania eksperymentu komo-

ra CUDACa była wyposażona w 32 krzemowe detektory cząstek typu *positive-intrinsic-negative* (tzw. diody PIN) o wymiarach 1cm × 1cm. Diody PIN były umieszczone pod kątami od 140° do 170° względem kierunku wiązki, aby uzyskać możliwie silne wzbudzenie badanego jądra. Do rejestracji promieniowania γ używano trzech detektorów germanowych wysokiej czystości (*High Purity Germanium*, HPGe) ustawionych pod kątami 40°, 119° i 132° względem kierunku wiązki w odległości 14 cm od tarczy. Wydajności detektorów dla linii ^{60}Co 1.3 MeV wynosiły odpowiednio 20%, 15% i 35% względem kryształu 3" × 3" NaI.

Użyto tarczy ^{98}Mo o grubości 2 mg/cm².

W eksperymencie zaobserwowano jedynie najniższe stany wzbudzone ^{98}Mo , co wskazywało na konieczność przeprowadzenia dalszych eksperymentów ze znacznie cięższymi wiązkami.

Silną zależność prawdopodobieństwa wzbudzenia wyżej leżących stanów od liczby atomowej wiązki obrazują intensywności przejść zarejestrowanych w poszczególnych eksperymentach, zebrane w tabeli B.1 w Dodatku B.

4.2 Eksperymenty z wiązkami ^{84}Kr i ^{136}Xe , JAERI

Eksperymenty zostały przeprowadzone w JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) w Tokai w roku 2001. Użyto wiązek ^{84}Kr o energii 225 MeV i ^{136}Xe o energii 614 MeV. Kwanty γ były rejestrowane przez układ GEMINI [Fur99], składający się z 11 detektorów germanowych z osłonami antykomptonowskimi wykonanymi z BGO. Typowa zdolność rozdzielcza wynosi ok. 2.2 keV dla linii ^{60}Co 1.3 MeV. Wydajności detektorów dla tej samej linii wynosiły 40% względem kryształu 3" × 3" NaI. Kąty, pod którymi ustawione były detektory, są zebrane w tabeli 4.1.

Tabela 4.1: Położenia detektorów promieniowania γ układu GEMINI we współrzędnych (θ, φ) .

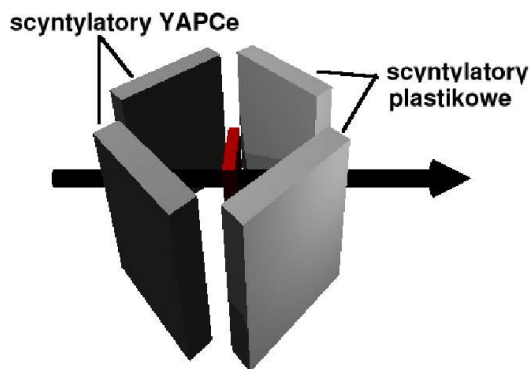
Nr detektora	1	2	3	4	5	6
Kąt θ [°]	58.3	31.7	90.0	90.0	121.7	148.3
Kąt φ [°]	148.3	58.3	90.0	26.6	148.3	58.3
Nr detektora	7	8	9	10	11	12
Kąt θ [°]	31.7	58.3	90.0	90.0	148.3	121.7
Kąt φ [°]	238.3	328.3	206.6	270.0	238.3	328.3

Odległość od tarczy była jednakowa dla wszystkich detektorów i wynosiła 13 cm. Podczas opisanych eksperymentów detektor oznaczony numerem 11 nie działał.

W skład układu detekcji cząstek naładowanych, przedstawionego schematycznie na rysunku 4.2, wchodziły cztery czułe na pozycję detektory scyntylacyjne, pokrywające

w sumie ok. 30% pełnego kąta bryłowego. Tarcza była umieszczona pośrodku, w odległości 15 mm od powierzchni scyntylatora. Pozycyjna zdolność rozdzielcza wynosiła od 1.2 mm na brzegach kryształu do 0.5 mm w środku, co odpowiada kątom od 3.5° do 2° . Tylne detektory były wykonane ze scyntylatora YAP:Ce (YAlO_3 domieszkowany cerem), a przednie ze scyntylatora plastikowego (wyprodukowanego przez firmę Bicorn, typ BC418). Położenia detektorów we współrzędnych (θ, φ) są pokazane na rysunku 4.3.

W obu eksperymentach użyto tarczy ^{98}Mo o grubości 2 mg/cm^2 .

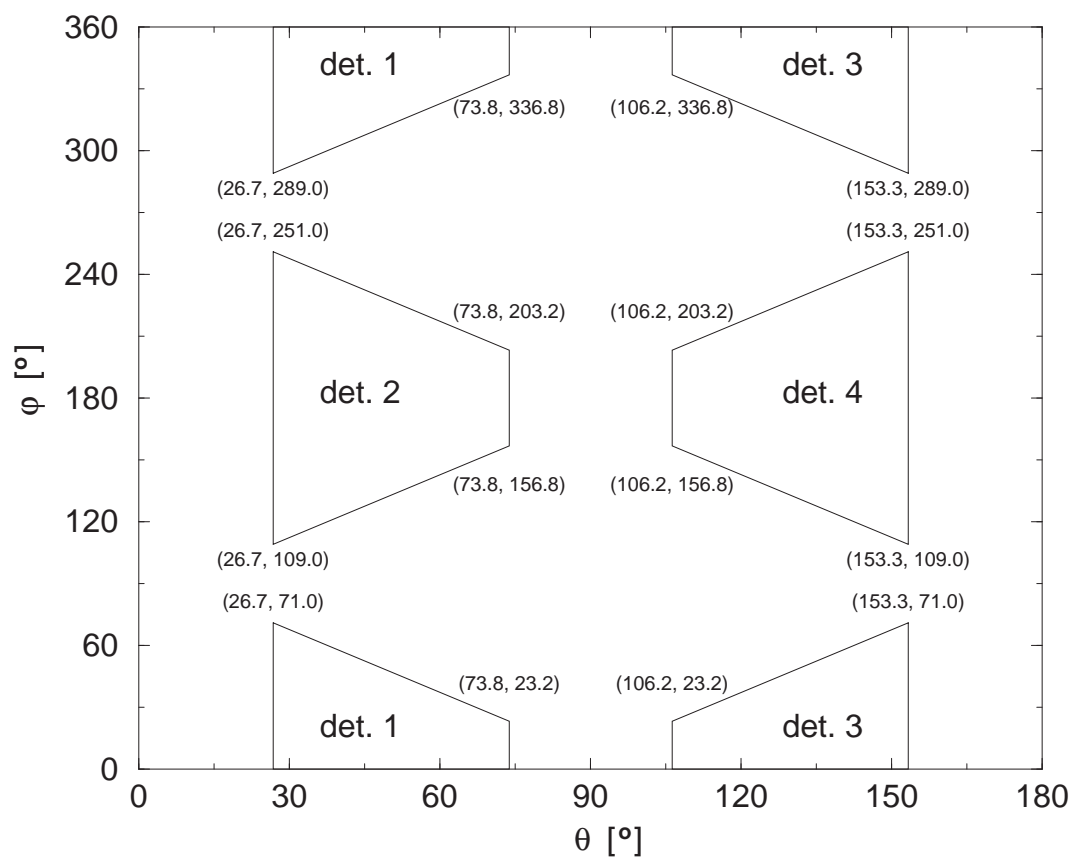


Rysunek 4.2: Schematyczny rysunek układu detekcji cząstek naładowanych używanego podczas eksperymentów z wiązkami ^{84}Kr i ^{136}Xe . Strzałka oznacza kierunek lotu wiązki. Zaznaczona jest także pozycja tarczy.

Informacje o kierunku lotu rozproszonej cząstki były wykorzystywane do korekty dopplerowskiej widm γ , a w dalszej analizie były niezbędne do odtworzenia przebiegu wzbudzenia zderzających się jąder.

W obu eksperymentach rejestrowano wyłącznie zdarzenia, w których w detektor cząstek trafił rozproszony pocisk jednocześnie (w ramach zadanego czasu wynoszącego 200 ns) z pojawieniem się co najmniej jednego kwantu γ w detektorach germanowych.

W analizie danych pochodzących z opisanych powyżej eksperymentów nie użyto ostаточно informacji z tylnych detektorów cząstek z uwagi na niewystarczającą statystykę. W widmach γ zebranych w koincydencji z tymi detektorami widoczna była jedynie linia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, co nie pozwalało na uzyskanie z tych danych żadnych nowych informacji.



Rysunek 4.3: Położenia detektorów cząstek we współrzędnych (θ, φ) .

4.3 Energie wiązek

W tabeli 4.2 zestawione są zastosowane energie wiązek wraz z energiami bezpiecznymi wyliczonymi dla maksymalnego kąta rozproszenia wiązki obserwowanego w danym eksperymencie na podstawie wzoru (1.3).

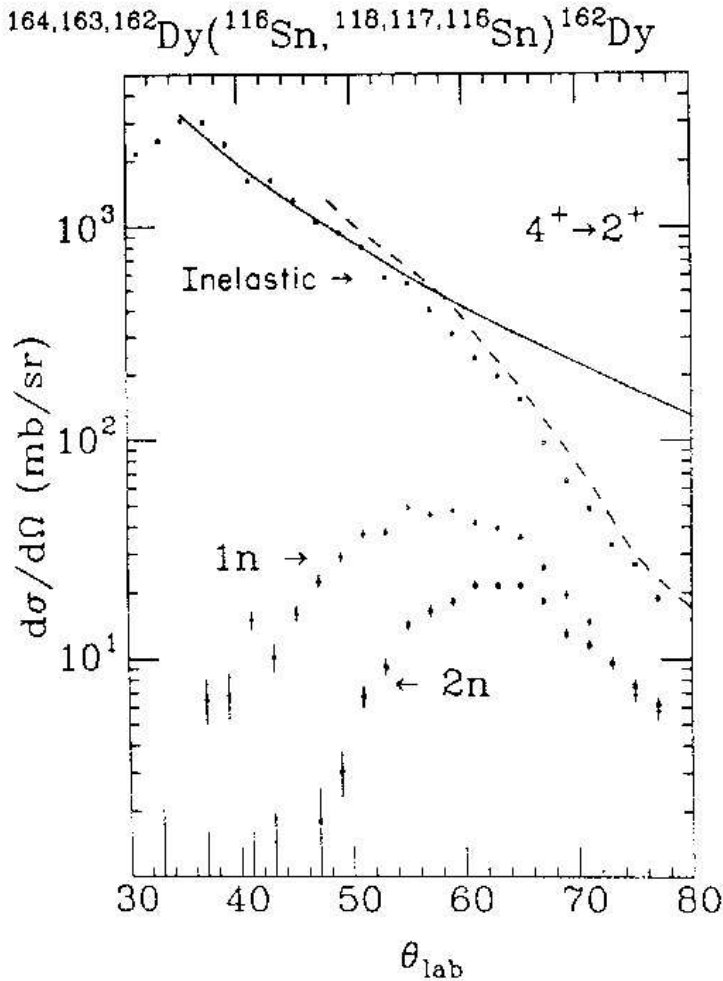
Tabela 4.2: Energie użytych wiązek w porównaniu z energiami „bezpiecznymi” dla maksymalnych kątów rozproszenia wiązki w danym eksperymencie.

Wiązka	Maksymalny kąt rozproszenia (LAB)	Energia wiązki	Energia bezpieczna
^{20}Ne	170°	50 MeV	51.4 MeV
^{84}Kr	74°	225 MeV	262 MeV
^{136}Xe	35°	614 MeV	557 MeV

Energie wiązek ^{20}Ne (50 MeV) i ^{84}Kr (225 MeV) były bliskie energiom bezpiecznym, wynoszącym odpowiednio 51.4 MeV i 262 MeV. Natomiast w przypadku wiązki ^{136}Xe zastosowana energia 614 MeV nieco przekraczała energię bezpieczną dla maksymalnego kąta w CM odpowiadającego rejestracji przez detektor cząstek jądra ^{98}Mo wybitego z tarczy. Minimalne rozdzielenie powierzchni zderzających się jąder wynosiło więc w tym przypadku 3.5 fm zamiast 5 fm postulowanych w empirycznym kryterium Cline’a.

Ten wynik można porównać z rezultatami prezentowanymi w pracy [Ker91]. Analiza rozproszenia wiązki ^{116}Sn o energii 637 MeV na tarczach $^{162,163,164}\text{Dy}$ pokazuje, że wyraźne odstępstwo od czystego wzbudzenia kulombowskiego, spowodowane otwarciem dodatkowych kanałów reakcji, pojawia się dla kątów powyżej 55° . Na zaczerpniętym z tej pracy rysunku 4.4 zestawiono otrzymane doświadczalnie przekroje czynne na wzbudzenie przejścia $4^+ \rightarrow 2^+$ w jądrze ^{162}Dy z wartościami wyliczonymi przy użyciu modelu optycznego (oznaczonymi linią przerywaną) i przewidywaniami półklasycznego modelu wzbudzenia kulombowskiego (oznaczonymi linią ciągłą). Zbliżeniu jąder na odległość 3.5 fm (jak w przypadku $^{136}\text{Xe} + ^{98}\text{Mo}$) odpowiada kąt rozproszenia w LAB 47.3° . Dla takiego kąta wpływ sił jądrowych jest mały, porównywalny z błędami pomiarowymi. Wniosek ten można rozciągnąć na przypadek $^{136}\text{Xe} + ^{98}\text{Mo}$.

Parametry Sommerfelda dla eksperymentów z wiązkami ^{20}Ne , ^{84}Kr i ^{136}Xe wynosiły odpowiednio 51, 270 i 398, a więc w każdym przypadku spełniony był warunek (1.5) ($\eta \gg 1$) i mogły być stosowane omawiane w rozdziale 1.1 przybliżenie półklasyczne.



Rysunek 4.4: Różniczkowy przekrój czynny na przejście $4^+ \rightarrow 2^+$ w jądrze ^{162}Dy wzbudzone w wyniku rozpraszania nieelastycznego oraz przekazu jednego i dwóch neutronów w funkcji kąta rozproszenia w układzie LAB (reakcje $^{162,163,164}\text{Dy}(^{116}\text{Sn}, ^{116,117,118}\text{Sn})^{162}\text{Dy}$ przy energii 637 MeV). Linia ciągłą oznaczone są przewidywania półklasycznego modelu wzbudzenia kulombowskiego, otrzymane przy użyciu programu GOSIA. Linia przerywaną oznaczono wyniki obliczeń przy zastosowaniu modelu optycznego. Rysunek zaczerpnięty z pracy W.J. Kernana [Ker91].

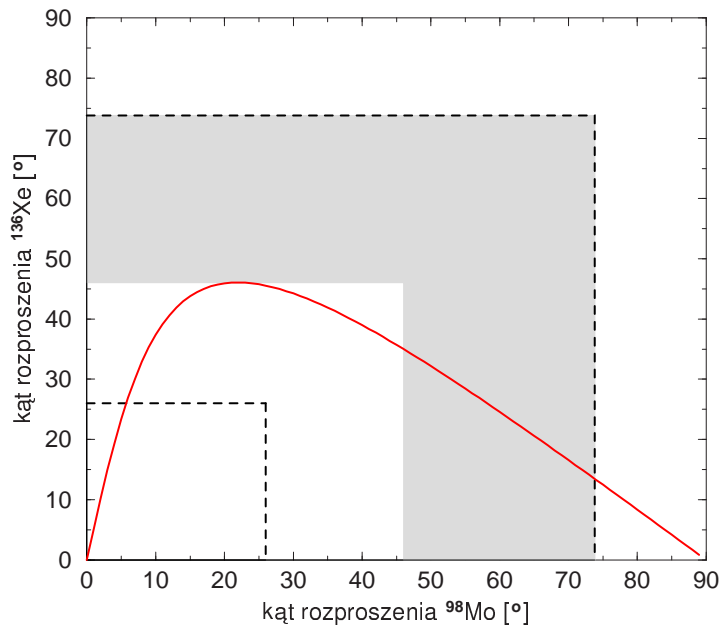
Rozdział 5

Analiza danych

5.1 Analiza surowych danych

Do prawidłowego opisu procesu wzbudzenia kulombowskiego niezbędna jest znajomość kinematyki zderzenia. Jeśli w detektory cząstek mogą trafiać zarówno wybite jądra tarczy, jak i rozproszone pociski, to należy rozróżnić te przypadki, gdyż odpowiadają one różnym kątom rozproszenia θ_{CM} , będącym parametrem opisu. Konieczne jest także wybranie spośród zebranych podczas eksperymentu zdarzeń tylko tych, w których zaobserwowany kwant γ został wyemitowany w wyniku wzbudzenia spowodowanego przez zarejestrowaną przez detektor cząstkę. W eksperymencie wykonanym w ŚLCJ detektory cząstek były umieszczone w tylnych kątach, w związku z czym rejestrowały jedynie rozproszone cząstki wiązki. W przypadku eksperymentów przeprowadzonych w JAERI, w przednie detektory cząstek trafiały zarówno wybite z tarczy jądra ^{98}Mo , jak i rozproszone cząstki wiązek. Konieczne było rozróżnienie tych przypadków. Dla eksperymentu z wiązką ^{84}Kr rozróżnienie opierało się na pomiarze energii cząstki. W drugim eksperymencie z powodu problemów technicznych pomiar ten nie został wykonany prawidłowo i w związku z tym nie można było rozróżnić zdarzeń, w których w detektorze było rejestrowane wybite z tarczy jądro ^{98}Mo , od takich, gdy rejestrowano rozproszony pocisk ^{136}Xe . Jednak dzięki temu, że maksymalny kąt rozproszenia ^{136}Xe w LAB wynosi 46° , w pewien obszar detektorów (pomiędzy 46° a 74°) trafiały jedynie wybite jądra ^{98}Mo . Do dalszej analizy wybrano zdarzenia, w których cząstka trafiała w ten właśnie obszar detektorów.

Z koincydencjami przypadkowymi mamy do czynienia, gdy emisja kwantu γ zarejestrowanego przez detektor germanowy nie jest związana z cząstką, która trafiła w zadanym przedziale czasu (w przypadku obu układów 200 ns) do detektora. Jeżeli energia wiązki nie przekracza energii bezpiecznej dla kąta 180° i wiązka jest dobrze zogniskowana i nie powoduje reakcji np. z ramką tarczy, a sama tarcza nie zawiera lżejszych domie-

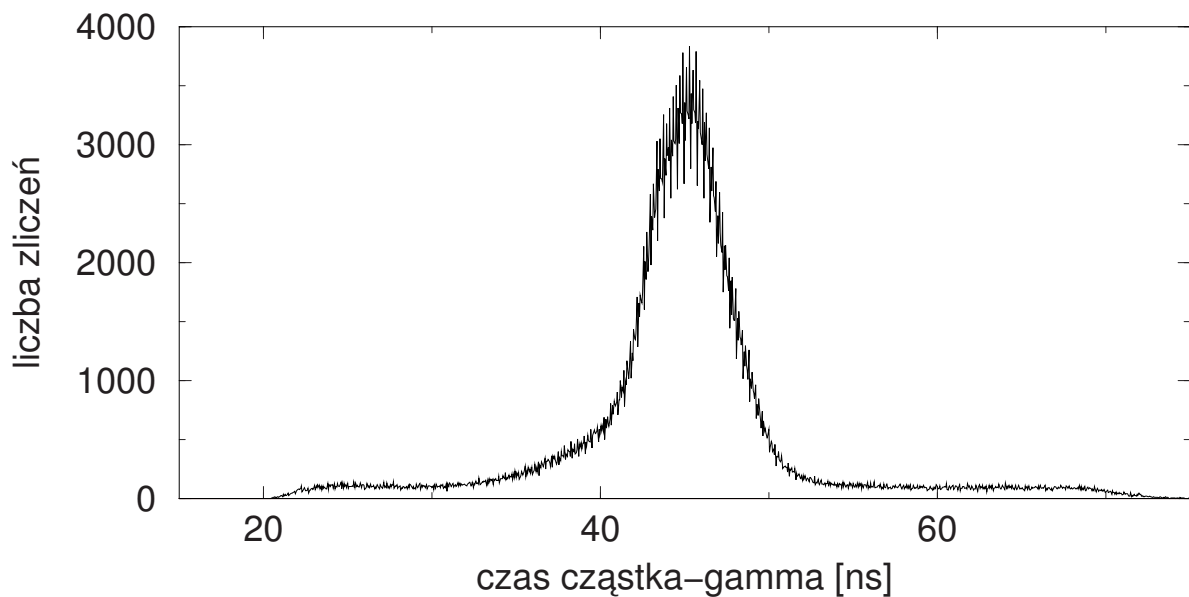


Rysunek 5.1: Linia ciągła pokazuje związek pomiędzy kątem rozproszenia ^{136}Xe i kątem rozproszenia ^{98}Mo w układzie LAB. Obszar pomiędzy czarnymi przerywanymi liniami odpowiada zakresowi kątów pokrywanemu przez detektor cząstek naładowanych, szarym kolorem oznaczony jest zakres kątów wybrany do analizy.

szek, to kwanty γ trafiające do detektorów są niemal wyłącznie wynikiem wzbudzenia kulombowskiego. W związku z tym widmo związane z koincydencjami przypadkowymi zawiera te same linie, co widmo z prawidłowymi koincydencjami. Inny jest natomiast stosunek intensywności obserwowanych linii. Rozproszenie pod dużymi kątami faworyzuje wzbudzenia wielostopniowe, a znacznie częstsze rozproszenie pod małymi kątami wiąże się ze wzbudzeniami jednostopniowymi, w przeważającej większości pierwszego stanu wzbudzonego. Koincydencje przypadkowe zaburzają więc względne intensywności obserwowanych przejść, szczególnie istotnie zwiększając liczbę zliczeń w linii pochodzącej z rozpadu pierwszego stanu wzbudzonego.

Przypadkowe koincydencje mogą się pojawić na przykład wtedy, gdy detektor nie zarejestrował wcale cząstki, a otwarcie bramki koincydencyjnej było związane z szumami. Analiza kształtów widm energii cząstek zebranych w ŚLCJ (np. rysunek 8.6) pozwala na ocenę poziomu szumów. W tym wypadku postawiono warunek, że energia cząstki musi być wyższa niż 5 MeV.

Narzucenie warunków na czas koincydencji cząstka- γ pozwala na dalsze zredukowanie wkładu od koincydencji przypadkowych. Na rysunku 5.2 pokazane jest przykładowe widmo czasu cząstka- γ z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo wiązką ^{84}Kr .

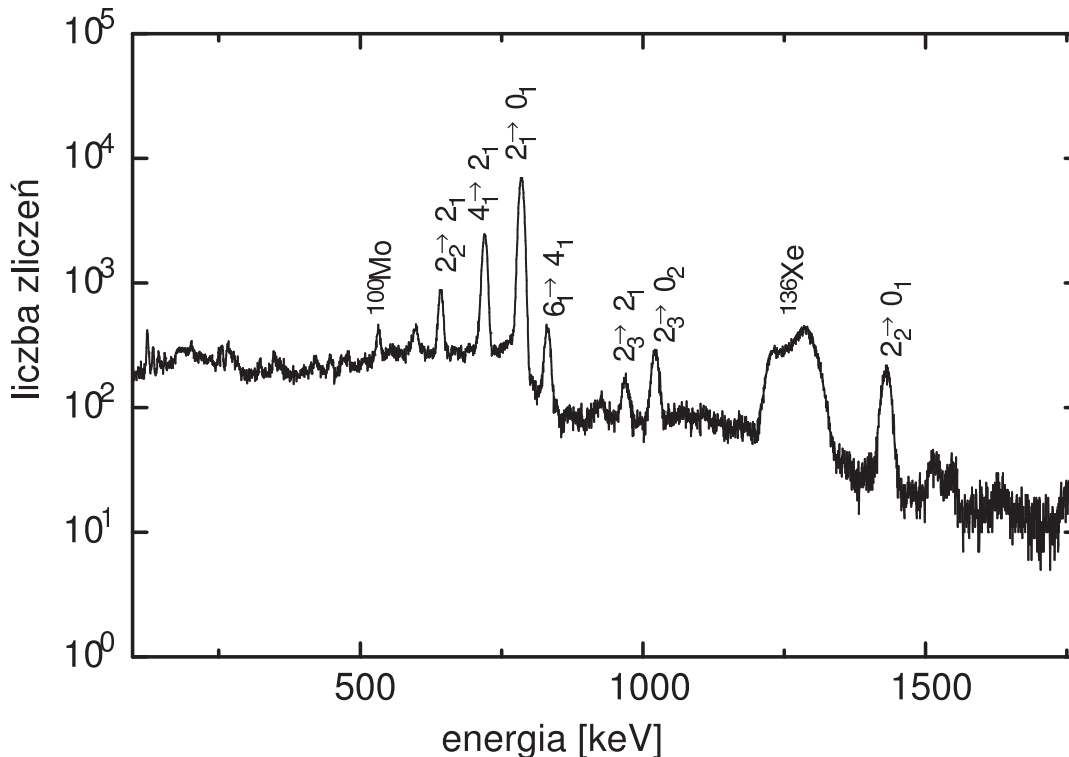


Rysunek 5.2: Przykładowe widmo czasu cząstka- γ z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo wiązką ^{84}Kr .

Oprócz centralnego pik, związanego z pulsem wiązki, widoczne jest płaskie tło przypadkowych koincydencji. Podobne widma czasowe otrzymano w drugim z pomiarów wykonanych w JAERI. W obu przypadkach przy analizie danych postawiono warunki, że czas cząstka- γ ma się zawierać w obrębie centralnego pik, a następnie od otrzymanego w ten sposób widma γ odjęto odpowiednio unormowane widmo pochodzące od przypadkowych koincydencji. Tak samo postąpiono w przypadku eksperymentu wykonanego w ŚLCJ.

Użyte tarcze były stosunkowo cienkie ($2\text{mg}/\text{cm}^2$). W związku z tym wzbudzone jądra ^{98}Mo były z nich wybijane i emisja kwantów γ następowała w locie. Konieczne zatem było przeprowadzenie we wszystkich przypadkach korekcji dopplerowskiej promieniowania γ . Przykładowe widmo z eksperymentu z wiązką ^{136}Xe (po korekcji dopplerowskiej) jest pokazane na rysunku 5.3.

Parametry korekcji stosowały się do wybitych z tarczy jąder ^{98}Mo , i linie pochodzące z tego jądra, oraz z obecnego w tarczy ^{100}Mo mają prawidłowy kształt, natomiast linia pochodząca z wiązki ^{136}Xe jest wyraźnie rozmyta.



Rysunek 5.3: Przykładowe widmo promieniowania γ z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo wiązką ^{136}Xe (skorygowane na efekt Dopplera). Widmo z detektora germanowego nr 1 w koincydencji z drugim detektorem cząstek.

5.2 Analiza widm promieniowania γ

Widma promieniowania γ były opracowywane przy użyciu programu GF3 z pakietu RADWARE [Rad95].

W przypadku eksperymentów, w których zebrano mniejszą statystykę, postanowiono dodać do siebie widma ze wszystkich detektorów germanowych, co pozwoliło na dokładniejsze wyznaczenie względnych intensywności obserwowanych przejść γ . Tak postąpiono dla eksperymentu wykonanego w ŚLCJ i pierwszego z eksperymentów przeprowadzonych w JAERI – z wiązką ^{84}Kr . Natomiast dane z eksperymentu z wiązką ^{136}Xe , w którym zebrano największą statystykę, były opracowywane dla każdego detektora oddzielnie. Pozwoliło to na wykorzystanie informacji niesionych przez rozkłady kątowe promieniowania γ .

5.2.1 Kalibracja wydajnościowa

Podczas eksperymentu przeprowadzonego w ŚLCJ do kalibracji wydajnościowej użyto źródeł ^{75}Se i ^{152}Eu . Za pomocą programu GREMLIN [Kav89] dopasowano krzywe postaci:

$$\epsilon(E) = \exp \left[f \left(\ln \frac{E}{E_0} \right)^{-5} + \sum_{k=0}^3 a_k \left(\ln \left(\frac{E}{E_0} \right)^k \right) \right] \quad (5.1)$$

gdzie f, a_k – dopasowywane parametry, E – energia, E_0 – 50 keV.

Do kalibracji układu GEMINI stosowano źródła ^{133}Ba i ^{152}Eu , a do otrzymanych danych dopasowano krzywe wydajności postaci:

$$\epsilon(E) = \exp \left(a + b \cdot \ln \left(\frac{E}{m_e c^2} \right) - \exp \left(c + d \cdot \ln \left(\frac{E}{m_e c^2} \right) \right) \right) \quad (5.2)$$

gdzie a, b, c, d – dopasowywane parametry, E – energia, m_e – masa elektronu.

Stosowanie różnych parametryzacji krzywych wydajnościowych ma związek z różnymi kształtami tych krzywych dla układów CUDAC i GEMINI. Aby zmniejszyć pochłanianie niskoenergetycznych kwantów γ , ściany komory CUDACa zostały pocienione do grubości 1 mm w miejscach ustawienia detektorów germanowych. Takie zabiegi nie zostały wykonane w przypadku komory układu LUNA/GEMINI, co wpływa na znaczne przesunięcie maksimum wydajności w kierunku wyższych energii i poszerzenie tego maksimum. Inną cechą układu GEMINI, wpływającą na kształt krzywych wydajnościowych, jest zastosowanie kolimatorów i osłon antykomptonowskich dla wszystkich detektorów.

Względne intensywności przejść wyznaczone w opisanych eksperymentach są zebrane w tabelach B.1, B.2 i B.3 (dodatek B).

Rozdział 6

Wyznaczenie elementów macierzowych przejść E2 i M1 w jądrze ^{98}Mo

6.1 Program GOSIA

Do analizy danych z opisywanych eksperymentów użyto programu GOSIA [Czo83]. Program ten dla zadanego zestawu elementów macierzowych oblicza intensywności przejść γ , porównuje je z wartościami eksperymentalnymi i wykonuje minimalizację metodą najmniejszych kwadratów, wyznaczając zestaw zredukowanych elementów macierzowych najlepiej odtwarzający obserwowane intensywności. Pozwala także na oszacowanie błędów dopasowanych elementów macierzowych.

Jak zostało omówione w rozdziale 1, znając zestaw zredukowanych elementów macierzowych $\langle I_f | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle$ można wyliczyć obsadzenia poziomów jądrowych wzbudzonych w wyniku zderzeń o określonej kinematyce, a także intensywności promieniowania wyemitowanego w dany kąt bryłowy.

W eksperymencie mierzy się bezpośrednio intensywności promieniowania związane z rozproszeniami pod kątami pokrywanymi przez detektory cząstek naładowanych. Dysponując pewnym „startowym” zestawem elementów macierzowych dla danego jądra (np. wyliczonym w oparciu o model rotacyjny lub zapożyczonym z sąsiedniego izotopu) można rozwiązać równanie wzbudzenia (1.17) i, uwzględniając geometrię detektorów, otrzymać intensywności przejść. Wyliczone intensywności I_{cal} porównuje się następnie ze zmierzonymi w doświadczeniu I_{exp} . Wielkością opisującą jakość dopasowania jest unormowana wartość χ^2 ¹, zdefiniowana jako:

¹Zazwyczaj funkcja χ^2 jest normowana do liczby stopni swobody, czyli liczby danych doświadczalnych pomniejszonej o liczbę dopasowywanych parametrów. W przypadku analizy danych z eksperymen-

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{(I_{exp}^k - I_{cal}^k)^2}{(\Delta I_{exp}^k)^2}, \quad (6.1)$$

gdzie sumowanie odbywa się po wszystkich zmierzonych intensywnościach przejść.

Oprócz intensywności przejść w analizowanym eksperymencie, można badać zgodność z wynikami obliczeń także innych danych spektroskopowych, takich jak czasy życia stanów wzbudzonych, współczynniki zmieszania i stosunki rozgałęzień. Można też korzystać z wyznaczonych w innych eksperymentach zredukowanych prawdopodobieństw przejść. Definicję funkcji χ^2 uzupełnia się więc o człony analogiczne do wypisanych, a pozwalające na porównanie pozostałych danych doświadczalnych z wartościami wyliczonymi.

Aby zapobiec znajdowaniu niefizycznych rozwiązań, w których pojawiałyby się przejścia γ w rzeczywistości nieobserwowane, dodatkowo wprowadza się człon postaci:

$$\sum_{n=1}^M \left(1 - \frac{I_{cal}^n}{I_{cal}^{norm} U_{det}} \right)^2, \quad (6.2)$$

gdzie U_{det} jest zadany dla każdego detektora γ stosunkiem najniższej możliwej do zaobserwowania intensywności do intensywności wybranego przejścia normalizacyjnego I_{cal}^{norm} . Sumowanie wykonuje się po wszystkich przejściach γ dopuszczalnych w zadeklarowanym schemacie poziomów jądra. Następnie przeprowadza się minimalizację funkcji χ^2 aż do uzyskania zbieżności.

W obliczeniach uwzględniane są efekty wpływające na intensywności przejść γ : zjawisko konwersji wewnętrznej, skończone rozmiary detektorów germanowych, poprawki relatywistyczne do rozkładów kątowych promieniowania γ i efekt deorientacji (oddziaływania spinu jądra ze zjonizowanymi powłokami elektronowymi, zmieniającego polaryzację jądra [Bre77]).

6.1.1 Całkowanie po kątach rozproszenia i energiach pocisku

Równanie wzbudzenia rozwiązywane jest punktowo, czyli dla ustalonej energii pocisku i ustalonego kąta rozproszenia. Aby uwzględnić rozmiary detektora cząstek, a także wpływ hamowania wiązki w tarczy, zmieniającego jej energię, wprowadza się odpowiednie współczynniki korekcyjne dla zmierzonych intensywności przejść. Współczynnik taki jest wyliczany jako iloraz intensywności danego przejścia obliczonej „punktowo” i wyniku całkowania po energii pocisku i kątach rozproszenia pokrywanych przez detektor

tów wzbudzeń kulombowskich liczba stopni swobody jest nieznaną (niektóre z elementów macierzowych mają zanedbywalny wpływ na wynik, ponadto występują korelacje między nimi). W związku z tym χ^2 normowane jest do liczby danych doświadczalnych (co w granicy dużej liczby danych – w porównaniu z liczbą istotnych parametrów – jest równoważne typowemu normowaniu do liczby stopni swobody).

cząstek. Tak wyliczone współczynniki korekcyjne zależą głównie od geometrii eksperymentu, ale są także funkcją wartości elementów macierzowych. W związku z tym procedura całkowania musi być powtarzana w miarę postępu minimalizacji.

6.1.2 Wyznaczenie błędów wartości elementów macierzowych

Jak zaznaczono wcześniej, elementy macierzowe mają zróżnicowany wpływ na proces wzbudzenia, a zatem wartości niektórych z nich słabo wpływają na wartość χ^2 . Należy pamiętać, że w standardowym podejściu statystycznym zakłada się porównywalny wpływ poszczególnych parametrów na wynik, co oczywiście w tym przypadku nie jest spełnione. W związku z tym podczas wyliczania błędów dopasowanych wartości elementów macierzowych nie stosuje się standardowej procedury odwrócenia macierzy korelacji. Zamiast tego poszukuje się w przestrzeni dopasowywanych parametrów konturu l , który zawiera w sobie 68.3% unormowanego prawdopodobieństwa rozkładu χ^2 , a jako błędy górny i dolny danego parametru przyjmuje się jego największą i najmniejszą wartość, zawartą wewnątrz znalezionej konturu:

$$\frac{\int_l e^{-\frac{1}{2}\chi^2(\bar{x})} d\bar{x}}{\int e^{-\frac{1}{2}\chi^2(\bar{x})} d\bar{x}} = 68.3\%, \quad (6.3)$$

gdzie całka w liczniku jest wykonywana po konturze l , a całka w mianowniku po całej przestrzeni zmienności parametrów \bar{x} .

Przedstawiona procedura jest szczegółowo opisana w dokumentacji programu GOSIA [Czo86b].

6.2 Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{98}Mo

Startowy zestaw zredukowanych elementów macierzowych został wygenerowany za pomocą opcji THEO programu GOSIA. Pozwala ona na wyliczenie elementów macierzowych przy pomocy modelu rotacyjnego z uwzględnieniem poprawek dla przejść między pasmami różniącymi się liczbą K (opisanych w rozdziale 2.3, wzory (2.12) i (2.13).

Ostatecznie dopasowywano 33 zredukowane elementy macierzowe do zestawu 115 wyznaczonych eksperymentalnie intensywności, uzupełnionego o 6 znanych czasów życia i 5 stosunków rozgałęzień.

Udało się wyznaczyć z zadowalającą dokładnością (błąd poniżej 50%) 16 elementów macierzowych przejść E2 (w tym trzy diagonalne) i 2 elementy macierzowe przejść M1. Otrzymane wartości są zebrane w tabelach 6.1 i 6.2. Dodatkowo w tabeli 6.1 jest umieszczona jedna wartość elementu diagonalnego wyznaczona z mniejszą dokładnością

(oznaczona kolorem szarym), która była używana w dalszej analizie opisanej w rozdziale 6.3.

Zastosowano następującą konwencję względnych znaków elementów macierzowych:

- wszystkie elementy przejściowe wewnątrz pasma stanu podstawowego (czyli $\langle 2_1^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle$, $\langle 4_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$ i $\langle 6_1^+ \| E2 \| 4_1^+ \rangle$) są dodatnie;
- elementy $\langle 2_2^+ \| E2 \| 0_2^+ \rangle$ i $\langle 2_3^+ \| E2 \| 0_2^+ \rangle$ są dodatnie.

Pozostałe znaki elementów macierzowych były wyznaczone względem powyższych. Wszystkie wybrane elementy macierzowe miały duże wartości bezwzględne i były wyznaczone z dobrą dokładnością. Konwencja ta jest równoważna z przedstawioną w pracy [Zie02].

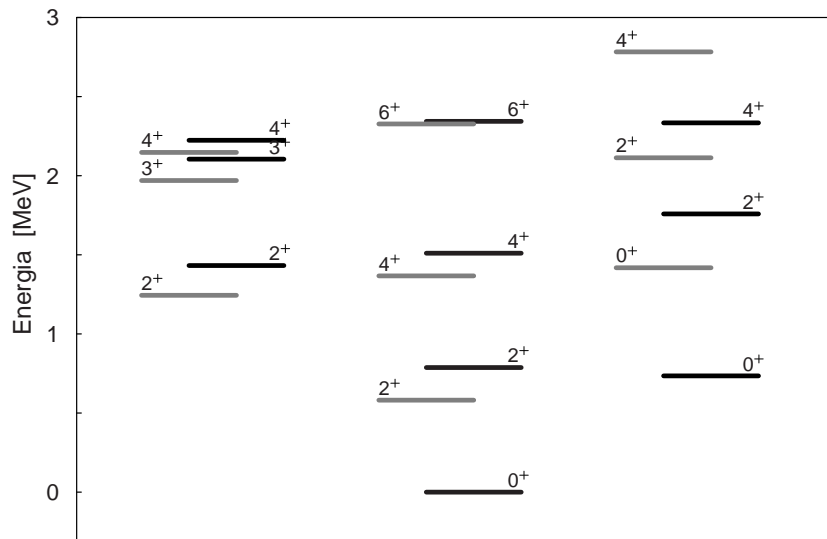
Cztery spośród przedstawionych w tabeli 6.1 wartości różnią się od podanych przez nas w pracy [Zie02]. Ostatnio udało się znaleźć zestaw elementów macierzowych lepiej odtwarzający obserwowane intensywności przejść. W przypadku większości elementów macierzowych różnice są zanedbywalne, istotna różnica jest widoczna tylko dla $\langle 2_2^+ \| E2 \| 2_3^+ \rangle$, którego wartość zmniejszyła się dwukrotnie i $\langle 2_2^+ \| E2 \| 2_3^+ \rangle$, gdzie dodatkowo zmienił się znak.

Wyznaczone wartości są zestawione w tabeli 6.1 z rezultatami innych pomiarów. Ponieważ we wcześniejszych eksperymentach wyznaczano zredukowane prawdopodobieństwa przejść $B(E2)$, a nie elementy macierzowe, do celów zestawienia przeliczono wartości $B(E2)$ zaczerpnięte z kompilacji [Sin98] na elementy macierzowe, przyjmując zawsze dodatni znak. W tabeli 6.1 zebrane są także wartości zredukowanych elementów macierzowych przewidywane przez dwa modele teoretyczne.

W podejściu opartym na uogólnionym hamiltonianie Bohra, rozwijanym przez grupę fizyków z UMCS i UW [Pro99], kolektywny hamiltonian uzupełniany jest o wyrazy opisujące sprzężenie kwadrupolowych ruchów kolektywnych z wibracjami *pairing*. Jedynymi parametrami modelu są parametry potencjału jednocząstkowego i sił pairing, wspólne dla wszystkich opisywanych jąder. Opis ten sprawdził się dla szeregu jąder z obszaru przejściowego (izotopy Ru, Pd [Zaj99]).

Wyznaczone doświadczalnie elementy macierzowe są też porównane z wartościami wyliczonymi na gruncie modelu IBM-1 [Iac80]. Przyjęte interpretacje bozonowe stanu podstawowego i stanów wzbudzonych różniły się od zakładanych we wcześniejszej pracy poświęconej jądom z tego obszaru [Sam82]. Szczegółowy opis przyjętych założeń opisany jest w pracy [Zie02]. Parametry modelu dopasowano do energii stanów 0_2^+ , 0_3^+ , 2_1^+ , 2_2^+ , 2_3^+ , 3_1^+ , 4_1^+ , 4_2^+ i 6_1^+ oraz wyznaczonych w niniejszej pracy elementów macierzowych przejąc $\langle 2_1^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle$, $\langle 2_2^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle$ i $\langle 2_3^+ \| E2 \| 0_2^+ \rangle$.

Na rysunku 6.1 zestawione są schematy poziomów jądra ^{98}Mo wyznaczone eksperymentalnie [Sin98] i przewidywane przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra [Zaj05]. Pokazano jedynie nisko leżące stany z pasm, które były obserwowane w opisywanych eksperymentach.



Rysunek 6.1: Schemat nisko leżących poziomów jądra ^{98}Mo . Kolorem czarnym zaprezentowano wyniki doświadczalne [Sin98], szarym – przewidywania modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra [Zaj05]. Widoczna jest istotna rozbieżność dla pasma opartego na stanie 0_2^+ .

Energie stanów 0_2^+ i 2_3^+ nie zostały prawidłowo odtworzone przez model [Zaj05]. Natomiast zgodność przejściowych elementów macierzowych przewidzianych przez ten model z wyznaczonymi w niniejszej pracy jest dobra. Z kolei bardzo niskie wartości elementów diagonalnych dla dwóch pierwszych stanów 2^+ są lepiej opisywane przez model IBM.

Tabela 6.1: Wyznaczone wartości elementów macierzowych przejść E2 w jądrze ^{98}Mo w zestawieniu z wartościami zmierzonymi w innych eksperymentach (cytowanymi za kompilacją [Sin98], przeliczonymi z $B(E2)$ z założeniem dodatniego znaku) i przewidywaniami modeli IBM [Zie02] i uogólnionego hamiltonianu Bohra (GBH) [Zaj05]. Element diagonalny wyliczono z podawanej w pracy [Par79] wartości $Q(2_1^+) = -0.26$ (9).

I_i	I_f	$\langle I_f E2 I_i \rangle [\text{eb}]$				
		Eksperyment		Inne pomiary	GBH	IBM
0_1^+	2_1^+	0.526	$^{+0.008}_{-0.006}$	0.52 (1)	0.578	0.53
0_1^+	2_2^+	0.123	$^{+0.003}_{-0.004}$	0.114 (4)	-0.040	0.123
0_1^+	2_3^+	-0.021	$^{+0.001}_{-0.001}$	$\sim 0.02 $	-0.042	-0.013
0_2^+	2_1^+	0.30	$^{+0.03}_{-0.04}$	0.55 (2)	-0.297	0.42
0_2^+	2_2^+	0.251	$^{+0.009}_{-0.009}$	0.17 (1)	0.182	0.03
0_2^+	2_3^+	0.311	$^{+0.006}_{-0.006}$	0.33 (15)	0.627	0.28
2_1^+	2_2^+	0.282	$^{+0.010}_{-0.011}$	0.90 (3)	0.640	0.81
2_1^+	4_1^+	1.015	$^{+0.018}_{-0.015}$	1.05 (6)	1.034	1.07
2_1^+	2_3^+	-0.044	$^{+0.018}_{-0.017}$	0.32 (8)	0.079	0.14
2_2^+	4_1^+	-0.304	$^{+0.024}_{-0.024}$		-0.127	0.03
2_2^+	2_3^+	-0.81	$^{+0.06}_{-0.07}$		-0.333	0.21
4_1^+	2_3^+	-0.44	$^{+0.05}_{-0.03}$		-0.451	0.26
4_1^+	6_1^+	0.593	$^{+0.009}_{-0.009}$		1.466	1.37
elementy diagonalne						
I_i	$\langle I_i E2 I_i \rangle [\text{eb}]$					
2_1^+	-0.06	$^{+0.03}_{-0.03}$	-0.34 (12)	-0.435	-0.09	
2_2^+	0.04	$^{+0.05}_{-0.04}$		0.316	0.09	
2_3^+	-0.3	$^{+0.1}_{-0.1}$		-0.468	0.06	
4_1^+	-0.43	$^{+0.05}_{-0.04}$		-0.659	-0.06	

Widać parę istotnych różnic pomiędzy wartościami elementów macierzowych wyznaczonymi w tej pracy i wyliczonymi na podstawie wyników z pracy [Bar72]. Wartości elementów macierzowych przejść E2 pomiędzy poszczególnymi stanami 0^+ a 2^+ są zgodne z wyjątkiem elementu macierzowego $\langle 2_1^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$, którego wartość różni się od wartości podawanej przez pracę [Bar72] o czynnik 2. Wielkość tego elementu wyznaczona w niniejszej pracy jest bliższa wartościom przewidzianym przez oba modele niż wynikająca z przeliczenia $B(E2)$ z pracy [Bar72]. Podobnie jest w przypadku elementu macierzowego $\langle 2_3^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$.

Tabela 6.2: Wyznaczone wartości elementów macierzowych przejść M1 w jądrze ^{98}Mo w zestawieniu z wartościami zmierzonymi w innych eksperymentach (cytowanymi za kompilacją [Sin98], przeliczonymi z $B(M1)$ z założeniem dodatniego znaku).

I_i	I_f	$\langle I_f M1 I_i \rangle [\mu_N]$			
		Eksperyment		Inne pomiary	
2_1^+	2_2^+	0.493	$+0.012$ -0.012	0.245	$+0.021$ -0.021
2_1^+	2_3^+	0.234	$+0.008$ -0.008	0.29	$+1.20$ -0.15

Z kolei dla elementu $\langle 2_2^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ wyznaczona obecnie wartość jest istotnie niższa od przewidywanych przez oba modele i 3 razy niższa od podwanej przez pracę [Bar72].

Element macierzowy $\langle 6_1^+ || E2 || 4_1^+ \rangle$ wyznaczony doświadczalnie jest niezgodny z przewidywanymi przez oba modele i dwa razy mniejszy od elementu $\langle 4_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ w tym samym paśmie.

Zaskakujące są bardzo niskie wartości elementów diagonalnych stanów 2_1^+ i 2_2^+ . Ponieważ wartości te mają duży wpływ na parametry deformacji jądra ^{98}Mo dyskutowane w następnym rozdziale, starannie sprawdzono, czy nie jest możliwe znalezienie zestawu elementów macierzowych lepiej odtwarzających zmierzone intensywności przejść γ .

Wartości elementów diagonalnych stanów 2_1^+ i 2_2^+ są poprawnie odtwarzane przez model IBM, natomiast są znacznie niższe od wyliczonych na podstawie modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra. Element diagonalny stanu 2_1^+ wyliczony z podawanej w pracy [Par79] wartości $Q(2_1^+) = -0.26(9)$ (założenie interferencji konstruktywnej, patrz rozdział 3.2) ma także znacząco większą wartość od wyznaczonej w opisanych eksperymentach.

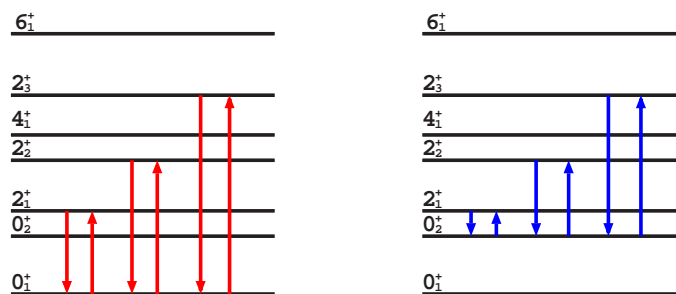
Wartość elementu macierzowego $\langle 2_2^+ || M1 || 2_1^+ \rangle$ nie jest zgodna z wyznaczoną we wcześniejszych eksperymentach. Rozkłady kątowe promieniowania γ zaobserwowane w eksperymencie z wiązką ^{136}Xe nie pozwalały na odtworzenie wartości współczynnika zmieszania E2/M1 dla tego przejścia, podawanego przez kompilację [Sin98].

6.3 Wyznaczenie parametrów deformacji kwadrupolowej jądra ^{98}Mo

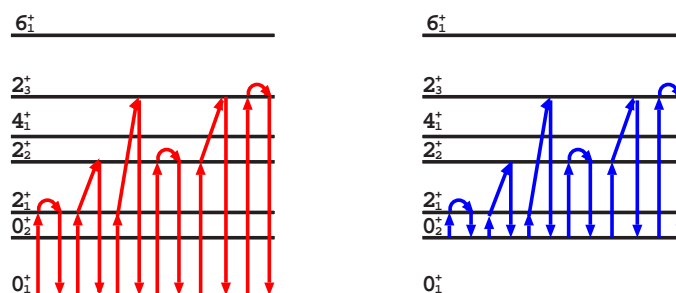
6.3.1 Parametry deformacji jądra ^{98}Mo

W analizie kształtu jądra ^{98}Mo przy użyciu reguł sum opisanych w rozdziale 2.4 ograniczono się do stanów o spinie 0 – stanu podstawowego i pierwszego stanu wzbudzonego. Do wyznaczenia parametrów deformacji Q i δ były niezbędne stosunkowo małe zestawy elementów macierzowych – dziewięć elementów przejściowych i trzy diagonalne. Niezmienniki wyliczono w oparciu o wzory (2.17) i (2.20) (niezmiennik $\langle Q^2 \rangle$) oraz (2.18) i (2.21) (niezmiennik $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$).

Przykładowe „pętle” sprzężeń E2 występujących w obliczeniach niezmienników drugiego i trzeciego rzędu dla ^{98}Mo są przedstawione na rysunkach 6.2 i 6.3.



Rysunek 6.2: Pętle $E2 \times E2$ uwzględniane w obliczeniach $\langle Q^2 \rangle$ dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{98}Mo .



Rysunek 6.3: Pętle $E2 \times E2 \times E2$ uwzględniane w obliczeniach $\langle \cos 3\delta \rangle$ dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{98}Mo .

Tabela 6.3: Wpływ poszczególnych pętli $E2 \times E2$ na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ wyliczaną dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{98}Mo . Zgodnie z wzorami (2.17) i (2.20), iloczyny elementów macierzowych uwzględniają czynnik $\sqrt{5} \cdot \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{Bmatrix}$, który w tym wypadku jest równy 1.

Stan	Pętla $E2 \times E2$	Wkład do wartości $\langle Q^2 \rangle$ [$e^2 b^2$]
0_1^+	$\langle 0_1^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle$	0.2766
	$\langle 0_1^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle$	0.0144
	$\langle 0_1^+ \ E2 \ 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle$	0.0005
		$\langle Q^2 \rangle = 0.292 \quad \pm 0.019$
0_2^+	$\langle 0_2^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle$	0.0908
	$\langle 0_2^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle$	0.0613
	$\langle 0_2^+ \ E2 \ 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle$	0.1047
		$\langle Q^2 \rangle = 0.257 \quad \begin{matrix} +0.026 \\ -0.024 \end{matrix}$

W tabelach 6.3 i 6.4 pokazane jest, w jaki sposób wkłady od poszczególnych pętli wpływają na wartości niezmienników. W przypadku stanu 0_1^+ o wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ decyduje pierwsza pętla, czyli wartość elementu macierzowego $\langle 0_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$. Dla stanu 0_2^+ wkłady od poszczególnych pętli są zbliżone.

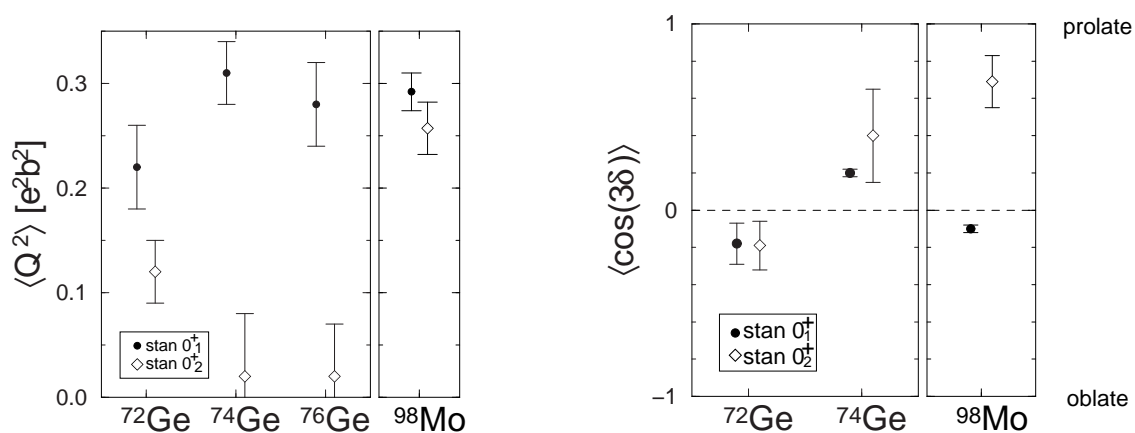
Obliczenie wartości niezmiennika $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ wymaga znajomości względnych znaków elementów macierzowych, które bardzo silnie wpływają na wynik. Dla stanu 0_1^+ więcej pętli dało wkłady o znaku ujemnym, a dla stanu 0_2^+ dodatnim. W drugim przypadku iloczyny elementów macierzowych wnoszą też większe wartości bezwzględne niż w pierwszym, co jest związane ze stosunkowo dużymi elementami macierzowymi przejść pomiędzy stanem 0_2^+ a poszczególnymi stanami 2^+ .

Tabela 6.4: Wpływ poszczególnych pętli $E2 \times E2 \times E2$ na wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ wyliczaną dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{98}Mo . Zgodnie z wzorami (2.18) i (2.21), iloczyny elementów macierzowych są przemnożone przez czynnik $(-1) \cdot \sqrt{\frac{35}{2}}$. $\begin{Bmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 0 & 2 & 2 \end{Bmatrix}$, równy w przybliżeniu -0.837.

Stan	Pętla $E2 \times E2 \times E2$	Wkład do wartości $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ [$e^3 b^3$]
0_1^+	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0162
	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0303
	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0009
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0005
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0041
	$\langle 0_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0001
	<hr/> $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle = -0.019 \quad \pm 0.010$	
0_2^+	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0053
	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.0373
	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0075
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.0020
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.1067
	$\langle 0_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0201
	<hr/> $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle = 0.104 \quad \begin{matrix} +0.026 \\ -0.024 \end{matrix}$	

6.3.2 Koegzystencja kształtu w jądrze ^{98}Mo

Na rysunku 6.4 pokazane jest zestawienie uzyskanych parametrów deformacji kwadrupolowej pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{98}Mo z analogicznymi wartościami uzyskanymi dla izotopów germanu [Kot90, Toh00, Toh01]. Podobnie jak w przypadku jądra ^{98}Mo , pierwszy stan wzbudzony jądra ^{72}Ge ma spin i parzystość 0^+ . Jak opisano we Wstępie, systematyczna analiza własności stanów 0_2^+ szeregu parzysto-parzystych izotopów germanu pozwoliła na lepsze zrozumienie struktury tych stanów. Dla izotopu ^{76}Ge zebrane dane doświadczalne pozwoliły jedynie na wyznaczenie wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w obu stanach 0^+ .

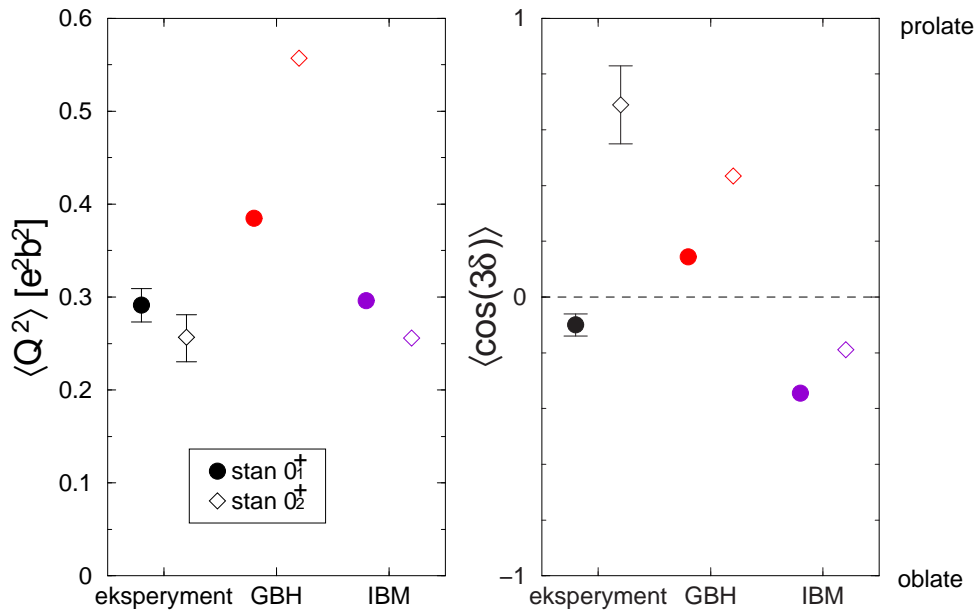


Rysunek 6.4: Parametry deformacji kwadrupolowej stanów 0_1^+ i 0_2^+ jądra ^{98}Mo porównane z dostępnymi danymi dla izotopów germanu.

Dla izotopów germanu stan podstawowy jest zdeformowany, a drugi stan 0^+ ma kształt bliski sferycznemu. Dla jądra ^{98}Mo całkowita deformacja obu stanów 0^+ jest zbliżona.

Współczynnik deformacji nieosiowej obu stanów 0^+ przyjmuje podobne wartości dla każdego z jąder izotopów germanu. W przypadku jądra ^{98}Mo stan podstawowy ma kształt trójosiowy, a pierwszy stan wzbudzony – kształt wydłużony (*prolate*).

Na rysunku 6.5 zestawione są wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle \cos(3\delta) \rangle$, wyliczone metodą kwadrupolowych reguł sum z elementów macierzowych wyznaczonych doświadczalnie, z wartościami wynikającymi z obliczeń teoretycznych. $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle \cos(3\delta) \rangle$ wynikające z przewidywań modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra (na rysunku oznaczone GBH) zostały wyliczone przy użyciu wzorów (2.15) i (2.16) z wartości średnich parametrów β i γ dla danego stanu własnego w obliczeniach modelowych. W przypadku modelu IBM niezmienniki wyliczono z przewidywanych przez ten model elementów macierzowych



Rysunek 6.5: Wyznaczone eksperymentalnie wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle \cos(3\delta) \rangle$ dla stanów 0_1^+ i 0_2^+ jądra ^{98}Mo porównane z wynikami obliczeń teoretycznych.

w taki sam sposób, jaki zastosowano dla wartości eksperymentalnych.

Wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ są dobrze odtwarzane przez model IBM. Należy tu jednak podkreślić, że parametry tego modelu dopasowano do dwóch spośród trzech elementów macierzowych potrzebnych do wyliczenia $\langle Q^2 \rangle$ w stanie 0_1^+ i jednego spośród trzech potrzebnych do wyliczenia niezmiennika w stanie 0_2^+ . Model uogólnionego hamiltonianu Bohra przewiduje zdecydowanie wyższe deformacje dla obu stanów.

Wartości $\langle \cos(3\delta) \rangle$ przewidziane przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra wykazują podobny trend jak wyniki eksperymentalne: kształt stanu podstawowego bliski trójosiowemu, a kształt stanu wzbudzonego bardziej wydłużony. Przewidywania modelu IBM są drastycznie inne. Jedną z przyczyn możliwych rozbieżności jest pokazana w pracy [Dob88], wskazującej, że operator kwadrupolowy stosowany w IBM, ze względu na swoją niekomutatywność, spełnia inne reguły sum niż operatory kwadrupolowe w modelach mikroskopowych czy modelu geometrycznym. Sugeruje to, że chociaż część elementów macierzowych przejść E2 może być poprawnie przewidziana przez IBM, wartości wyliczone na podstawie tego modelu nie powinny być stosowane do reguł sum w takim ujęciu, jak to przedstawiono w niniejszej pracy.

Wyniki uzyskane dla jądra ^{98}Mo wskazały na konieczność przeprowadzenia podobnych eksperymentów dla sąsiadujących parzysto-parzystych izotopów molibdenu – ^{96}Mo i ^{100}Mo . W przypadku izotopów germanu, omówionym we Wstępie, zgromadzenie systematycznych danych o całym szeregu sąsiadujących izotopów pomogło wyjaśnić struk-

ture obserwowanych tam stanów. Podobne prace są obecnie prowadzone dla stabilnych [Kor01] i radioaktywnych [Kor04, Goe05] izotopów kryptonu, gdzie także obserwowane są nisko leżące stany 0^+ .

Część II

^{96}Mo

Rozdział 7

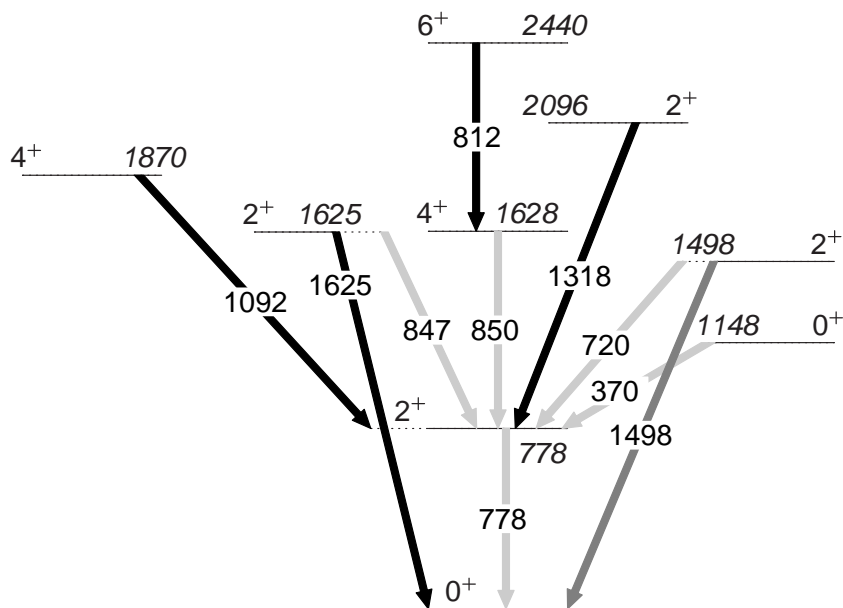
Dotychczasowe informacje o jądrze ^{96}Mo

7.1 Schemat rozpadu ^{96}Mo

Schemat rozpadu ^{96}Mo jest lepiej znany niż schemat ^{98}Mo . Liczne prace pozwoliły na zbadanie układu poziomów tego jądra poprzez analizę promieniowania γ emitowanego ze stanów wzbudzonych w wyniku rozpadu β ^{96}Nb i reakcji wywołanych przez lekkie cząstki. W ostatnich latach uzupełniono te informacje, stosując w pracy [Cha00] reakcję $^{82}\text{Se}(^{16}\text{O}, 4n)^{98}\text{Mo}$ do wzbudzenia stanów o wysokich spinach (aż do $20\hbar$).

Na rysunku 7.1 przedstawiony jest przyjęty w dalszej analizie schemat rozpadu ^{96}Mo . Został on zaczerpnięty z kompilacji [Pek93]. Nie przedstawiono stanów leżących znacznie powyżej wzbudzanych w omawianych eksperymentach, gdyż nie powinny mieć one wpływu na przebieg wzbudzenia. Strzałkami oznaczono przejścia zaobserwowane w będących podstawą niniejszej pracy eksperymentach z wiązkami ^{20}Ne , ^{40}Ar i ^{96}Mo .

Porównując ten schemat ze schematem rozpadu ^{98}Mo , przedstawionym na rysunku 3.1, widać, że w opisywanych eksperymentach udało się zaobserwować większą liczbę przejść niż w eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo . Wynika to zarówno z innej struktury jądra ^{96}Mo , jak i ze znacznej poprawy wydajności układów doświadczalnych. Zmiany w elektronice układu CUDAC i ustawieniu detektorów cząstek zostały opisane w rozdziale 8.1, a rozbudowa układów GEMINI i LUNA w rozdziale 8.2.



Rysunek 7.1: Schemat nisko leżących stanów wzbudzonych jądra ^{96}Mo . Strzałkami oznaczone są przejścia obserwowane w następujących eksperymentach: czarnymi – z wiązką ^{96}Mo na tarczy ^{nat}Pb , ciemnoszarymi – z wiązkami ^{96}Mo i ^{40}Ar , jasnoszarymi – z wiązkami ^{96}Mo , ^{40}Ar i ^{20}Ne . Wszystkie energie są podane w keV. Obserwowane stany, z wyjątkiem poziomów tworzących pasmo stanu podstawowego, są w literaturze w różny sposób grupowane w pasma. W związku z tym rysunek nie sugeruje żadnego ich przypisania.

7.2 Pozostałe informacje o strukturze elektromagnetycznej jądra ^{96}Mo

Struktura elektromagnetyczna jądra ^{96}Mo była słabiej znana niż było to w przypadku ^{100}Mo . Zredukowane prawdopodobieństwa przejść E2 i M1 w tym jądrze pochodziły niemal wyłącznie z pomiarów wykonanych metodą wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo wiązkami cząstek α i ^{16}O , przeprowadzonych na początku lat siedemdziesiątych [Bar71]. Nie były nigdy prowadzone bezpośrednie pomiary czasów życia tego jądra, czasy życia poziomów powyżej 2_1^+ cytowane przez kompilację [Pek93] są we wszystkich przypadkach przeliczone z $B(E2)$, w większości zaczerpniętych z pracy [Bar71].

W analizie eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo opisanych w niniejszej pracy wykorzystano wartości współczynników zmieszania E2/M1 i stosunków roz-

gałęzi dla przejść w tym jądrze, wyznaczone w innych pracach na drodze analizy promieniowania γ emitowanego w wyniku rozpadu β , reakcji jądrowych lub wzbudzeń kulombowskich. W tabeli 7.1 zebrane są średnie ważone zmierzonych w dotychczasowych eksperymentach wartości stosunków rozgałęzień przejść w jądrze ^{96}Mo zaczerpnięte z kompilacji [Pek93], a w tabeli 7.2 współczynniki zmieszania E2/M1 z tego samego źródła.

Tabela 7.1: Wartości stosunków rozgałęzień przejść w jądrze ^{96}Mo podawane w kompilacji [Pek93].

Przejścia	Stosunek rozgałęzienia
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.48 \pm 0.01
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+ / 2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.014 \pm 0.009
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.14 \pm 0.01
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+ / 4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.077 \pm 0.004
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+ / 4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.054 \pm 0.002
$2_4^+ \rightarrow 0_2^+ / 2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	0.032 \pm 0.007

Znajomość wartości współczynników zmieszania E2/M1 była tym wypadku istotniejsza niż podczas analizy eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo . Jak opisano w rozdziale 5.2, zebranie dużej statystyki w eksperymencie $^{136}\text{Xe} + ^{98}\text{Mo}$ pozwoliło na niezależne analizowanie widm z każdej pary detektor cząstek-detektor germanowy. W związku z tym można było próbować wyznaczyć wartości B(M1) dzięki informacjom niesionym przez rozkłady kątowe. W eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{96}Mo zebrano znacząco mniejszą statystykę, a sumowanie widm z poszczególnych detektorów powodowało rozmycie rozkładów kątowych.

Tabela 7.2: Wartości współczynników zmieszania E2/M1 przejść w jądrze ^{96}Mo podawane w kompilacji [Pek93].

Przejście	współczynnik zmieszania E2/M1
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.44 $^{+0.03}_{-0.04}$
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	-1.05 $^{+0.09}_{-0.10}$
$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	3.73 $^{+0.32}_{-0.15}$

Tabela 7.3: Czasy życia stanów jądra ^{96}Mo podawane w kompilacji [Pek93].

Stan	$T_{1/2}$ [ps]	Metoda pomiaru
2_1^+	3.67 ± 0.06	Wzbudzenie kulombowskie [Par76, Bar71]
0_2^+	61 ± 8	Wzbudzenie kulombowskie [Bar71]
2_2^+	0.78 ± 0.07	Wzbudzenie kulombowskie [Bar71]
4_1^+	1.2 ± 0.2	Wzbudzenie kulombowskie [Bar71]
4_2^+	$6.4 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} 2.8 \\ 1.5 \end{smallmatrix}$	Wzbudzenie kulombowskie [Bar71]

Najważniejszą pracą poświęconą wzbudzeniom kulombowskim jądra ^{96}Mo jest praca [Bar71], przedstawiająca rezultaty eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo wiązkami cząstek α i ^{16}O . Metoda prowadzenia eksperymentu i analizy danych była analogiczna do przedstawionej przez tę samą grupę w pracy [Bar72], omówionej w rozdziale 3.2. Wszystkie przedstawione w rozdziale 3.2 zastrzeżenia dotyczą także tej pracy. Ponadto w przypadku jądra ^{96}Mo pominięcie wpływu momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ na populację tego stanu miało silniejszy wpływ na otrzymane wyniki. Żeby oszacować błąd związany z tym założeniem, przeprowadzono obliczenia przy użyciu programu GOSIA, korzystając z wartości elementów macierzowych przejść w jądrze ^{96}Mo wyznaczonych w niniejszej pracy. Wynika z nich, że dla eksperymentu przeprowadzonego w warunkach opisanych w pracy [Bar71] przyjęcie $\langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle = 0$ powoduje zmniejszenie populacji stanu 2_1^+ o ok. 5% w stosunku do wartości otrzymanej dla $\langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle = -0.44$ eb, wyznaczonej w niniejszej pracy.

Podobnie jak podczas analizy eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo , także i tutaj nie zdecydowano się włączać czasów życia przeliczonych z $B(E2)$ wyzna-

Tabela 7.4: Zestawienie wartości momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ wyznaczonych w pracy [Par76]. Podano założony znak członów interferencyjnych zdefiniowanych wzorem (3.1) dla stanów 2_2^+ i 2_3^+ .

Moment kwadrupolowy [eb]	Założenie	
	znak P_2	znak P_3
-0.20 (8)	+	+
-0.15 (8)	+	-
-0.01 (8)	-	+
0.04 (8)	-	-

czonych w pracy [Bar71] do analizy jako dodatkowych punktów pomiarowych. Użyto jedynie wyznaczonego w kilku niezależnych eksperymentach czasu życia stanu 2_1^+ .

W tabeli 7.4 zestawione są wartości pomiarów momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ wyznaczone w pracy [Par76] przy zastosowaniu efektu reorientacji, w sposób opisany w rozdziale 3.2.

Podobnie jak w przypadku ^{98}Mo , także i tutaj w związku z dużą rozbieżnością wartości momentu kwadrupolowego stanu 2_1^+ nie zdecydowano się użyć żadnej z powyższych wartości jako dodatkowego punktu doświadczalnego w analizie danych.

Rozdział 8

Eksperymenty wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{96}Mo

Z uwagi na wysokie energie stanów wzbudzonych jądra ^{96}Mo , podobnie jak w przypadku ^{98}Mo konieczne było przeprowadzenie całej serii eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego tego jądra, w tym eksperymentu z wiązką cięższą niż dostępne w ŚLCJ.

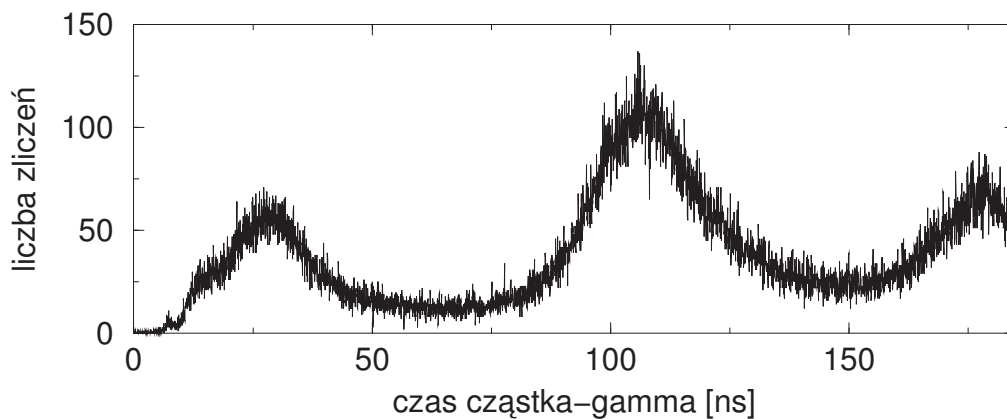
Eksperymenty przeprowadzone w ŚLCJ (opisane w rozdziale 8.1) pozwoliły na obserwację mniejszej liczby stanów niż pomiar wykonany w JAERI (rozdział 8.2). Uzyskano w nich jednak bardzo cenne dane, w szczególności eksperyment z najlżejszą wiązką ^{20}Ne pozwolił na rozłożenie obserwowanego dubletu ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) & ($2_3^+ \rightarrow 2_1^+$) na składowe, co opisano w rozdziale 9.2.

8.1 Eksperymenty z wiązkami ^{20}Ne i ^{40}Ar , ŚLCJ

Układ CUDAC, który posłużył do przeprowadzenia dwóch eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo , nie zmienił się zasadniczo w stosunku do wersji opisanej w rozdziale 4.1. W opisywanych eksperymentach użyto 30 diod PIN, ustawionych pod mniejszymi kątami względem kierunku wiązki, niż poprzednio – od 130° do 150° . Takie ustawienie okazało się korzystne, mimo że wiązało się ze słabszym wzbudzeniem badanego jądra, niż pozwoliłaby uzyskać poprzednia konfiguracja. Z uwagi na silną zależność przekroju czynnego na rozproszenie od kąta rozproszenia, w tak ustawione detektory trafia znacznie większa liczba cząstek. W przypadku ^{98}Mo zebrana statystyka okazała się zbyt mała, by zaobserwować wzbudzenie stanów 2_2^+ i 2_3^+ . Ponieważ obserwacja tych stanów była bardzo ważna, aby zoptymalizować liczbę zliczeń w liniach pochodzących z ich rozpadu, wykonano obliczenia symulacyjne programem GOSIA. Wartości elementów macierzowych przejść E2 i M1 w ^{96}Mo zaczerpnięto z wyników uzyskanych dla ^{98}Mo , a następnie odpowiednio przeskalowano, tak, by odtworzyć wartości czasów

życia i współczynników rozgałęzień, wyznaczone w innych pomiarach dla ^{96}Mo . Wyniki obliczeń symulacyjnych wskazały, że ustawienie diod PIN pod kątami od 130° do 150° pozwoli na uzyskanie większej liczby zliczeń w liniach pochodzących z rozpadu stanów 2_2^+ i 2_3^+ .

Pierwszy z eksperymentów, z wiązką ^{40}Ar , został przeprowadzony w maju 2002 i miał w zasadzie charakter testowy. Z uwagi na problemy z utrzymaniem wysokiej próżni w cyklotronie, otrzymana wiązka ^{40}Ar miała czterokrotnie niższe natężenie niż oczekiwane (4-5 nA)¹. Część czasu została poświęcona na testy „na wiązkę” układu doświadczalnego. Dzięki nim zdecydowano o wymianie dyskryminatora *Quad Constant Fraction Discriminator 935* firmy ORTEC, prawdopodobnie lekko uszkodzonego, na dyskryminator *CF 4000* tej samej firmy, co zaowocowało ogromną poprawą działania układu.

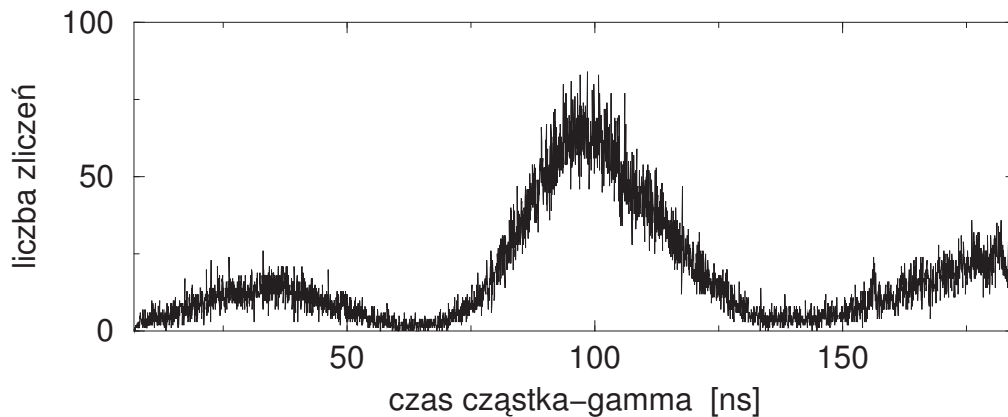


Rysunek 8.1: Przykładowe widmo czasu cząstka- γ z eksperymentu $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ (1998 r.) Postawiono warunek, że energia rozproszony cząstki musi być wyższa od 5 MeV.

Na rysunkach 8.1 i 8.2 pokazane są przykładowe widma czasu cząstka- γ zebrane na układzie CUDAC. Na obu widmach czasowych po obu stronach pik centralnego widoczne są boczne pik o zbliżonej szerokości, związane z koincydencjami przypadkowymi (koincydencją kwantu γ z cząstką z poprzedniego lub następnego pulsu wiązki). Więcej informacji o strukturze widm czasowych i sposobie dobierania opóźnień na traktach czasowych jest zawarte w Dodatku A.1.

Widmo przedstawione na rysunku 8.1 pochodzi z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{165}Ho wiązką ^{20}Ne , przeprowadzonego w 1998 r. Widać wyraźnie, że liczba zliczeń w pikach fałszywej koincydencji jest niewiele niższa niż w centralnym pik prawdziwej koincydencji. Między pikami, zwłaszcza z prawej strony pik centralnego, także

¹Podczas eksperymentu z tarczą ^{100}Mo w roku 2004 wiązka ^{40}Ar o tej samej energii miała natężenie nawet wyższe niż zakładane – do 22 nA.



Rysunek 8.2: Przykładowe widmo czasu cząstka- γ z eksperymentu $^{40}\text{Ar} + ^{96}\text{Mo}$ (2002 r.) Postawiono warunek, że energia rozproszonej cząstki musi być wyższa od 8 MeV.

pojawia się znacząca liczba zliczeń. Taka sytuacja utrudnia oszacowanie wkładu od koincydencji przypadkowych, jak opisano w pracy [Iwa01]. Na rysunku 8.2 przedstawione jest analogiczne widmo z eksperymentu $^{40}\text{Ar} + ^{96}\text{Mo}$, już po wprowadzeniu opisanej zmiany w elektronice układu. Tu liczba zliczeń w pikie centralnym jest wyraźnie wyższa niż w pikach bocznych. W obecnej konfiguracji jest więc rejestrowane znacznie mniej przypadków koincydencji przypadkowej w stosunku do koincydencji prawdziwej, a uzyskiwane widma czasu cząstka- γ są prostsze do analizy.

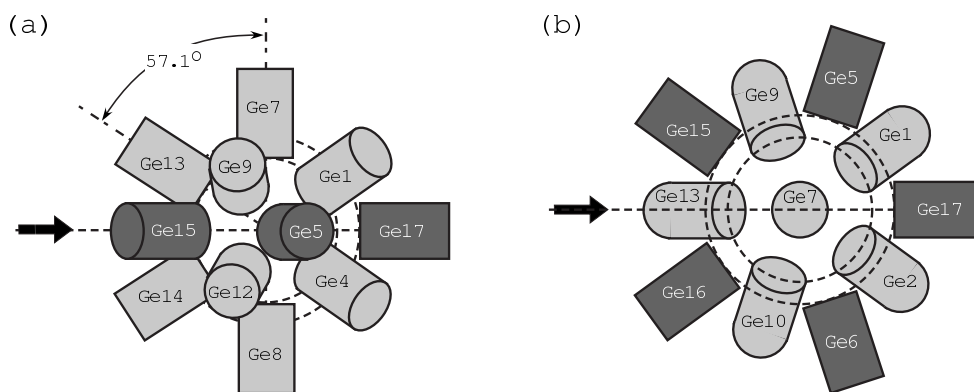
Ostatecznie do dalszej analizy wykorzystano dane tylko z jednego detektora HPGe. W przypadku pozostałych dwóch zmiana dyskryminatora *Constant Fraction* wykonana podczas eksperymentu nie powiodła się i detektory te nie pracowały prawidłowo w koincydencji z detektorami cząstek. Należy tu podkreślić, że znacząco niższe od zakładanego natężenie wiązki ^{40}Ar nie tylko nie pozwoliłoby na zebranie podczas eksperymentu spodziewanej statystyki, ale także bardzo utrudniało dostrajanie i testowanie elektroniki.

Drugi z eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo został przeprowadzony w ŚLCJ w kwietniu 2003. Mimo że przekrój czynny na wzbudzenie kulombowskie bardzo silnie zależy od liczby atomowej partnerów reakcji, zdecydowano nie powtarzać eksperymentu z wiązką ^{40}Ar , lecz użyć wiązki ^{20}Ne . Natężenia wiązki ^{20}Ne możliwe do uzyskania w ŚLCJ są zdecydowanie wyższe niż w przypadku ^{40}Ar i ograniczenie na szybkość zbierania danych wynikało raczej z odporności układu na obciążenia niż niskiego prądu wiązki. Konfiguracja układu nie uległa zmianie w stosunku do opisanej powyżej.

W obydwu eksperymentach użyto tarczy ^{96}Mo o grubości 4.9 mg/cm^2 i wzbogaceniu 89%.

8.2 Eksperyment z wiązką ^{96}Mo , JAERI

W ciągu trzech lat dzielących eksperyment opisany w rozdziale 4.2 i eksperyment $^{96}\text{Mo} + ^{\text{nat}}\text{Pb}$, układ GEMINI został znacząco rozbudowany. Obecnie w jego skład wchodzi 17 detektorów germanowych o wydajnościach od 40% do 70% względem kryształu $3'' \times 3''$ NaI dla linii 1.33 MeV ze źródła ^{60}Co . Wszystkie są wyposażone w osłony BGO. Ustawienie detektorów jest przedstawione na rysunku 8.3, a ich położenia we współrzędnych (θ, φ) są zebrane w tabeli 8.1. Wszystkie detektory są oddalone o 13 cm od tarczy. Na czas eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo , w którym zastosowano tarczę $^{\text{nat}}\text{Pb}$ o grubości 2 mg/cm^2 , detektor umieszczony na osi wiązki (oznaczony na rysunku Ge17) został usunięty.



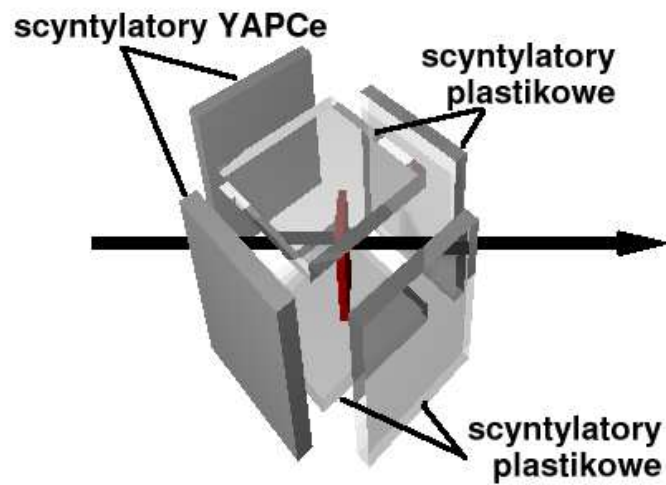
Rysunek 8.3: Schematyczny rysunek układu detektorów germanowych GEMINI-II. Strzałką oznaczony jest kierunek biegu wiązki. Rysunek (a) przedstawia widok układu z boku, natomiast (b) to górna połowa układu, widziana z pozycji tarczy. Detektor oznaczony jako Ge17 nie był użyty podczas eksperymentu $^{96}\text{Mo} + ^{\text{nat}}\text{Pb}$.

Wzbogacony został także układ detekcji cząstek. Do opisanych w rozdziale 4.2 czterech detektorów dodano dwa kolejne, wykonane ze scyntylatora plastikowego. Położenia detektorów są pokazane na rysunkach 8.4 i 8.5.

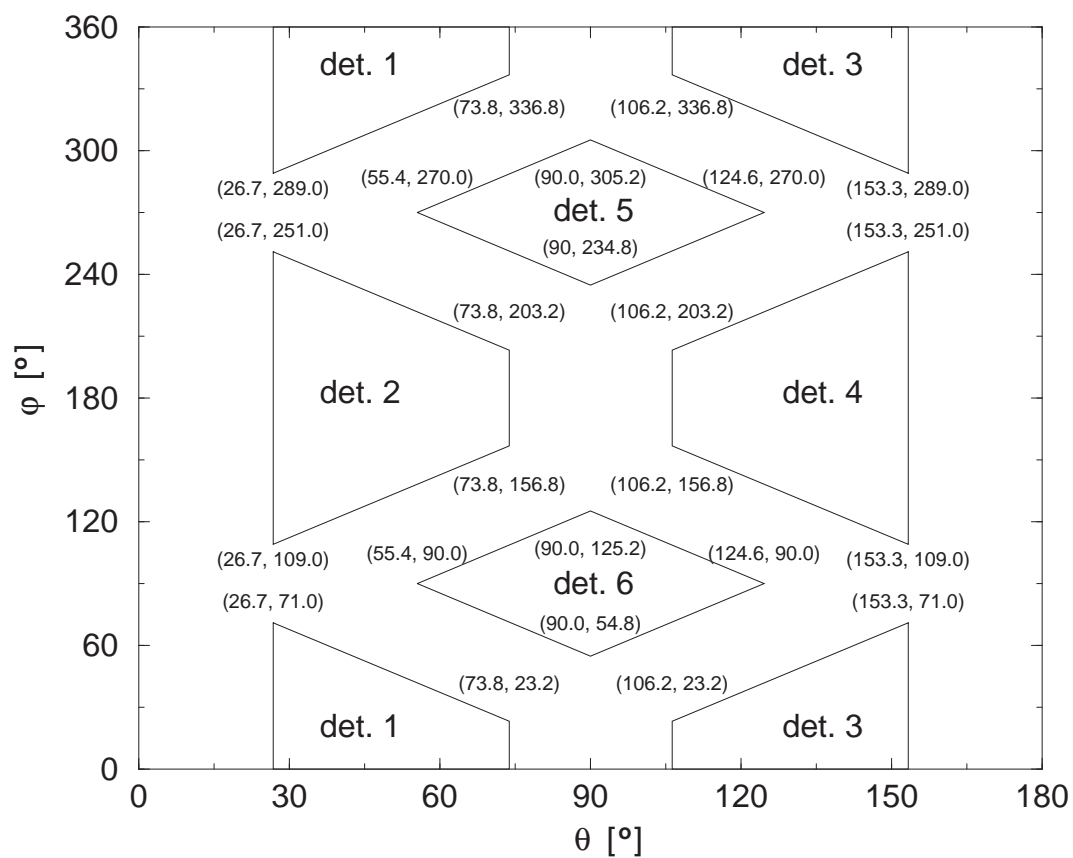
Warto podkreślić, że wiązka molibdenu została po raz pierwszy przyspieszona w tandemie JAERI dla potrzeb niniejszego eksperymentu.

Tabela 8.1: Położenia detektorów promieniowania γ układu GEMINI-II we współrzędnych (θ, φ) .

Nr detektora	1	2	3	4	5	6	7	8
Kąt θ [°]	47.21	47.21	47.21	47.21	72.00	72.00	90.00	90.00
Kąt φ [°]	47.74	132.26	227.74	312.26	0.00	180.00	90.00	270.00
Nr detektora	9	10	11	12	13	14	15	16
Kąt θ [°]	105.04	105.04	105.04	105.04	147.10	147.10	144.00	144.00
Kąt φ [°]	34.22	145.78	214.22	325.78	90.00	270.00	0.00	180.00



Rysunek 8.4: Schematyczny rysunek układu detekcji cząstek naładowanych LUNA. Strzałka oznacza kierunek lotu wiązki. Zaznaczona jest także pozycja tarczy.



Rysunek 8.5: Położenia detektorów cząstek układu LUNA we współrzędnych (θ, φ) .

8.3 Energie wiązek

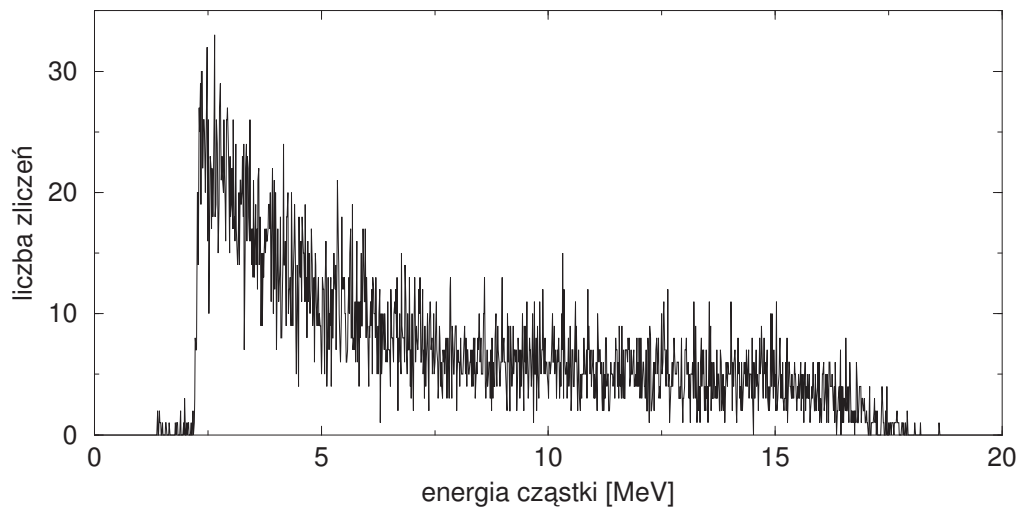
We wszystkich przypadkach zdecydowano, że energie wiązki powinny być jak najbliższe energiom „bezpiecznym” wyliczonym dla maksymalnego kąta detekcji rozproszonych cząstek, nie powinny ich jednak przekraczać.

Energię wiązki przyspieszanej w cyklotronie można opisać następującym wzorem:

$$\frac{E}{A} = K \cdot \left(\frac{Q}{A}\right)^2 \quad (8.1)$$

gdzie A oznacza liczbę masową jonu, Q – jego ładunek, a K jest tzw. liczbą charakterystyczną cyklotronu dla maksymalnego promienia ekstrakcji R_{max} (dla cyklotronu U-200P wynosi ona 160 dla R_{max} 85 cm). Wiązka może być wyprowadzana z głębszych orbit i wtedy uzyskana energia skaluje się z promieniem orbity R jak $\left(\frac{R}{R_{max}}\right)^2$.

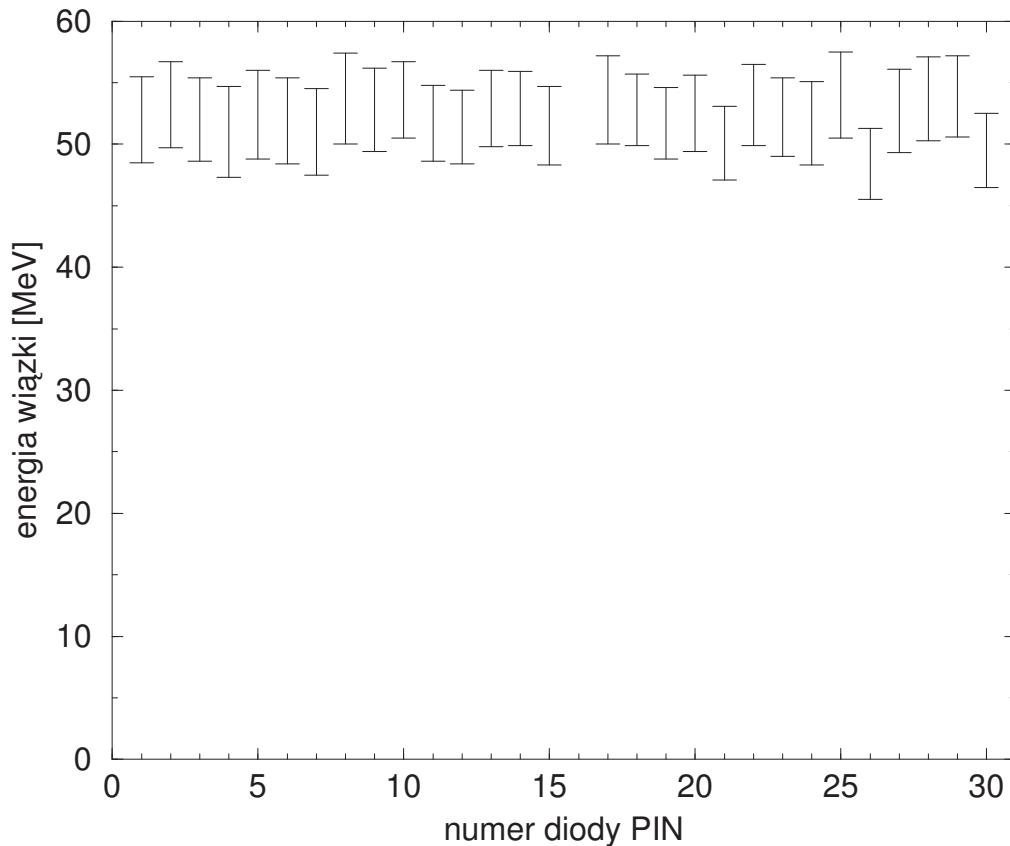
Podczas pomiarów wykonywanych w ŚLCJ określano wstępnie energię wiązek na podstawie położenia strippera, a następnie podczas analizy zebranych danych wykonywano niezależne oszacowanie na podstawie widm rozproszonych cząstek. Przykładowe widmo energetyczne cząstek zmierzone za pomocą diody PIN jest pokazane na rysunku 8.6.



Rysunek 8.6: Przykładowe widmo energii rozproszonych cząstek zarejestrowane podczas eksperymentu $^{40}\text{Ar} + ^{96}\text{Mo}$.

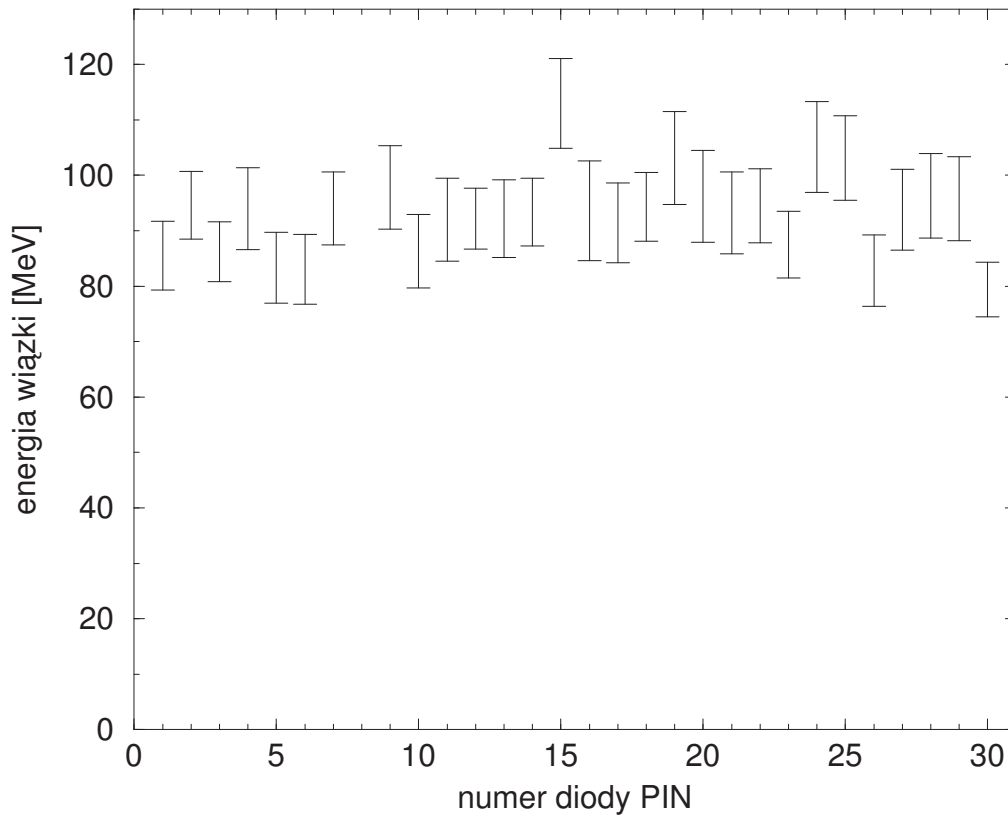
Niskoenergetyczna część widma jest zniekształcona przez szumy. Dla szerokiego zakresu energii liczba zliczeń jest stała, a przy pewnej energii następuje jej gwałtowny spadek aż do zera. Ten wysokoenergetyczny kraniec widma odpowiada cząstkom trafiającym w diodę PIN z maksymalnymi energiami – czyli ulegającym rozproszeniu na samej

powierzchni tarczy, bez hamowania w niej. Znając energię takich cząstek i kinematykę zderzenia można wyliczyć energię wiązki. Kalibracja energetyczna diod PIN została wykonana przy użyciu źródła α typu triple source ($^{241}\text{Am} + ^{243}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$). Do zmierzonych położzeń trzech obserwowanych linii dopasowano prostą postaci $E = a \cdot ch$, gdzie E – energia cząstki, ch – numer kanału (bez wyrazu wolnego). Próby ekstrapolacji tak uzyskanej krzywej kalibracyjnej mogą się wydawać nadużyciem. Jednak pomiary grupy zajmującej się badaniem rozkładów barier na fuzję [Swi04] wskazują na odpowiedniość liniowej kalibracji energetycznej diod PIN w szerokim zakresie energii.



Rysunek 8.7: Energia wiązki ^{20}Ne wyliczona na podstawie maksymalnej energii rozproszonych cząstek ^{20}Ne rejestrowanych przez każdą diodę PIN.

Na rysunkach 8.7 i 8.8 przedstawione są energie wiązki wyliczone na podstawie widma każdej diody PIN niezależnie, odpowiednio dla eksperymentów z wiązką ^{20}Ne i ^{40}Ar . Widać, że wartości uzyskane z różnych detektorów są ze sobą zgodne. W przypadku pierwszego eksperymentu oszacowano energię wiązki ^{20}Ne na 52.6 ± 0.6 MeV, czyli minimalnie przekraczającą energię bezpieczną dla kąta 150° . Dla drugiego eksperymentu



Rysunek 8.8: Energia wiązki ^{40}Ar wyliczona na podstawie maksymalnej energii rozproszonych cząstek ^{40}Ar rejestrowanych przez każdą diodę PIN.

energia wiązki ^{40}Ar została w ten sposób oszacowana na 91.6 ± 1.3 MeV, czyli 8 MeV mniej, niż wartość wyliczona z położenia strippera. Podczas eksperymentu $^{40}\text{Ar} + ^{96}\text{Mo}$ nie działał jeszcze w ŚLCJ układ pomiaru energii wiązki metodą czasu przelotu (*Time-of-Flight, TOF*) i niestety nie można porównać oszacowanej wartości energii wiązki z niezależnym pomiarem. Jednak znamienne wydaje się fakt, że gdy podczas eksperymentu $^{40}\text{Ar} + ^{100}\text{Mo}$ w 2004 r. przyspieszano wiązkę ^{40}Ar przy tym samym położeniu strippera, zarówno wynik pomiaru energii metodą TOF jak i jej oszacowanie tu przedstawioną metodą [Wrz05] dały rezultat zgodny, o ok. 10 MeV niższy niż wartość wyliczona z położenia strippera. Zaobserwowany efekt jest prawdopodobnie związany z decentralizacją orbit względem geometrycznego środka magnesu cyklotronu.

W tabeli 8.2 zestawione są zastosowane energie wiązek wraz z energiami bezpiecznymi wyliczonymi dla maksymalnego kąta rozproszenia wiązki obserwowanego w danym eksperymencie na podstawie wzoru (1.3). Energia wiązki ^{96}Mo przekracza o 4% energię bezpieczną dla maksymalnego kąta rozproszenia odpowiadającego trafieniu rozproszonej

Tabela 8.2: Energie użytych wiązek w porównaniu z energiami „bezpiecznymi” dla maksymalnych kątów rozproszenia wiązki w danym eksperymencie. Numeracja detektorów jest zgodna z podaną na rysunku 8.5.

Wiązka	Maksymalny kąt rozproszenia (LAB)	Energia wiązki	Energia bezpieczna
^{20}Ne	150°	52 MeV	52 MeV
^{40}Ar	150°	90 MeV	103 MeV
$^{96}\text{Mo}^a$	74°	424 MeV	460 MeV
$^{96}\text{Mo}^b$	125°	424 MeV	408 MeV

^a detektory cząstek nr 1 i 2 (średni kąt 50°)

^b detektor cząstek nr 5 (średni kąt 90°)

cząstki w detektor nr 5 (zgodnie z numeracją na rysunku 8.5). Zgodnie z argumentacją przedstawioną w rozdziale 4.3 wydaje się, że i w tym przypadku efekt wpływu sił jądrowych jest porównywalny z błędami pomiarowymi.

Rozdział 9

Analiza danych

9.1 Analiza surowych danych

Analiza surowych danych z eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego została wykonana w sposób analogiczny do opisanego w rozdziale 5.1.

W przypadku eksperymentów wykonanych w ŚLCJ z uwagi na większą grubość tarczy (4.9 mg/cm^2) stawiano dodatkowe warunki na energię cząstek. W eksperymencie z wiązką ^{40}Ar wzbudzone jądra ^{96}Mo były wybijane z tarczy niezależnie od głębokości, na której nastąpiło rozproszenie. Natomiast prędkości tych jąder, a zatem i parametry korekty dopplerowskiej, zależały od niej. Próbowano wyliczać głębokości i końcowe prędkości ^{96}Mo na podstawie energii rejestrowanych jąder ^{40}Ar i wprowadzać odpowiednie współczynniki korekcyjne dla kolejnych zakresów energii rejestrowanych cząstek. Rezultat nie był jednak zadawalający i kształty otrzymanych ostatecznie pików silnie odbiegały od kształtów gaussowskich.

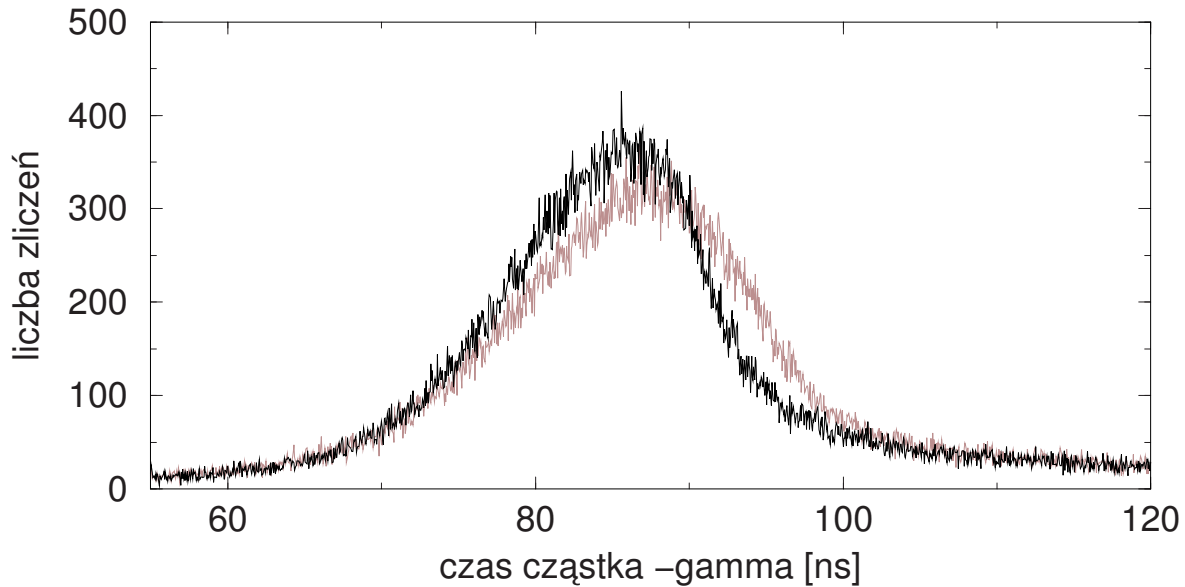
W związku z tym przy opracowywaniu danych z eksperymentu z wiązką ^{20}Ne ograniczono się jedynie do zdarzeń, w których jądra ^{96}Mo zostały wyhamowane w tarczy. Obliczenia pokazały, że zachodzi to dla energii obserwowanych cząstek rozproszonych wyższej niż 8 MeV.

Dodatkowo dla eksperymentów wykonanych w ŚLCJ wprowadzono korektę opóźnień dla poszczególnych detektorów cząstek.

9.1.1 Korekta opóźnień na traktach diod PIN

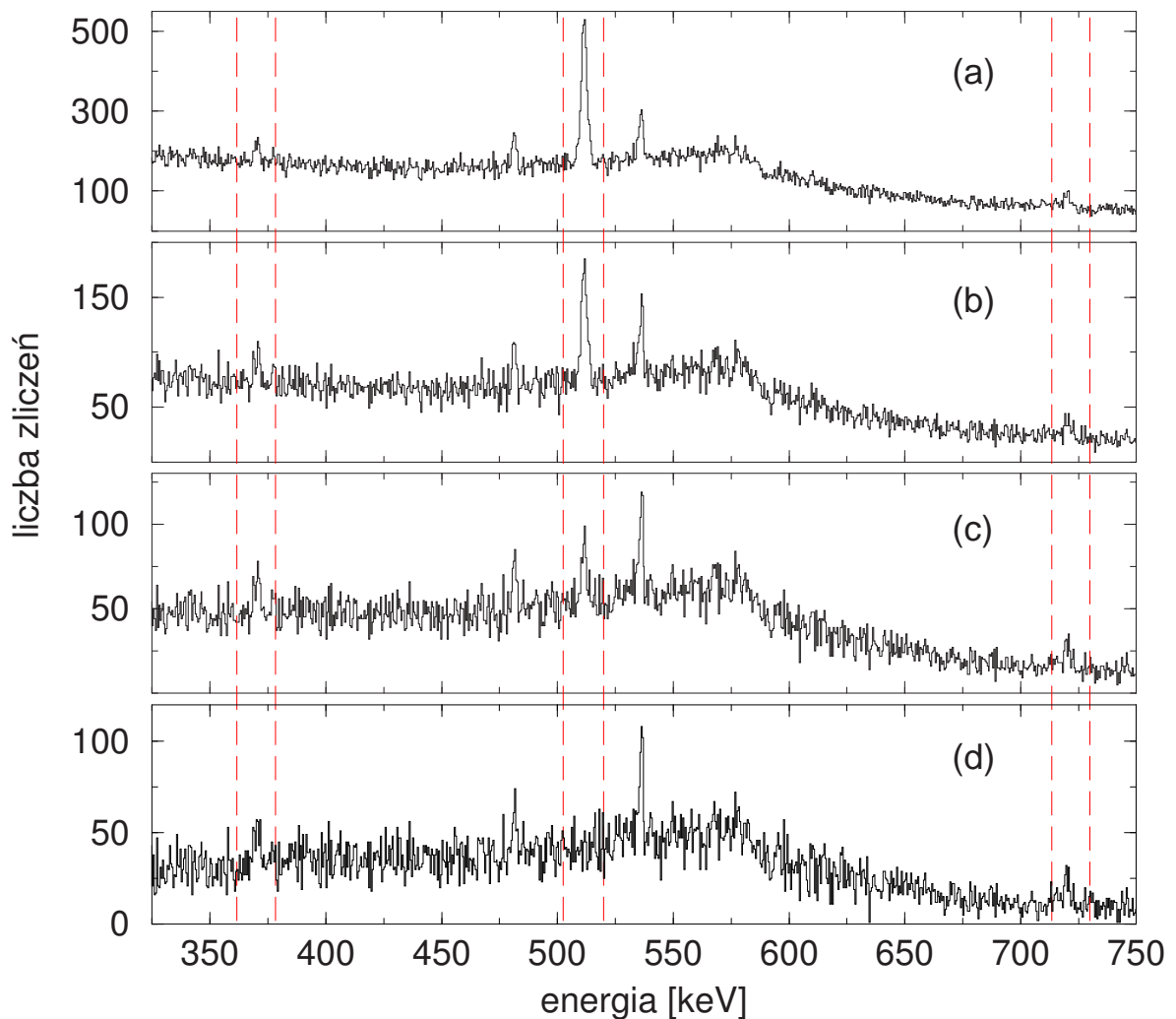
Z różnych powodów na szybkich traktach detektorów cząstek mogą powstawać opóźnienia. Jeśli czasy, upływające pomiędzy trafieniem cząstki w detektor a wystawieniem przez dyskryminator bramki, są różne dla poszczególnych diod PIN, spowoduje to rozmycie sumarycznych widm czasu cząstka-gamma. Jak widać z rysunku 9.1, dzięki wprowadzeniu podczas sortowania korekty opóźnień dla każdej diody PIN indywidualnie,

można zmniejszyć szerokość pików czasowych.



Rysunek 9.1: Wpływ skorygowania opóźnień dla poszczególnych diod PIN na kształt widma czasu cząstki γ . Centralny pik przykładowego widma czasowego z eksperymentu $^{20}\text{Ne} + ^{96}\text{Mo}$. Nałożono warunek, aby energia rozproszonej cząstki była wyższa niż poziom szumów (8 MeV). W przypadku widma oznaczonego kolorem czarnym wprowadzono dodatkowo współczynniki opóźnień dobrane indywidualnie dla każdej diody PIN. Dla widma oznaczonego kolorem szarym nie wykonano takiej korekty.

Na rysunku 9.2 pokazane jest, w jaki sposób warunki sortowania wpływają na intensywności obserwowanych linii γ . W ostatecznym widmie zupełnie jest wyeliminowana linia anihilacyjna 511 keV, co potwierdza prawidłowość procedury odejmowania wkładu pochodzącego od koincydencji przypadkowych.



Rysunek 9.2: Wpływ warunków sortowania na względne intensywności linii γ zaobserwowanych w eksperymencie $^{20}\text{Ne} + ^{96}\text{Mo}$. Linie przerywane wskazują następujące piki: 369 keV ($^{96}\text{Mo}, 0_2^+ \rightarrow 2_1^+$), 511 keV (linia anihilacyjna) i 720 keV ($^{96}\text{Mo}, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$). Ponadto wyraźnie widać przejścia o energii 481 keV ($^{97}\text{Mo}, 3/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$) i 536 keV ($^{100}\text{Mo}, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$).

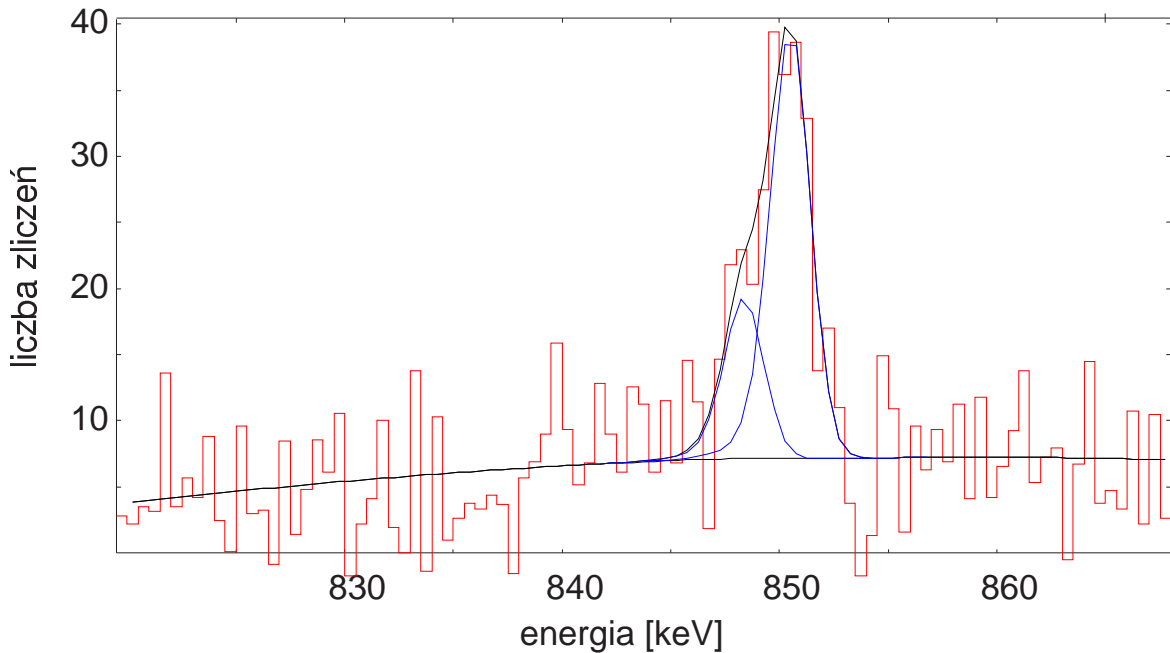
- (a) – widmo bez nałożonych dodatkowych warunków,
- (b) – widmo z dodatkowym warunkiem, że energia cząstki ma być wyższa niż 8 MeV,
- (c) – widmo z opisanym powyżej warunkiem na energię cząstki i dodatkowym warunkiem, że czas cząstka- γ ma się zawierać w obrębie centralnego piku widma czasowego,
- (d) – widmo ostateczne, z opisanym powyżej warunkiem na energię cząstki i po odjęciu wkładu od koincydencji przypadkowych.

9.2 Analiza widm gamma

Bardzo bliskie energie stanów 2_3^+ (1625.9 keV) i 4_1^+ (1628.2 keV) utrudniały wyznaczenie elementów macierzowych dla tych stanów. Gdy konieczne było wykonanie korekcji dopplerowskiej rejestrowanego promieniowania γ , dokładność wyznaczenia kąta rozproszenia była zbyt mała, aby otrzymaną po korekcji linię o energii 848 keV można było rozdzielić na składowe związane z przejściami $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ (847.7 keV) i $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ (849.9 keV).

W eksperymencie z wiązką ^{20}Ne emisję kwantów γ obserwowano jedynie z jąder ^{96}Mo zatrzymanych w tarczy. Mniejsza szerokość połówkowa obserwowanych linii umożliwiła rozłożenie obserwowanego dubletu ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) & ($2_3^+ \rightarrow 2_1^+$) na składowe. Widma z detektorów germanowych nr 2 i 3 (numeracja analogiczna jak w rozdziale 4.1) dodano i opracowywano łącznie. Detektor nr 1 miał gorszą energetyczną zdolność rozdzielczą (4 keV dla linii 1408 keV ze źródła ^{152}Eu ; pozostałe detektory 2.6 keV) i w związku z tym dane z niego analizowano oddzielnie.

Na rysunku 9.3 pokazany jest wycinek sumarycznego widma z detektorów nr 2 i 3. Widać wyraźnie strukturę obserwowanej linii.



Rysunek 9.3: Rozkład dubletu ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) & ($2_3^+ \rightarrow 2_1^+$) na składowe. Sumaryczne widmo z detektorów Ge2 i Ge3, eksperyment $^{20}\text{Ne} + ^{96}\text{Mo}$.

W eksperymencie z wiązką ^{40}Ar do każdego ze zdeformowanych pików γ dopasowy-

wano po dwie krzywe Gaussa. Ich szerokości połówkowe oraz położenia były ustalone względem siebie. Względne położenia dobrano dla najsilniejszego przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ i użyto jako wzorca podczas dopasowywania krzywych do pozostałych linii.

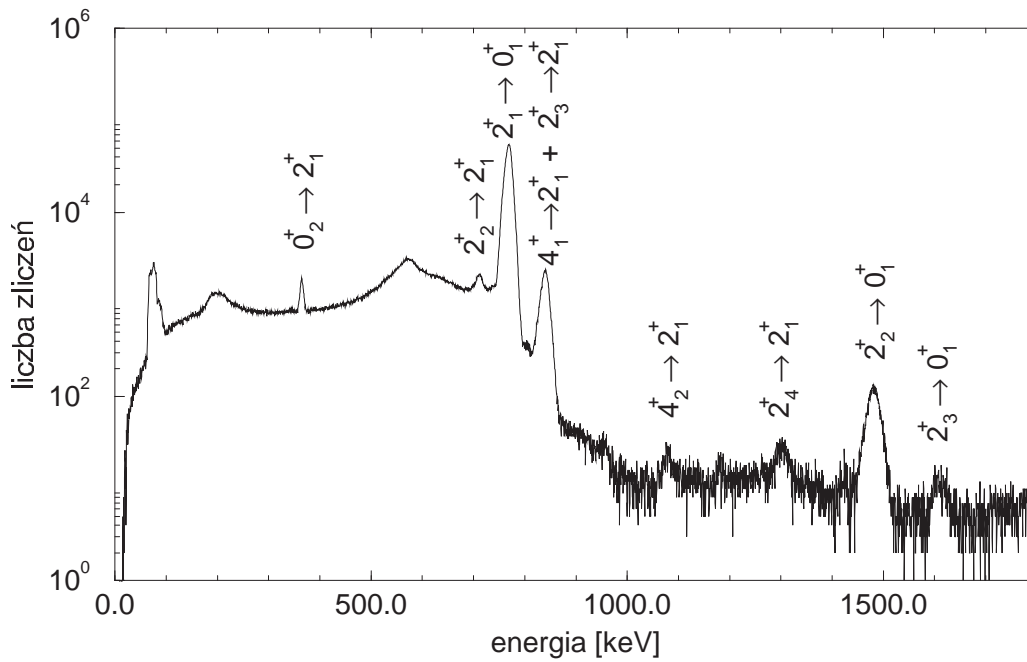
W eksperymencie z wiązką ^{96}Mo i tarczą ^{nat}Pb zaobserwowano znacznie więcej przejść niż w eksperymentach z lżejszymi wiązkami, jednak z uwagi na dużą szerokość obserwowanych linii niemożliwe było rozdzielenie dubletu ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) & ($2_3^+ \rightarrow 2_1^+$). Zaobserwowano natomiast bezpośrednio przejście $2_3^+ \rightarrow 0_1^+$, więc korzystając ze znanego stosunku rozgałęzień $2_3^+ \rightarrow 0_1^+/2_3^+ \rightarrow 0_1^+$ można było wyznaczyć intensywności przejść $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ i $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$.

Z uwagi na znacznie mniejszą statystykę niż w przypadku eksperymentu $^{136}\text{Xe} + ^{98}\text{Mo}$ zdecydowano się dodać widma z poszczególnych detektorów germanowych zebrane w koincydencji z detektorami cząstek nr 1, 2 i 5. W pozostałych detektorach cząstek zebrano zbyt mało zdarzeń, by w koincydencyjnych widmach γ były wyraźnie widoczne przejścia powyżej $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. W każdym przypadku do dalszej analizy wybrano tylko widma o prawidłowym kształcie pików, a odrzucono te o niewłaściwym kształcie lub wyraźnie poszerzone.

Tabela 9.1: Detektory germanowe wybrane do dalszej analizy w koincydencji z poszczególnymi detektorami cząstek w eksperymencie z wiązką ^{96}Mo i tarczą ^{nat}Pb .

Nr detektora Ge	1	2	3	4	5	6	7	8
Kąt θ [°]	47.21	47.21	47.21	47.21	72.00	72.00	90.00	90.00
Kąt φ [°]	47.74	132.26	227.74	312.26	0.00	180.00	90.00	270.00
detektor cząstek nr 1	✓	✓	✓		✓	✓		
detektor cząstek nr 2	✓		✓	✓	✓	✓		
detektor cząstek nr 5	✓	✓	✓	✓	✓	✓		✓
Nr detektora Ge	9	10	11	12	13	14	15	16
Kąt θ [°]	105.04	105.04	105.04	105.04	147.10	147.10	144.00	144.00
Kąt φ [°]	34.22	145.78	214.22	325.78	90.00	270.00	0.00	180.00
detektor cząstek nr 1	✓	✓	✓				✓	✓
detektor cząstek nr 2	✓						✓	✓
detektor cząstek nr 5	✓	✓	✓		✓		✓	✓

Przykładowe widmo promieniowania γ z eksperymentu z wiązką ^{96}Mo (po korekcji



Rysunek 9.4: Przykładowe widmo promieniowania γ z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo na tarczy ^{nat}Pb (skorygowane na efekt Dopplera). Sumaryczne widmo ze wszystkich detektorów germanowych w koincydencji z pierwszym detektorem cząstek.

dopplerowskiej) jest pokazane na rysunku 9.4.

Do kalibracji wydajnościowej użyto źródeł ^{133}Ba i ^{152}Eu (eksperyment w JAERI i w ŚLCJ z wiązką ^{40}Ar) lub tylko ^{152}Eu w przypadku eksperymentu przeprowadzonego w ŚLCJ z wiązką ^{20}Ne . Do zebranych danych dopasowano krzywe tej samej postaci co podczas eksperymentów z tarczą ^{98}Mo : opisaną wzorem (5.1) dla eksperymentów warszawskich, a wzorem (5.2) dla eksperymentu japońskiego.

Względne intensywności przejść wyznaczone w opisanych eksperymentach są zebrane w tabelach B.4 i B.5 (dodatek B).

Rozdział 10

Wyznaczenie elementów macierzowych przejść E2 i M1 w jądrze ^{96}Mo

Jako startowy zestaw zredukowanych elementów macierzowych posłużył zestaw użyty do symulacji opisanej w rozdziale 8.1.

Dopasowywano 38 zredukowanych elementów macierzowych (31 przejść E2 i 7 przejść M1) do zestawu 42 wyznaczonych eksperymentalnie intensywności, uzupełnionego o 6 znanych stosunków rozgałęzień i 3 współczynniki zmieszania.

Udało się wyznaczyć z zadowalającą dokładnością (błąd poniżej 50%) 20 elementów macierzowych przejść E2 (w tym dwa diagonalne) i 3 przejść M1. Otrzymane wartości są zebrane w tabelach 10.1, 10.2 i 10.3. Dodatkowo w tabelach 10.1 i 10.2 są umieszczone po dwie wartości elementów macierzowych wyznaczonych z mniejszą dokładnością (oznaczone kolorem szarym), które były używane w dalszej analizie opisanej w rozdziale 10.1.

Zastosowano konwencję względnych znaków elementów macierzowych analogiczną do przyjętej w przypadku jądra ^{98}Mo :

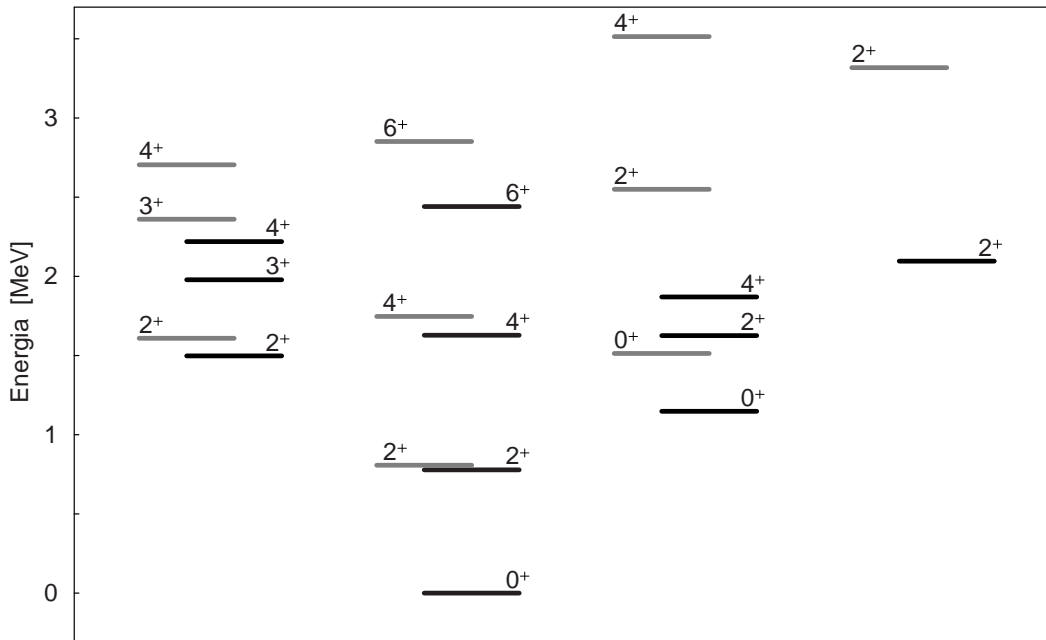
- wszystkie elementy przejściowe wewnątrz pasma stanu podstawowego (czyli $\langle 2_1^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle$, $\langle 4_1^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$ i $\langle 6_1^+ \| E2 \| 4_1^+ \rangle$) są dodatnie;
- elementy $\langle 2_2^+ \| E2 \| 0_2^+ \rangle$ i $\langle 2_3^+ \| E2 \| 0_2^+ \rangle$ są dodatnie.

Pozostałe znaki elementów macierzowych były wyznaczane względem powyższych. Wszystkie wybrane elementy macierzowe miały duże wartości bezwzględne i były wyznaczone z dobrą dokładnością.

Wyznaczone wartości elementów macierzowych są zestawione z rezultatami innych pomiarów. Ponieważ we wcześniejszych eksperymentach wyznaczano zredukowane praw-

dopodobieństwa przejść $B(E2)$, a nie elementy macierzowe, do celów zestawienia przeliczono wartości $B(E2)$ zaczerpnięte z kompilacji [Pek93] na elementy macierzowe, przyjmując zawsze dodatni znak.

Na rysunku 10.1 zestawione są schematy poziomów jądra ^{96}Mo wyznaczone eksperymentalnie [Pek93] i przewidywane przez model uogólnionego hamiltonianu Bohra [Zaj05]. Pokazano jedynie nisko leżące stany z pasm, które były obserwowane w opisywanych eksperymentach. Podobnie jak w przypadku jądra ^{98}Mo , model nie opisuje



Rysunek 10.1: Schemat nisko leżących poziomów jądra ^{96}Mo . Kolorem czarnym zaprezentowano wyniki doświadczalne [Pek93], szarym – przewidywania modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra [Zaj05]. Podobnie jak w przypadku jądra ^{98}Mo , model nie opisuje dobrze pasma opartego na stanie 0_2^+ . Wyliczona z modelu energia stanu 2_4^+ także nie zgadza się z wyznaczoną eksperymentalnie.

dobrze pasma opartego na stanie 0_2^+ . Wyliczona z modelu energia stanu 2_4^+ także nie zgadza się z wyznaczoną eksperymentalnie. W przypadku pasma stanu podstawowego i pasma opartego na stanie 2_2^+ energie poziomów przewidywane przez model są niższe niż w rzeczywistości. W szczególności model nie odtwarza bardzo małej różnicy energii (3 keV) pomiędzy stanami 2_3^+ i 4_1^+ . Z tak niewielką różnicą energii wiąże się przekrywanie się funkcji falowych tych stanów i, co za tym idzie, zwiększenie elementu macierzowego przejścia E2 pomiędzy nimi. Jak pokazano w tabeli 10.1, wyznaczony doświadczalnie element macierzowy $\langle 2_3^+ || E2 || 4_1^+ \rangle$ ma znacznie wyższą wartość niż przewiduje to model.

Tabela 10.1: Wyznaczone wartości elementów macierzowych przejść E2 w jądrze ^{96}Mo w zestawieniu z wartościami zmierzonymi w innych eksperymentach (cytowanymi za kompilacją [Pek93], przeliczonymi z B(E2) z założeniem dodatniego znaku) i przewidywaniami modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra (GBH, [Zaj05]).

I_i	I_f	$\langle I_f E2 I_i \rangle$ [eb]			
		Eksperyment		Inne pomiary	GBH
0_1^+	2_1^+	0.522	$^{+0.005}_{-0.005}$	0.533 (13)	0.531
0_1^+	2_2^+	0.1049	$^{+0.0015}_{-0.0015}$	0.125 (8)	0.062
0_1^+	2_3^+	-0.0352	$^{+0.0013}_{-0.0011}$	0.039 (5)	-0.015
0_1^+	2_4^+	0.037	$^{+0.004}_{-0.008}$		0.011
2_1^+	0_2^+	0.209	$^{+0.004}_{-0.006}$	0.367 (24)	-0.335
2_1^+	2_2^+	0.390	$^{+0.011}_{-0.009}$	0.475 (34)	0.697
2_1^+	2_3^+	-0.356	$^{+0.019}_{-0.020}$	0.47 (8)	0.055
2_1^+	2_4^+	0.240	$^{+0.009}_{-0.018}$		0.026
2_1^+	4_1^+	0.542	$^{+0.015}_{-0.009}$	0.97 (9)	1.007
2_1^+	4_2^+	0.153	$^{+0.003}_{-0.003}$	0.21 (7)	0.061
0_2^+	2_2^+	0.105	$^{+0.028}_{-0.023}$		0.057
0_2^+	2_3^+	0.07	$^{+0.05}_{-0.05}$		0.551
0_2^+	2_4^+	-0.100	$^{+0.012}_{-0.010}$		0.029
2_2^+	4_1^+	0.19	$^{+0.04}_{-0.04}$		-0.082
2_2^+	4_2^+	-0.522	$^{+0.017}_{-0.018}$		0.784
2_2^+	2_3^+	0.11	$^{+0.09}_{-0.08}$		-0.354
2_2^+	2_4^+	0.33	$^{+0.07}_{-0.11}$		-0.009
4_1^+	4_2^+	0.31	$^{+0.03}_{-0.05}$		0.715
2_3^+	4_1^+	-0.97	$^{+0.07}_{-0.02}$		0.036
4_1^+	6_1^+	0.592	$^{+0.013}_{-0.011}$		1.442

Niektóre z wyznaczonych w niniejszej pracy elementów macierzowych nie są zgodne z wartościami podawanymi w kompilacji [Pek93]. Zgodność występuje w przypadku wszystkich elementów macierzowych pomiędzy stanem 0_1^+ a poszczególnymi stanami 2^+ ; z kolei elementy macierzowe $\langle 2_2^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle$ i $\langle 2_3^+ \| E2 \| 0_1^+ \rangle$ przewidywane przez model są dwa razy mniejsze od zmierzonych w obu eksperymentach.

Wartość elementu macierzowego $\langle 0_2^+ \| E2 \| 2_1^+ \rangle$ wyznaczona w niniejszej pracy jest o ok. 40% niższa, niż zmierzona w poprzednich eksperymentach, a także przewidywana teoretycznie.

Znacząca rozbieżność pomiędzy elementami macierzowymi wyznaczonymi doświadczalnie i wyliczonymi z modelu jest widoczna zwłaszcza w przypadku elementów macierzowych pomiędzy stanem 2_3^+ a innymi stanami (0_2^+ , 2_1^+ , 4_1^+). Jeden z możliwych powodów tej rozbieżności został wskazany podczas omawiania schematu poziomów ^{96}Mo .

Tabela 10.2: Wyznaczone wartości diagonalnych elementów macierzowych przejść E2 w jądrze ^{96}Mo w zestawieniu z wartościami zmierzonymi w innych eksperymentach (przeliczonymi ze spektroskopowych momentów kwadrupolowych zmierzonych w pracy [Par79]) i przewidywaniami modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra (GBH, [Zaj05]).

I_i	$\langle I_f \ E2 \ I_i \rangle$ [eb]		
	Eksperyment	Inne pomiary	GBH
2_1^+	-0.44	$\begin{smallmatrix} +0.05 \\ -0.05 \end{smallmatrix}$	-0.216
2_2^+	-0.33	$\begin{smallmatrix} +0.03 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$	0.186
2_3^+	-0.40	$\begin{smallmatrix} +0.18 \\ -0.24 \end{smallmatrix}$	-0.207
2_4^+	-0.29	$\begin{smallmatrix} +0.13 \\ -0.54 \end{smallmatrix}$	-0.008

Kolejną niezgodność pomiędzy wartościami teoretycznymi a zmierzonymi w niniejszej pracy widać w przypadku kolejnych elementów macierzowych w paśmie stanu podstawowego. Zarówno prosty model rotacyjny, jak i obliczenia wykonane przy użyciu uogólnionego hamiltonianu Bohra, przewidują znaczny wzrost wartości przejściowych elementów macierzowych wewnątrz pasma wraz ze wzrostem spinu. Wyniki opisywanych eksperymentów wskazują na bardzo powolny wzrost wartości elementów macierzowych $\langle I \| E2 \| I - 2 \rangle$ w paśmie stanu podstawowego. Warto tu podkreślić, że energie stanów należących do pasma stanu podstawowego w jądrze ^{96}Mo także nie są zgodne z przewidywaniami modelu rotacyjnego – przykładowo obserwowane jest przejście $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ o energii 812 keV, o prawie 40 keV mniejszej, niż energia przejścia $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. Efekt zmniejszania się różnic energii pomiędzy kolejnymi poziomami wchodzącymi w skład pasma stanu podstawowego potwierdza praca [Cha00], podająca energię przejścia $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$

Tabela 10.3: Wyznaczone wartości elementów macierzowych przejść M1 w jądrze ^{96}Mo w porównaniu z wartościami podanymi w pracy [Bar71].

I_i	I_f	$\langle I_f M1 I_i \rangle [\mu_N]$		
		Eksperyment		Inne pomiary
2_1^+	2_2^+	0.531	$+0.023$ -0.020	0.67 (5)
2_1^+	2_3^+	0.240	$+0.023$ -0.023	0.32 (5)
2_1^+	2_4^+	0.069	$+0.008$ -0.005	

równą 538 keV. Trend ten nie jest odtwarzany przez wyniki obliczeń przy użyciu uogólnionego hamiltonianu Bohra.

10.1 Koegzystencja kształtu w jądrze ^{96}Mo

Przy użyciu kwadrupolowych reguł sum, opisanych w rozdziale 2.4, wyznaczono parametry deformacji $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ dla stanu podstawowego i pierwszego stanu wzbudzonego 0^+ jądra ^{96}Mo .

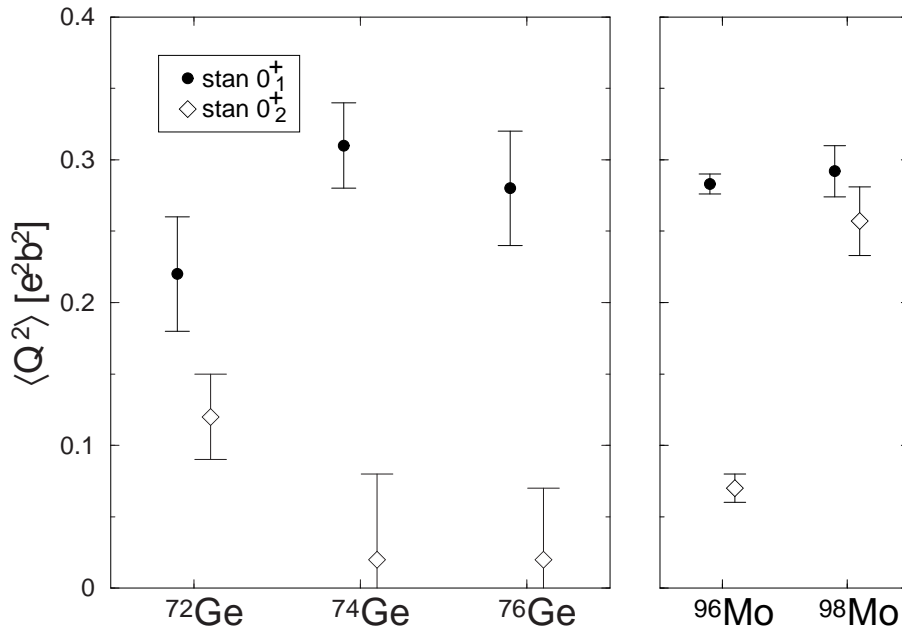
Na rysunku 10.2 pokazane jest zestawienie uzyskanych wartości $\langle Q^2 \rangle$ dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{96}Mo z analogicznymi wartościami uzyskanymi dla izotopów germanu [Kot90, Toh00, Toh01] i ^{98}Mo (rozdział 6.3.2).

Całkowita deformacja jądra ^{98}Mo jest porównywalna dla obu stanów 0^+ . Natomiast w przypadku jądra ^{96}Mo stan podstawowy jest zdeformowany, a pierwszy wzbudzony stan 0^+ ma kształt bliski sferycznemu, podobnie jak ma to miejsce w izotopach germanu.

Na rysunku 10.3 zestawione są wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle \cos(3\delta) \rangle$, wyliczone metodą kwadrupolowych reguł sum z elementów macierzowych wyznaczonych doświadczalnie, z wartościami wynikającymi z obliczeń teoretycznych. $\langle Q^2 \rangle$ wynikające z przewidywań modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra (na rysunku oznaczone GBH) zostały wyliczone przy użyciu wzorów (2.15) i (2.16) z wartości średnich parametrów β i γ dla danego stanu własnego w obliczeniach modelowych.

Widać, że wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanie 0_2^+ nie została odtworzona przez model; przewidywana wartość jest nawet istotnie wyższa niż dla stanu podstawowego, podczas gdy dane doświadczalne wskazują na kształt stanu 0_2^+ bliski sferycznemu.

Wartość $\langle \cos(3\delta) \rangle$ przewidziana przez model jest zgodna z wyznaczoną z eksperymentu. Zarówno dane doświadczalne, jak i obliczenia modelowe wskazują wyższą wartość tego niezmiennika w stanie 0_2^+ , czyli bardziej wydłużony kształt jądra. Ten parametr zo-



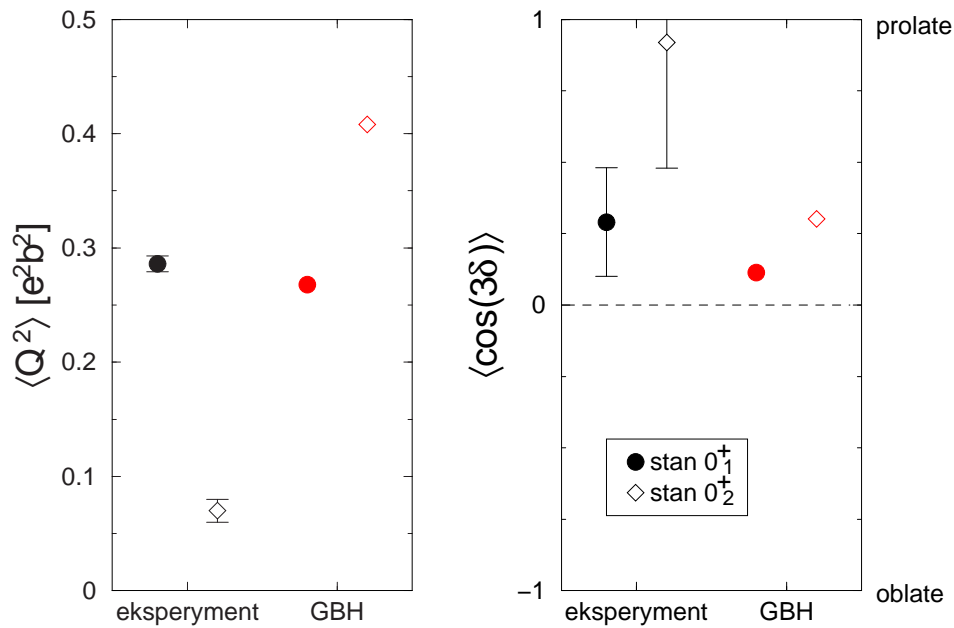
Rysunek 10.2: Parametr deformacji kwadrupolowej $\langle Q^2 \rangle$ stanów 0_1^+ i 0_2^+ jądra ^{96}Mo porównane z dostępnymi danymi dla izotopów germanu i ^{98}Mo .

stał jednak wyznaczony z bardzo dużym błędem i trudno na jego podstawie wyciągać dalsze wnioski.

W tabelach 10.4 i 10.5 pokazane jest, w jaki sposób wkłady od poszczególnych pętli wpływają na wartości niezmienników. Na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w obu przypadkach najbardziej wpływa sprzężenie ze stanem 2_1^+ . Znacząca różnica między wartościami elementów macierzowych $\langle 2_1^+ || E2 || 0_1^+ \rangle$ i $\langle 0_2^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ powoduje, że wartości $\langle Q^2 \rangle$ w obu stanach także silnie się różnią.

Warto w tym momencie rozważyć wpływ stanu 2_4^+ na uzyskane wartości, zwłaszcza że w eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{98}Mo nie obserwowano takiego stanu. Widać, że wkład do wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ jest istotny jedynie w przypadku stanu 0_2^+ , gdzie bezwzględna wartość niezmiennika jest niska, i wynosi tu ok. 15%. W przypadku stanu podstawowego wkład od stanu 2_4^+ wynosi poniżej jednego procenta.

W przypadku ^{98}Mo wartość $\langle Q^2 \rangle$ w obu stanach jest porównywalna z otrzymaną dla stanu podstawowego ^{96}Mo , w związku z czym pojawienie się dodatkowych, słabo wzbudzających się stanów 2^+ nie wpłynęłoby silnie na wynik. Obliczenia symulacyjne pokazały, że nie jest możliwe istnienie w jądrze ^{98}Mo stanu 2_4^+ o energii poniżej 2.5 MeV, który nie byłby obserwowany w przeprowadzonych eksperymentach, a wpływałby zauważalnie na otrzymane wartości niezmienników.



Rysunek 10.3: Wyznaczone eksperymentalnie wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ i $\langle \cos(3\delta) \rangle$ dla stanów 0_1^+ i 0_2^+ jądra ^{96}Mo porównane z wynikami obliczeń teoretycznych.

Na wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ w obu przypadkach najsilniej wpływa pierwsza pętla, zawierająca stosunkowo duży element diagonalny stanu 2_1^+ . Dla stanu 0_1^+ poszczególne pętle dają nieco większe (co do wartości bezwzględnej) wkłady, niż dla stanu 0_2^+ , co związane jest ze stosunkowo małymi wartościami wszystkich elementów macierzowych $\langle 2^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$. Uzyskane wartości $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ są zbliżone dla obu stanów, jednak z uwagi na niską wartość $\langle Q^2 \rangle$ w stanie 0_2^+ , wskazującą na kształt jądra bliski sferycznemu, trudno jest mówić o deformacji nieosiowej jądra w tym stanie. Potwierdza to duży błąd, z jakim wyznaczono ten niezmiennik, pokazany na rysunku 10.3.

Tabela 10.4: Wpływ poszczególnych pętli $E2 \times E2$ na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ wyliczaną dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{96}Mo . Zgodnie ze wzorami (2.17) i (2.20), iloczyny elementów macierzowych są przemnożone przez czynnik $\sqrt{5} \cdot \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{Bmatrix}$, który w tym wypadku jest równy 1.

Stan	Pętla $E2 \times E2$	Wkład do wartości $\langle Q^2 \rangle$ [$e^2 b^2$]
0_1^+	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.2727
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0110
	$\langle 0_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0012
	$\langle 0_1^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0014
		$\langle Q^2 \rangle = 0.286 \quad \pm 0.007$
0_2^+	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0437
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0110
	$\langle 0_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0048
	$\langle 0_2^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0100
		$\langle Q^2 \rangle = 0.069 \quad \begin{matrix} +0.008 \\ -0.010 \end{matrix}$

Tabela 10.5: Wpływ poszczególnych pętli $E2 \times E2 \times E2$ na wartość niezmiennika $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ wyliczaną dla pierwszego i drugiego stanu 0^+ jądra ^{96}Mo . Zgodnie ze wzorami (2.18) i (2.21), iloczyny elementów macierzowych są przemnożone przez czynnik $(-1) \cdot \sqrt{\frac{35}{2}} \cdot \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 0 & 2 & 2 \end{Bmatrix}$, równy w przybliżeniu -0.837.

Stan	Pętla $E2 \times E2 \times E2$	Wkład do wartości $\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle$ [$e^3 b^3$]
0_1^+	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0992
	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0358
	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0109
	$\langle 0_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0076
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0031
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0007
	$\langle 0_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0021
	$\langle 0_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0004
	$\langle 0_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_1^+ \rangle$	-0.0003
	$\langle 0_1^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_1^+ \rangle$	0.0003
		$\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle = 0.047 \quad \pm 0.031$
0_2^+	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0159
	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.0143
	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0086
	$\langle 0_2^+ E2 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0083
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0031
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.0013
	$\langle 0_2^+ E2 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0058
	$\langle 0_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0016
	$\langle 0_2^+ E2 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_2^+ \rangle$	-0.0014
	$\langle 0_2^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 2_4^+ \rangle \langle 2_4^+ E2 0_2^+ \rangle$	0.0024
		$\langle Q^3 \cos 3\delta \rangle = 0.029 \quad \begin{matrix} +0.010 \\ -0.015 \end{matrix}$

Podsumowanie

Na strukturę jąder atomowych z obszaru przejściowego wpływają zarówno efekty kolektywne, jak i powłokowe, w związku z czym ich opis teoretyczny napotyka na problemy.

W jądrach ^{96}Mo i ^{98}Mo , będących przedmiotem badań opisanych w niniejszej pracy, obserwowane są nisko leżące stany o spinie i parzystości 0^+ . Istniejące dane doświadczalne nie pozwalają na jednoznaczną interpretację tych stanów.

Przedstawione w niniejszej pracy badania pozwoliły na znaczące poszerzenie dostępnej wiedzy o strukturze jąder izotopów ^{96}Mo i ^{98}Mo . Dla każdego z tych izotopów wyznaczono bogaty zestaw zredukowanych elementów macierzowych przejść E2 i M1, zawierający także elementy diagonalne E2. Stosując następnie metodę kwadrupolowych reguł sum, wyznaczono parametry rozkładu ładunku dla stanów podstawowych oraz pierwszych stanów wzbudzonych 0^+ tych jąder. W przypadku jądra ^{96}Mo stan podstawowy jest zdeformowany, a pierwszy wzbudzony stan 0^+ ma kształt bliski sferycznemu. Całkowita deformacja jądra ^{98}Mo jest porównywalna dla obu stanów 0^+ . Natomiast parametr opisujący odstępstwo od kształtu osiowosymetrycznego przybiera różne wartości dla tych stanów – odpowiadającą kształtowi trójosiowemu w stanie podstawowym, a wydłużonemu w stanie 0_2^+ .

Wyniki te są pierwszymi w pełni udokumentowanymi rezultatami dotyczącymi koegzystencji kształtu w jądrach ^{96}Mo i ^{98}Mo . Zaprezentowana w pracy metoda badawcza i uzyskane systematyczne dane mogą posłużyć do analizy i interpretacji innych przypadków koegzystencji kształtu w obszarze przejściowym. W szczególności mogą one być użyteczne podczas intensywnie rozwijanych badań wykazujących podobne własności jąder niestabilnych, przyspieszanych w akceleratorach wiązek wtórnych.

Porównanie otrzymanych rezultatów z wynikami obliczeń modelu uogólnionego hamiltonianu Bohra wskazuje na pewne braki tego modelu w opisie stanu 0_2^+ i pasma na nim opartego. Jedną z możliwych przyczyn obserwowanej rozbieżności jest pominięcie w obliczeniach oddziaływania pairing pomiędzy protonami i neutronami. Własności ^{96}Mo i ^{98}Mo są określane przez strukturę powłokową z neutronami walencyjnymi zajmującymi podpowłokę $g_{9/2}$ i dwoma protonami na podpowłoce $g_{7/2}$. W takiej konfiguracji wydaje się, że łatwo mogą powstawać pary typu deuteronu. Zastosowanie modelu bozonowego [Zaj02, Zaj04] do opisu kolektywnych wzbudzeń stanów 0^+ i izobarów o $A=96$ i $A=98$

pozwoiliło na odtworzenie energii tych stanów. Zgodność uzyskanych rezultatów z danymi doświadczalnymi wskazuje, że pairing protonowo-neutronowy może modyfikowaó strukturę jądra.

Przedstawiony w pracy bogaty zbiór danych doświadczalnych dotyczacych izotopów molibdenu może stanowió inspiracjé dla dalszych badañ teoretycznych. Uzyskane wyniki wskazujá, że celowe jest tak¿e prowadzenie dalszych prac eksperymentalnych mogácych dostarczyó nowych informacji o strukturze jádér przejsciowych, zarówno stabilnych, jak i radioaktywnych.

Kontynuacjá badañ opisanych w niniejszej pracy byó cykl eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego ^{100}Mo , przeprowadzonych w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów przy u¿yciu układu CUDAC. U¿yto wiázek ^{20}Ne o energii 54 MeV i ^{40}Ar o energii 90 MeV. Zebrane dane sá w trakcie analizy [Wrz05]. Wstêpne wyniki wskazujá na celowość przeprowadzenia dodatkowego eksperymentu z cię¿ká wiázká. Eksperyment taki jest planowany w JAERI.

Dodatek A

Elektronika układu CUDAC

Elektronika układu CUDAC pozwala na selekcję zdarzeń związanych ze wzbudzeniami kulombowskimi, czyli jednoczesnych rejestracji promieniowania γ przez co najmniej jeden detektor germanowy i cząstki przez dokładnie jedną diodę PIN.

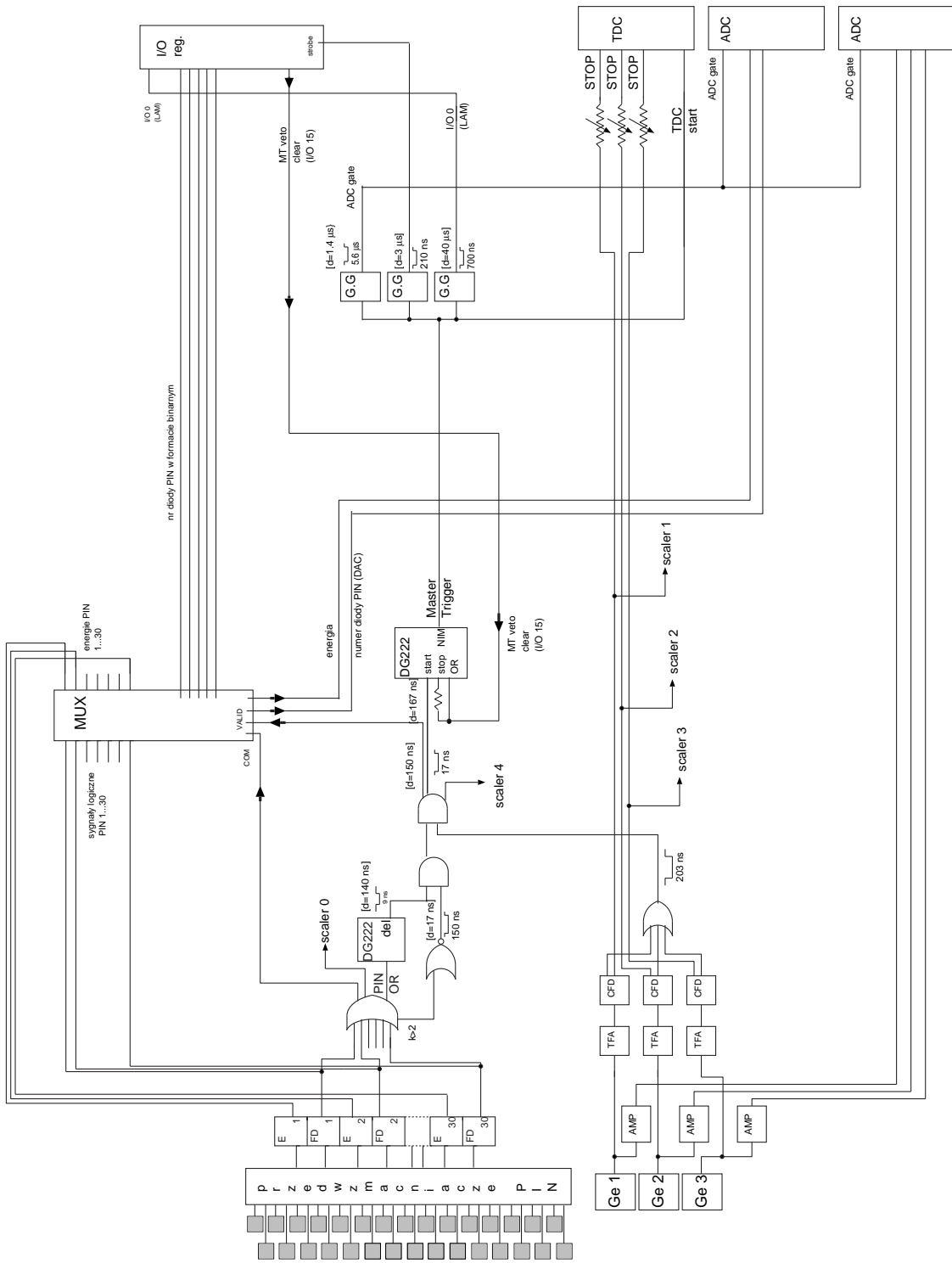
Wstępnie wzmocnione sygnały z detektorów cząstek są przekazywane do wzmacniaczy spektroskopowych oraz układów szybkich wzmacniaczy i dyskryminatorów. Z sumy logicznej sygnałów z dyskryminatorów jest formowana bramka odpowiadająca zarejestrowaniu cząstki. Odrzucane są zdarzenia, w których sygnał przyszedł z więcej niż jednego detektora cząstek. W ten sposób wytworzona bramka jest używana do badania koincydencji cząstka - γ , a także powoduje uruchomienie multiplexera.

Multiplexer pozwala na zastosowanie tylko jednego przetwornika ADC dla 32 detektorów cząstek. Na jego wejście podawane są sygnały ze wzmacniaczy spektroskopowych wszystkich diod PIN oraz szybkie sygnały z dyskryminatorów. Na wyjście przełączany jest sygnał energetyczny z diody PIN, z której wcześniej odebrany został sygnał szybki. Numer detektora jest kodowany przez stan pięciu linii bitowych oraz sygnał *DAC*, o wysokości proporcjonalnej do numeru aktywnego wejścia.

Sygnały z przedwzmacniaczy detektorów γ są także rozdzielane i podawane na wzmacniacze szybkie i dyskryminatory oraz wzmacniacze spektroskopowe. Sygnały energetyczne, uformowane we wzmacniaczach spektroskopowych, podawane były do przetworników ADC. Natomiast z sumy logicznej sygnałów z dyskryminatorów tworzona była bramka, podobnie jak w przypadku detektorów cząstek. Stwierdzenie koincydencji tej bramki (o długości 200 ns) z bramką o długości 10 ns związaną z detekcją cząstki powodowało wyzwolenie układu zbierania danych.

Podczas opisanych eksperymentów rejestrowano następujące parametry:

- energię kwantów γ rejestrowanych przez każdy detektor germanowy;
- energię cząstki;



Rysunek A.1: Schemat elektroniki układu CUDAC.

- numer diody PIN, która zarejestrowała cząstkę (kodowany na dwa sposoby – poprzez stan linii bitowych multiplexera i poprzez sygnał DAC);
- czas koincydencji cząstka - γ dla każdego detektora.

Ponadto przy użyciu pięciu przeliczników zliczano następujące zdarzenia:

- sygnały poszczególnych detektorów germanowych;
- sygnały z diod PIN;
- koincydencje cząstka- γ .

Na rysunku A.1 przedstawiono aktualny schemat elektroniki układu CUDAC. Dla większej czytelności pominięto konwertery standardów formowania impulsów i moduły typu *Fan-Out*. Podane są typowe długości bramek logicznych i ich opóźnienie mierzone względem sygnału PIN-OR. Bogaty opis elektroniki układu CUDAC jest zawarty w pracy [Iwa01].

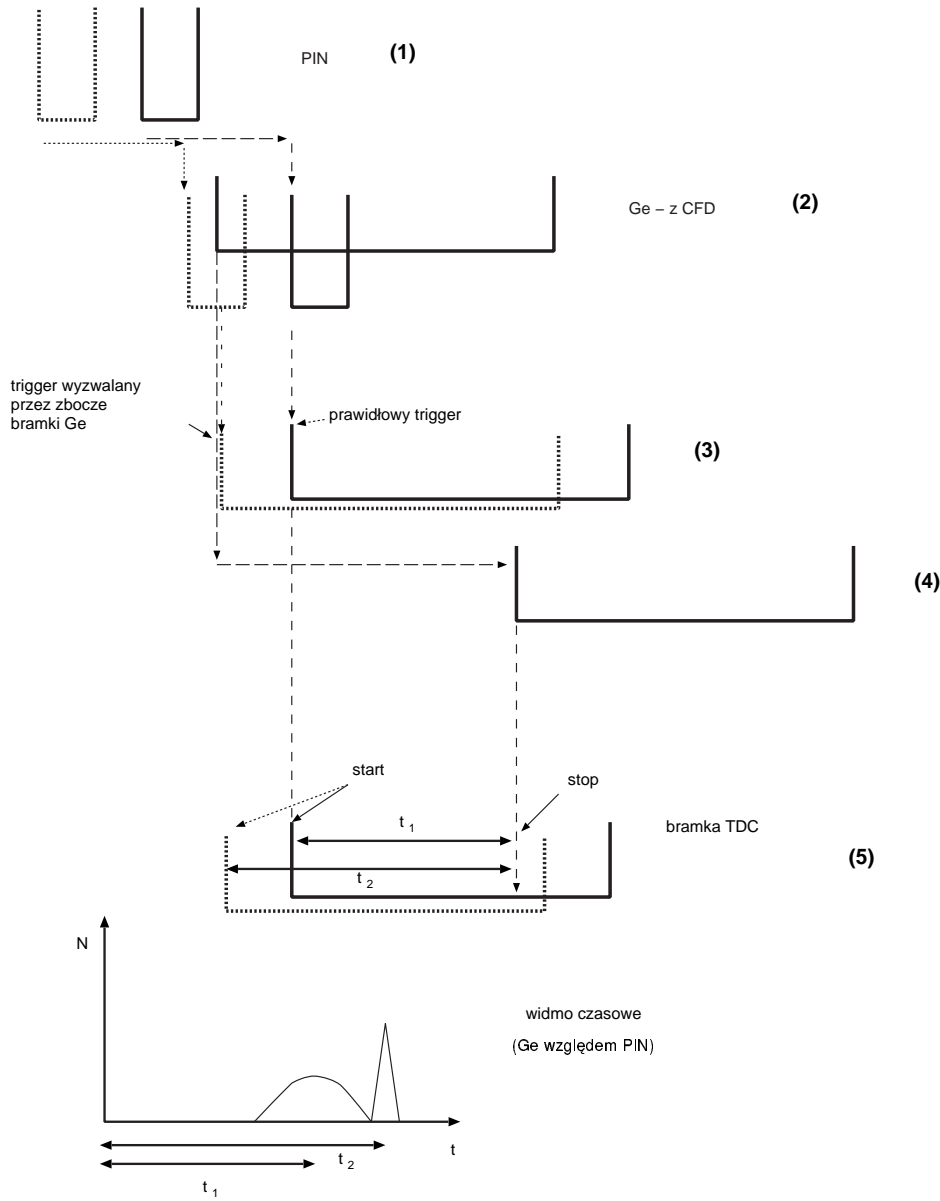
Podczas analizy eksperymentów opisanych w niniejszej pracy bardzo duże znaczenie miała analiza widm czasu koincydencji cząstka - γ . Jak opisano w rozdziale 8.1, istotną część czasu przyznanego na eksperyment z wiązką ^{40}Ar poświęcono na testy układu doświadczalnego „na wiązce”, dzięki którym udało się zwiększyć liczbę rejestrowanych przypadków prawdziwych koincydencji w stosunku do liczby koincydencji przypadkowych.

A.1 Widmo czasu koincydencji cząstka - γ

Jak opisano w rozdziale 4, analiza widma czasu koincydencji cząstka - γ pozwala na wybranie przypadków prawdziwych koincydencji, kiedy zarejestrowana cząstka spowodowała wzbudzenie z emisją zaobserwowanego kwantu γ , a odrzucenie koincydencji fałszywych. Rysunki A.2 i A.4 tłumaczą w jaki sposób powstają struktury obserwowane na widmie czasowym i jaki jest wpływ opóźnień na poszczególnych traktach na kształt tego widma.

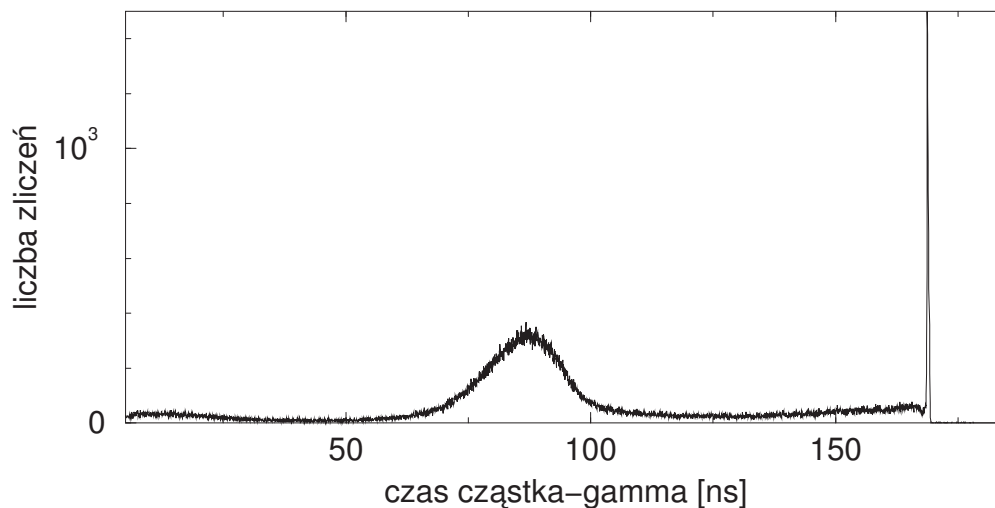
Na rysunku A.2 pokazane jest w jaki sposób powstaje prawidłowy *trigger* (linie ciągłe) oraz w jakich sytuacjach pojawia się sygnał nieprawidłowy (linie przerywane), którego wynikiem jest powstawanie piku samokoincydencji w widmie czasowym.

Sygnał czasowy z diody PIN (a ściślej: sygnał mówiący o rejestracji cząstki przez jedną i tylko jedną diodę PIN, na rysunku oznaczony numerem (1)) ma postać wąskiej bramki (o szerokości ok. 10 ns). Sygnały czasowe z traktów germanowych to bramki o długości 200 ns (2). Prawidłowy *trigger* powstaje, gdy w czasie trwania bramki „germanowej” pojawi się bramka „cząstkowa”. Pojawienie się triggera powoduje otwarcie



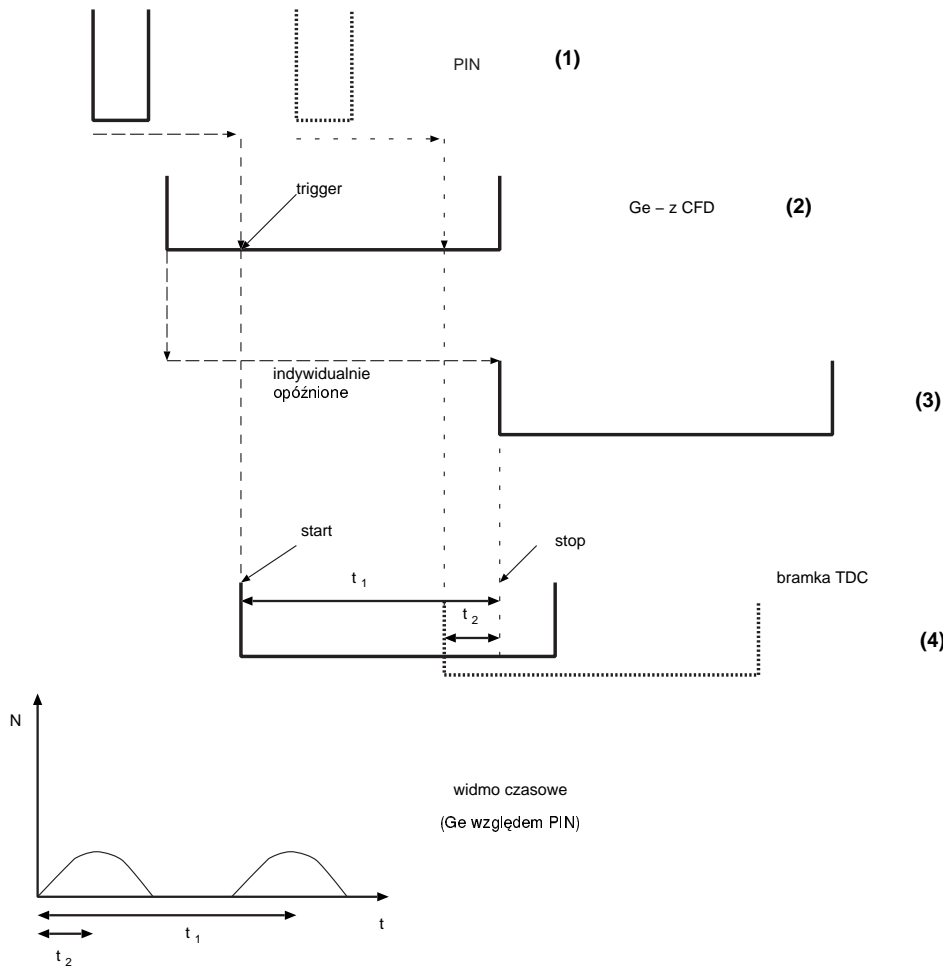
Rysunek A.2: Schemat powstawania piku samokoincydencji w widmie czasowym (czas detektora germanowego względem sygnału z diody PIN) Dokładniejszy opis poszczególnych sygnałów w tekście.

bramek przetworników analogowo-cyfrowych, w szczególności przetwornika czas-liczba (TDC, (5)). Zamknięcie bramki TDC jest powodowane przez odpowiednio opóźnioną bramkę germanową (4). W ten sposób możliwy jest pomiar czasu pomiędzy detekcją cząstki a kwantu γ . Ponieważ oczywiście różnice między czasami przyjscia cząstek a kwantów γ mogą się nieznacznie zmieniać w poszczególnych zdarzeniach, zamiast wąskiego pików obserwujemy rozmytą strukturę o szerokości połówkowej ok. 30 ns. Długość bramki TDC wynosi 200 ns, co pozwala na zaobserwowanie po obu stronach silnego pików prawdziwej koincydencji dwóch pobocznych maksimum, odległych od centralnego maksimum o 60-70 ns (odległość pomiędzy kolejnymi pulsami wiązki z cyklotronu). Takie widma są przedstawione np. na rysunkach 8.1, 8.2 i A.3. We wcześniejszych rozdziałach dla większej czytelności pokazywano tylko część widma, na rysunku A.3 widać dodatkowo pik samokoincydencji po prawej stronie.



Rysunek A.3: Przykładowe widmo czasu cząstka- γ z eksperymentu $^{40}\text{Ar} + ^{96}\text{Mo}$ (2003 r.) Postawiono warunek, że energia rozproszonej cząstki musi być wyższa od 8 MeV. Po prawej stronie widoczny pik samokoincydencji.

Boczne maksima zawierają znacznie mniejszą liczbę zliczeń, a interpretuje się je jako wynik koincydencji cząstki i kwantu γ pochodzących z dwóch różnych pulsów wiązki. Są to oczywiście koincydencje przypadkowe i takie zdarzenia są odrzucane w czasie wstępnej analizy widm, jednak możliwość obserwacji tych pobocznych pików jest bardzo potrzebna – pozwala to stwierdzić czy wybrany centralny pik zawiera rzeczywiście znacznie większą liczbę zliczeń, co jest dowodem na to, że jest to pik prawdziwej koincydencji. Niewłaściwe ustawienie opóźnień sygnałów (1) i (2) mogłoby doprowadzić do sytuacji, w której obserwowanoby jedynie piki fałszywych koincydencji, zawierające zbliżoną liczbę zliczeń.



Rysunek A.4: Wpływ opóźnienia sygnału z diody PIN na widmo czasowe (czas detektora germanowego względem sygnału z diody PIN). Dokładniejszy opis w tekście.

Na rysunku A.4 pokazane jest, w jaki sposób opóźnienie sygnału z diody PIN (oznaczonego numerem (1)) wpływa na kształt widma czasowego.

Jeżeli zajdzie sytuacja odwrotna od prawidłowej, tzn bramka „germanowa” pojawi się w czasie trwania bramki „cząstkowej” (linie przzerwane na rysunku A.2), to o sygnale triggera zadecyduje zbocze przodujące bramki „germanowej”, a nie „cząstkowej”. W takim przypadku zarówno „start” jak i „stop” bramki TDC są wyzwalane przez ten sam sygnał - bramkę „germanową”. W takim wypadku TDC nie podaje czasu pomiędzy dwoma różnymi sygnałami, związanymi z detekcją cząstki i kwantu γ , a jedynie mierzy opóźnienie sygnału (4) względem triggera. Na widmie pojawia się wąski pik, położony na prawo od normalnych pików koincydencyjnych. Na lewo od pików koincydencji nie

pojawiają się żadne zliczenia - jak widać z rysunku A.2 odległość pomiędzy „start” a „stop” bramki TDC jest maksymalna właśnie dla przypadku samokoincydencji. Odległość ta jest związana z opóźnieniem bramki „germanowej” (4) używanej jako „stop” dla TDC. Jeżeli opóźnienie to będzie zbyt krótkie, pik samokoincydencji pojawi się po lewej stronie widma czasowego i cały obszar na prawo od niego będzie nieużywany. Aby móc zaobserwować jak największy fragment „prawdziwego” widma czasowego, należy tak wydłużyć opóźnienia sygnału „stop” (dla każdego traktu germanowego indywidualnie), aby pik samokoincydencji na widmach pojawiał się możliwie blisko prawej strony.

Dodatek B

Względne intensywności przejść γ

W tabelach B.1-B.5 zestawiono względne intensywności przejść γ zarejestrowane w przeprowadzonych eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo i ^{96}Mo , które stanowiły podstawę do wyznaczenia elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w tych jądrach. We wszystkich przypadkach intensywności przejść są normowane do intensywności przejści $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$.

Numeracja detektorów cząstek i detektorów germanowych jest wyjaśniona w rozdziałach poświęconych odpowiednim eksperymentom.

Tabela B.1: Względne intensywności przejść γ zarejestrowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo . Dla eksperymentu z wiązką ^{136}Xe podano intensywności zmierzone za pomocą pierwszego detektora germanowego w koincydencji z drugim detektorem cząstek.

energia [keV]	I_i	I_f	Względna intensywność przejścia		
			^{20}Ne	^{84}Kr	^{136}Xe
644.9	2_2^+	2_1^+		0.41(5)	5.00 (40)
722.8	4_1^+	2_1^+	1.05(30)	2.13(8)	21.5 (16)
787.4	2_1^+	0_1^+	100(5)	100(5)	100(5)
833.4	6_1^+	4_1^+			1.85(17)
971.3	2_3^+	2_1^+			1.04 (12)
1023.9	2_3^+	0_2^+		0.335(24)	1.88 (17)
1432.3	2_2^+	0_1^+		3.91(10)	2.81 (22)

Tabela B.2: Względne intensywności przejść γ w koincydencji z pierwszym detektorem cząstek zarejestrowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo wiązką ^{136}Xe . W nawiasach podane są współrzędne (θ, φ) dla każdego detektora. Przejście $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ było obserwowane tylko w części detektorów – w pozostałych zasłaniała je rozmyta dopplerowsko linia pochodząca ze wzbudzonej wiązki ^{136}Xe .

energia [keV]	I_i	I_f	względna intensywność przejścia			
			Ge1 (58.3°,148.3°)	Ge2 (31.7°,58.3°)	Ge3 (90.0°,90.0°)	Ge4 (90.0°,26.6°)
644.9	2_2^+	2_1^+	3.6(7)	5.1 (8)	5.1 (7)	3.8 (6)
722.8	4_1^+	2_1^+	20.2 (18)	21.2 (18)	19.7 (17)	19.1 (16)
787.4	2_1^+	0_1^+	100(5)	100(5)	100(5)	100(5)
833.4	6_1^+	4_1^+	1.42 (43)	2.0 (5)	2.0 (5)	2.01 (36)
971.3	2_3^+	2_1^+	0.97 (31)	0.15 (31)	1.06 (29)	0.86 (30)
1023.9	2_3^+	0_2^+	1.44 (35)	1.62 (41)	2.45 (40)	1.46 (29)
1432.3	2_2^+	0_1^+				
			Ge5 (121.7°,148.3°)	Ge6 (148.3°,58.3°)	Ge7 (31.7°,238.3°)	Ge8 (58.3°,328.3°)
644.9	2_2^+	2_1^+	4.4 (7)	6.2 (8)	5.6 (7)	5.0 (8)
722.8	4_1^+	2_1^+	18.0 (16)	23.3 (20)	21.6 (18)	19.6 (18)
787.4	2_1^+	0_1^+	100(5)	100(5)	100(5)	100(5)
833.4	6_1^+	4_1^+	1.07 (36)	3.4 (5)	1.70 (35)	1.84 (41)
971.3	2_3^+	2_1^+	0.86 (35)	0.34 (28)	0.94 (25)	0.64 (38)
1023.9	2_3^+	0_2^+	1.71 (37)	2.57 (44)	2.1 (35)	1.56 (41)
1432.3	2_2^+	0_1^+			4.30 (45)	2.70 (40)
			Ge9 (90.0°,206.6°)	Ge10 (90.0°,270.0°)	Ge12 (121.7°,328.3°)	
644.9	2_2^+	2_1^+	4.7 (7)	5.7 (9)	5.2 (8)	
722.8	4_1^+	2_1^+	20.3 (17)	20.2 (19)	20.1 (18)	
787.4	2_1^+	0_1^+	100(5)	100(5)	100(5)	
833.4	6_1^+	4_1^+	1.86 (39)	1.9 (5)	1.57 (41)	
971.3	2_3^+	2_1^+	1.16 (35)	0.21 (34)	1.35 (37)	
1023.9	2_3^+	0_2^+	2.01 (40)	3.2 (5)	1.36 (41)	
1432.3	2_2^+	0_1^+	2.60 (35)	2.74 (44)	2.58 (40)	

Tabela B.3: Względne intensywności przejść γ w koincydencji z drugim detektorem cząstek zarejestrowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego ^{98}Mo wiązką ^{136}Xe . W nawiasach podane są współrzędne (θ, φ) dla każdego detektora. Przejście $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ było obserwowane tylko w części detektorów – w pozostałych zasłaniała je rozmyta dopplerowsko linia pochodząca ze wzbudzonej wiązki ^{136}Xe .

energia [keV]	I_i	I_f	względna intensywność przejścia			
			Ge1 (58.3°,148.3°)	Ge2 (31.7°,58.3°)	Ge3 (90.0°,90.0°)	Ge4 (90.0°,26.6°)
644.9	2_2^+	2_1^+	5.00 (40)	6.2 (5)	5.56 (44)	4.83 (40)
722.8	4_1^+	2_1^+	21.5 (16)	23.4 (17)	22.1 (16)	21.5 (16)
787.4	2_1^+	0_1^+	100(5)	100(5)	100(5)	100(5)
833.4	6_1^+	4_1^+	1.85 (17)	2.67 (22)	2.65 (23)	2.51 (21)
971.3	2_3^+	2_1^+	1.04 (12)	0.92 (11)	0.51 (11)	1.35 (15)
1023.9	2_3^+	0_2^+	1.88 (17)	2.15 (19)	2.21 (20)	2.01 (18)
1432.3	2_2^+	0_1^+	2.81 (22)	3.91 (30)	3.05 (24)	3.00 (24)
			Ge5 (121.7°,148.3°)	Ge6 (148.3°,58.3°)	Ge7 (31.7°,238.3°)	Ge8 (58.3°,328.3°)
644.9	2_2^+	2_1^+	6.4 (5)	6.3 (5)	6.1 (5)	5.7 (5)
722.8	4_1^+	2_1^+	22.6 (17)	24.1 (18)	24.9 (18)	24.0 (18)
787.4	2_1^+	0_1^+	100(5)	100(5)	100(5)	100(5)
833.4	6_1^+	4_1^+	2.33 (21)	2.38 (23)	2.97 (26)	2.96 (29)
971.3	2_3^+	2_1^+	1.23 (15)	0.56 (14)	1.24 (16)	1.46 (18)
1023.9	2_3^+	0_2^+	1.86 (19)	2.20 (23)	1.93 (19)	1.93 (20)
1432.3	2_2^+	0_1^+	2.88 (24)	3.56 (29)		
			Ge9 (90.0°,206.6°)	Ge10 (90.0°,270.0°)	Ge12 (121.7°,328.3°)	
644.9	2_2^+	2_1^+	4.50 (38)	5.4 (5)	5.09 (42)	
722.8	4_1^+	2_1^+	21.4 (16)	22.4 (17)	22.1 (16)	
787.4	2_1^+	0_1^+	100(5)	100(5)	100(5)	
833.4	6_1^+	4_1^+	2.60 (24)	2.80 (28)	2.29 (21)	
971.3	2_3^+	2_1^+	1.26 (14)	0.72 (14)	1.07 (14)	
1023.9	2_3^+	0_2^+	2.07 (19)	2.27 (24)	1.79 (18)	
1432.3	2_2^+	0_1^+				

Tabela B.4: Względne intensywności przejść γ zarejestrowane w eksperymentach wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo wiązkami ^{20}Ne i ^{40}Ar .

energia [keV]	I_i	I_f	względna intensywność przejścia		
			^{20}Ne		^{40}Ar
			Ge1	Ge2+Ge3	
369.7	0_2^+	2_1^+	0.0369 (36)	0.055 (9)	1.42 (23)
719.6	2_2^+	2_1^+	0.42 (9)	0.39 (6)	0.71 (25)
778.2	2_1^+	0_1^+	100(7)	100(7)	100(7)
847.7	2_3^+	2_1^+	0.37 (7)	0.38 (14)	2.56 (44)
849.9	4_1^+	2_1^+	1.11 (12)	1.05 (19)	
1497.8	2_2^+	0_1^+			0.86 (25)

Tabela B.5: Względne intensywności przejść gamma zarejestrowane w koincydencji z poszczególnymi detektorami cząstek w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego ^{96}Mo na tarczy ^{nat}Pb . Podany jest także zakres kątów rozproszenia pokrywany przez każdy detektor cząstek. Intensywności były w każdym przypadku mierzone przez inny podzbiór detektorów germanowych, zdefiniowany w tabeli 9.1.

energia [keV]	I_i	I_f	względna intensywność przejścia		
			detektor 1 ($26.7^\circ - 73.8^\circ$)	detektor 2 ($26.7^\circ - 73.8^\circ$)	detektor 5 ($55.4^\circ - 124.6^\circ$)
369.7	0_2^+	2_1^+	0.333 (30)	0.213 (19)	0.96 (9)
719.6	2_2^+	2_1^+	1.13 (10)	0.91 (8)	2.12 (21)
778.2	2_1^+	0_1^+	100(7)	100(7)	100(7)
812.6	6_1^+	4_1^+	0.124 (44)	0.057 (5)	0.39 (21)
847.7	2_3^+	2_1^+	5.2 (5)	4.1 (5)	9.7 (9)
849.9	4_1^+	2_1^+			
1091.4	4_2^+	2_1^+	0.055 (8)	0.029 (6)	0.071 (44)
1317.3	2_4^+	2_1^+	0.102 (12)	0.083 (12)	0.31 (8)
1497.8	2_2^+	0_1^+	1.18 (11)	0.84 (8)	1.84 (21)
1625.9	2_3^+	0_1^+	0.086 (11)	0.051 (11)	0.34 (10)

Bibliografia

- [Ald56] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, *Rev. Mod. Phys.* **28**, (1956) 432.
- [Ald75] K. Alder, A. Winther, *Electromagnetic Excitation. Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions*, North-Holland, Amsterdam, 1975.
- [Bar71] J. Barrette, M. Barrette, A. Boutard, R. Haroutunian, G. Lamoureux, G. Renaud, S. Monaro, *Nucl. Phys.* **A172** (1971) 41.
- [Bar72] J. Barrette, M. Barrette, A. Boutard, R. Haroutunian, G. Lamoureux, S. Monaro, *Phys. Rev.* **C6** (1972) 1339.
- [Boe68] J. de Boer, J. Eichler, w: *Advances in Nuclear Physics*, Plenum, New York, 1968.
- [Boh53] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **27** (1953) 16.
- [Boh75] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Benjamin, Massachusetts, 1975.
- [Bon85] P. Bonche, H. Flocard, P.H. Heenen, S.J. Krieger, M.S. Weiss *Nucl. Phys.* **A185** (1985) 39.
- [Bos77] F. Bosch, H. Spehl, *Z. Phys.* **A280** (1977) 329.
- [Bre77] R. Brenn, H. Spehl, A. Weckherlin, H. Doubt, G. Van Middelkoop, *Z. Phys.* **A281** (1977) 219.
- [Bur72] D. Burch, P. Russo, H. Swanson, E.G. Adelberger *Phys. Lett.* **40B** (1972) 357.
- [Cha00] J.M. Chatterjee, M. Saha-Sakar, S. Bhattacharya, P. Banerjee, S. Sakar, R.P. Singh, S. Murulithar, R.K. Bhowmik, *Nucl. Phys.* **A678** (2000) 367.
- [Cho93] W.-T. Chou, D.S. Brenner, R.F. Casten, R.L. Gill, *Phys. Rev.* **C47** (1993) 157.

- [Cli69] D. Cline, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **14** (1969) 726.
- [Cli86] D. Cline, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 683.
- [Cli99] D. Cline, *Acta Phys. Pol.* **B30** (1999) 1291.
- [Czo83] T. Czosnyka, D. Cline, C.Y. Wu *Bull. Amer. Phys. Soc.* **28** (1983) 745.
- [Czo86a] T. Czosnyka, D. Cline, L. Hasselgren, C.Y. Wu, R.M. Diamond, H. Kluge, C. Roulet, E.K. Hulet, R.W. Loughheed, C. Baktash, *Nucl. Phys.* **A458** (1986) 123.
- [Czo86b] T. Czosnyka, D. Cline, C.Y. Wu, *GOSIA User's Manual* .
- [Dob88] J. Dobaczewski, S.G. Rohoziński, J. Srebrny, *Nucl. Phys.* **A462** (1987) 72.
- [Fra65] H. Frauenfelder, R. Steffen; w: K. Siegbahn *Alpha-, Beta and Gamma Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam, 1965.
- [Fur99] K. Furuno, M. Oshima, T. Komatsubara, K. Furutaka, T. Hayakawa, M. Kidera, Y. Hatsukawa, M. Matsuda, S. Miratai, T. Shizuma, T. Saitoh, N. Hashimoto, H. Kusakari, M. Sugawara, T. Morikawa, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A421** (1999) 211.
- [Goe05] A. Görgen, E. Clément, E. Bouchez, A. Chatillon, W. Korten, Y. Le Coz, Ch. Theisen, C. Andreiou, F. Becker, B. Blank, A. Bürger, P. Butler, J.M. Casandjian, W. Catford, T. Czosnyka, P. Davies, S.P. Fox, G. de France, G. Georgiev, J. Gerl, H. Hübel, R. Herzberg, J. Iwanicki, D. Jenkins, F. Johnston-Theasby, P. Joshi, I. Matea, P. Napiorkowski, F. de Oliveira Santos, G. Sletten, C. Timis, R. Wadsworth, M. Zielińska, *Acta Phys. Pol.* **B36** (2005)
- [Gne71] G. Gneuss, W. Greiner, *Nucl. Phys.* **A171** (1971) 449.
- [Hec71] D. Heck, U. Fanger, W. Michaelis, H. Ottmar, H. Schmidt, *Nucl. Phys.* **A165** (1971) 327 i referencje tam zawarte.
- [Huu53] T. Huus, C. Zupancic, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28** (1953) 1.
- [Iac80] F. Iachello, *Nuclear Structure*, ed. K. Abrahams, K. Allaart and A.E. Dieperink, Plenum Press, New York, 1980.
- [Iwa97] J. Iwanicki, J. Choiński, T. Czosnyka, J. Kownacki, M. Kisieliński, P. Napiorkowski, L. Zemło, J. Srebrny, J. deBoer, M. Loewe, M. Würkner, *Acta Phys. Pol.* **B28** (1997) 153.

- [Iwa01] J. Iwanicki, praca doktorska, Uniwersytet Warszawski, 2001.
- [Iwa03] J. Iwanicki, M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, P. Napiorkowski, M. Loewe, M. Würkner, J. Srebrny, *J. Phys.* **G29** (2003) 743.
- [Kav89] A. Kavka, praca doktorska, Uniwersytet w Uppsali, 1989. Przedruk w [Czo86b].
- [Ker91] W.J. Kernan, C.Y. Wu, X.T. Liu, X.L. Han, D. Cline, T. Czosnyka, M.W. Guidry, M.L. Halbert, S. Juutinen, A. Kavka, R.W. Kincaid, J.O. Rasmussen, S.P. Sorensen, M.A. Stoyer, E.G. Vogt, *Nucl. Phys.* **A524** (1991) 344.
- [Kor04] W. Korten, E. Bouchez, E. Clément, A. Chatillon, A. Görden, Y. Le Coz, Ch. J. Wilson, J.M. Casandjian, G. de France, G. Sletten, T. Czosnyka, J. Iwanicki, M. Zielińska, C. Andreiou, P. Butler, R. Herzberg, D. Jenkins, G. Jones, F. Becker, J. Gerl, W. Catford, C. Timis, *Nucl. Phys.* **A746** (2004) 90c.
- [Kor01] W. Korten, *Acta Phys. Pol.* **B32** (2001) 729.
- [Kot90] B. Kotliński, T. Czosnyka, D. Cline, J. Srebrny, C. Y. Wu, A. Bäcklin, L. Hassegren, L. Westerberg, C. Baktash, S. G. Steadman, *Nucl. Phys.* **A519** (1990) 646.
- [Kra72] K. Krane, *Nucl. Instr. Meth.* **98** (1972) 205.
- [Kum74] K. Kumar, in: *The electromagnetic Interaction in Nuclear Physics*, North-Holland, 1974.
- [Lia91] M. Liang, H. Ohm, B. De Sutter, K. Sistemich, B. Fazekas, G. Molnar, *Z. Phys. A340*, (1991) 223
- [Mot52] B.R. Mottelson, Proc. Int. Phys. Conf., Copenhagen, 1952.
- [Pek93] L.K. Peker, *Nucl. Data Sheets* **68**, (1993) 165.
- [Par76] P. Paradis, G. Lamoureux, R. Lecomte, S. Monaro, *Phys. Rev.* **C 14** (1976) 835.
- [Par79] P. Paradis, R. Lecomte, S. Landsberger, S. Monaro *Phys. Rev.* **C 20** (1979) 1201.
- [Pro99] L. Próchniak, K. Zając, K. Pomorski, S.G. Rohoziński, J. Srebrny, *Nucl. Phys.* **A648** (1999) 181.

- [Rad95] D.C. Radford, *Nucl. Instrum. Methods* **A361** (1995) 297.
<http://radware.phy.ornl.gov/>
- [Roh04] S.G. Rohoziński, informacja własna.
- [Sam82] M. Sambataro, G. Molnar, *Nucl. Phys.* **A376** (1982) 201.
- [Sat72] G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A195** (1972) 1.
- [Sha73] H.L. Sharma, R. Seltz, N.M. Hintz, *Phys. Rev.* **C7** (1973) 2567.
- [She72] R.K. Sheline, I. Ragnarsson, S.G Nilsson, *Phys. Lett.* **41B** (1972) 115.
- [Sie72] S.H. Sie, J.S. Geiger, R.L. Graham, D. Ward, H.R. Andrews, AECL-4147 (1972) 14
- [Sin92] P. Singh, R.G. Pillay, J.A. Sheikh, H.G. Devare, *Phys. Rev.* **C 45** (1992) 2161.
- [Sin98] B. Singh, *Nucl. Data Sheets* **84**, (1998) 565.
- [Sug03] M. Sugawara, Y. Toh, T. Czosnyka, M. Oshima, T. Hayakawa, H. Kusakari, Y. Hatsukawa, J. Katakura, N. Shinohara, M. Matsuda, T. Morikawa, A. Seki, F. Sakata, *Eur. Phys. J.* **A16** (2003) 409.
- [Swi04] Ł. Świdorski, informacja własna.
- [Ter52] K.A. Ter-Martirosyan, *Zh. Eksp. i Teor. Fiz.* **22** (1952) 284.
- [Toh00] Y. Toh, T. Czosnyka, M. Oshima, T. Hayakawa, H. Kusakari, M. Sugawara, Y. Hatsukawa, J. Katakura, N. Shinohara, M. Matsuda, *Eur. Phys. J.* **A9** (2000) 353.
- [Toh01] Y. Toh, T. Czosnyka, M. Oshima, T. Hayakawa, H. Kusakari, A. Osa, M. Sugawara, M. Koizumi, Y. Hatsukawa, J. Katakura, N. Shinohara, M. Matsuda, *J. Phys.* **G27** (2001) 1475.
- [Toh02] Y. Toh, M. Oshima, T. Hayakawa, Y. Hatsukawa, J. Katakura, M. Matsuda, H. Iimura, H. Kusakari, D. Nishimiya, M. Sugawara, Y.H. Zhang, *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002) 47.
- [Wal73] T. Walcher, Proc. of the International Conference on Nuclear Physics, Munich 1973, North-Holland 1973, 510.
- [Wrz05] K. Wrzosek, praca magisterska, Warszawa 2005.

- [Woo99] J.L. Wood, E.F. Zganjar, C. De Coster, K. Heyde, *Nucl. Phys.* **A651** (1999) 323.
- [Wu89] C.Y. Wu, D. Cline, E.G. Vogt, W.J. Kernan, T. Czosnyka, A. Kavka, R.M. Diamond, *Phys. Rev* **C40** (1989) 3.
- [Wu96] C.Y. Wu, D. Cline, T. Czosnyka, A. Backlin, C. Baktash, R.M. Diamond, G.D. Dracoulis, L. Hasselgren, H. Kluge, B. Kotlinski, J.R. Leigh, J.O. Newton, W.R. Phillips, S.H. Sie, J. Srebrny, F.S. Stephens, *Nucl. Phys.* **A607**, (1996) 178.
- [Zaj99] K. Zając, L. Próchniak, K. Pomorski, S.G. Rohoziński, J. Srebrny, *Nucl. Phys.* **A653** (1999) 71.
- [Zaj02] K. Zając, *Acta Phys. Pol.* **B34** (2002) 2241.
- [Zaj04] K. Zając, *Int. J. Mod. Phys. E* **13** (2004) 103.
- [Zaj05] K. Zając, informacja własna.
- [Zie02] M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, J. Iwanicki, P. Napiorkowski, J. Srebrny, Y. Toh, M. Oshima, A. Osa, Y. Utsuno, Y. Hatsukawa, J. Katakura, M. Koizumi, M. Matsuda, T. Shizuma, M. Sugawara, T. Morikawa, H. Kusakari, A.D. Efimov, V.M. Mikhailov, *Nucl. Phys.* **A712** (2002)3.