

INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

www.ifj.edu.pl/publ/reports/2013/

Kraków, marzec 2013

Raport Nr 2062/PL

Badanie dynamiki rozpadu jądra złożonego
dla ekstremalnych wartości krętu i temperatury

mgr inż. Michał Ciemała

Rozprawa doktorska wykonana pod kierunkiem
prof. dr hab. Adama Maja

Spis treści

Wstęp	5
1 Podstawowe pojęcia	7
1.1 Reakcje jądrowe	7
1.2 Gigantyczny rezonans dipolowy	9
1.3 Model LSD	12
1.4 Przejście Jacobiego	14
1.5 Model PDM	16
1.6 Model statystyczny rozpadu jądra złożonego	16
2 Układ eksperymentalny	19
2.1 Układ detektorów HECTOR	19
2.1.1 Kalibracja detektorów HECTOR	21
2.1.2 Detektory HELENA	23
2.2 Detektory GARFIELD	23
2.3 Detektory typu “phoswich”	27
3 Eksperyment i analiza wyników	31
3.1 Opis przeprowadzonego eksperymentu	31
3.2 Widma promieniowania gamma	33
3.3 Odjęcie wpływu rozszczepienia	37
3.4 Widma cząstek naładowanych	44
3.5 Analiza przypadku dla energii wiązki 450 MeV	48
3.6 Selekcja przypadków bramkowaniem krotnością w detektorach CsI	50
4 Porównanie wyników z obliczeniami	55
4.1 Programy MC CASCADE i GEMINI++	55
4.1.1 Konfiguracja programu GEMINI++	57
4.2 Analiza widm cząstek naładowanych	59
4.3 Analiza widm wysokoenergetycznego promieniowania gamma	59
4.3.1 Temperatury i rozkłady krętu	70
5 Dyskusja rezultatów	79
5.1 Cząstki naładowane a kwestia emisji przedrównowagowej	79
5.2 Funkcja nasilenia GDR	82

5.3	Zależność szerokości GDR od temperatury	85
5.4	Przesłanki na istnienie przejścia Jacobiego w $^{88}\text{Mo}^*$	86
5.5	Dynamika ewolucji kształtów jądra w procesie wyparowania	89
Dodatek 1		95
Dodatek 2		101
Spis rysunków		115
Spis tabel		118
Bibliografia		119

Wstęp

Jądra gorące (posiadające wysoką energię wzbudzenia) i szybko rotujące (posiadające wysoki kręt) tworzone są głównie w reakcjach fuzji ciężkich jonów: pocisku i tarczy. Energia wzbudzenia tak utworzonego jądra złożonego jest dobrze określona (zależy od energii kinetycznej wiązki w środku masy i od energii wiązania), natomiast kręt zmienia się w zależności od parametru zderzenia od 0 do pewnej maksymalnej wartości zależnej od energii oraz liczby masowej pocisku oraz liczby masowej tarczy. Dla różnych wartości krętu (i temperatury) jądro może przyjmować różne kształty. Deekscytacja jądra złożonego zachodzi głównie poprzez emisję neutronów oraz lekkich cząstek naładowanych (które mogą unosić kręt z jądra). Z emisją lekkich cząstek może współzawodniczyć emisja wysokoenergetycznych kwantów γ pochodzących z rozpadu GDR - gigantycznego rezonansu dipolowego.

W przypadku jąder o deformacji osiowej funkcja nasilenia GDR (*Giant Dipole Resonance*) opisywana jest złożeniem funkcji Lorentza o różnych centroidach. Rozszczepienie funkcji nasilenia na składowe wynika z faktu, że częstość drgań (a zatem energia) GDR jest odwrotnie proporcjonalna do promienia jądra czyli, w przypadku jąder przyjmujących kształty elipsoid trójosiowych, oscylacje wzdłuż półosi o różnych długościach posiadają różne energie. Dla pewnych jąder dla ekstremalnie wysokich krętów przewidyuje się nagłą zmianę kształtu jądra ze spłaszczonej elipsoidy, poprzez kształty trójosiowe, do bardzo wydłużonej elipsoidy. Efekt ten nazywany jest w literaturze przejściem Jacobiego.

O ile dla temperatury jądra $T < 1$ MeV mamy do czynienia praktycznie z jednym, dobrze określonym kształtem jądra, to przy wyższych temperaturach coraz bardziej istotną rolę zaczynają odgrywać termiczne fluktuacje kształtu. Mamy wtedy do czynienia nie z jednym kształtem jądra, ale z całym zespołem kształtów i deformacja jądra ma znaczenie deformacji uśrednionej. Tak samo funkcja nasilenia GDR jest uśrednioną (efektywną) funkcją nasilenia po wszystkich możliwych parametrach deformacji. Ze wzrostem temperatury spodziewany jest wzrost efektywnej szerokości GDR, jako wynik zarówno termicznych fluktuacji kształtu, jak i również konsekwencji, przewidywanego przez niektóre modele teoretyczne, wzrostu tzw. wewnętrznej szerokości GDR. Zagadnienie zależności szerokości GDR od temperatury badane było zarówno teoretycznie jak i eksperymentalnie od wielu lat [1, 2]. Wyniki badań były niespójne, a nawet wzajemnie sprzeczne - jedne sugerowały wysycenie się wzrostu szerokości już przy niskich temperaturach (2.5 MeV), inne - monotoniczny wzrost szerokości. Metodyka badań eksperymentalnych, stosowanych do weryfikacji tych teoretycznych przewidywań, była jednak dość prosta. Dopiero niedawno zaczęto wykonywać bardziej wyrafinowane eks-

perymenty, w których wiele istotnych parametrów (jak np. faktyczna, a nie zakładana, temperatura rozpadającego się jądra) było pod kontrolą.

Dwa opisane wyżej zagadnienia, to znaczy ewolucja deformacji wraz ze zmianą krętu – przejście Jacobiego, oraz badanie zmiany szerokości funkcji nasilenia wraz z rosnącą temperaturą jądra stanowią cele dla których przeprowadzono eksperyment w Laboratori Nazionali di Legnaro we Włoszech, którego opis jak i analizę oraz próbę interpretacji uzyskanych wyników zawarto w niniejszej pracy doktorskiej.

W Rozdziale 1 zaprezentowano podstawowe pojęcia dotyczące reakcji jądrowych, a także modelu rozpadu jądra złożonego ze szczególnym uwzględnieniem rozpadu GDR poprzez emisję kwantów γ . Rozdział 2 zawiera informacje dotyczące aparatury pomiarowej użytej podczas analizowanego eksperymentu w LNL Legnaro. Przedstawiono krótką charakterystykę wszystkich używanych detektorów, a także sposób ich kalibracji. W kolejnym rozdziale zawarto opis przeprowadzonego eksperymentu, a także uzyskane wyniki: widma energii promieniowania γ oraz lekkich cząstek naładowanych. Zamieszczono także sposoby selekcji oraz usunięcia z widma γ przypadków odpowiadających emisji γ , gdy jądro złożone ulegało rozszczepieniu. W Rozdziale 4 opisano wprowadzone przez autora niniejszej rozprawy modyfikacje w programie GEMINI++, które pozwoliły na jego użycie w opisie statystycznego rozpadu jądra złożonego z uwzględnieniem emisji γ . Przedstawiono porównania widm energii cząstek α oraz protonów uzyskanych w eksperymencie, jak i obliczonych w GEMINI++. Porównanie widm promieniowania γ pozwoliło uzyskać parametry funkcji nasilenia GDR. Dzięki obliczeniom GEMINI++ wyznaczono, dla badanych reakcji, rozkłady temperatury oraz krętu odpowiadające przypadkom rozpadu jądra złożonego poprzez emisję GDR. Natomiast w Rozdziale 5 zamieszczono porównanie zmierzonych szerokości GDR z obliczeniami modelu PDM *Phonon Damping Model* oraz obliczeń modelu LSD *Lublin Strasbourg Drop* uwzględniającego TFM *Thermal Fluctuation Model*. Rozdział ten zawiera także przesłanki wskazujące na istnienie przejścia Jacobiego, jak również dyskusję dynamiki ewolucji kształtów rozpadającego się jądra.

W apendyksie zamieszczono informacje o generatorze przypadków dla programu GEANT4, który napisany w celu usprawnienia procesu porównywania danych eksperymentalnych z obliczeniami, znalazł także zastosowanie przy symulacjach planowanych eksperymentów z użyciem budowanego układu detektorów PARIS [3]¹. Drugi dodatek zawiera listę publikacji, które powstały w trakcie studiów doktoranckich autora niniejszej rozprawy doktorskiej.

¹<http://paris.ifj.edu.pl>

Podstawowe pojęcia

W poniższym rozdziale opisano podstawowe pojęcia dotyczące tworzenia się jądra złożonego (*Compound Nucleus* – CN) i jego rozpadu (model statystyczny). Zamieszczono także podstawowe informacje o gigantycznych rezonansach dipolowych (*Giant Dipole Resonance* – GDR) będących jednym z kanałów rozpadu CN, a których badanie stanowi znaczącą część niniejszej pracy.

1.1 Reakcje jądrowe

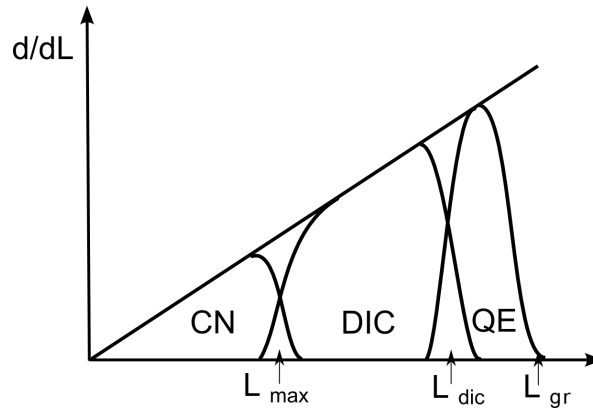
Prace nad teoriami opisującymi reakcje jądrowe prowadzone są od lat trzydziestych XX wieku. Jednak nadal brak jest kompleksowej teorii umożliwiającej obliczanie przekrojów czynnych *ab initio*, co wynika ze skomplikowanej natury oddziaływania jądrowego. Dlatego też stosowane są różne modele opisujące reakcje jądrowe w zależności od energii dostępnej w reakcji. W zakresie energii do ~ 10 MeV/A zastosowanie ma opis poprzez proces tworzenia się jądra złożonego, po raz pierwszy zaproponowany przez Bohra [4]. W opisie tym zakłada się niezależność rozpadu CN od kanału wejściowego reakcji, przy założeniu osiągnięcia przez CN stanu równowagi termodynamicznej. Dla większych energii można obserwować emisje cząstek (przedrównowagowe) z układu przed osiągnięciem stanu równowagi termodynamicznej.

Ze względu na energię wiązki, przypadającą na jeden nukleon, reakcje jądrowe dzielimy na:

- do 10 MeV/A – reakcje zachodzące w pobliżu bariery kulombowskiej,
- 10 – 200 MeV/A – reakcje z obszaru energii pośrednich,
- od 200 MeV/A – reakcje relatywistyczne.

Mechanizm zachodzącej reakcji może być opisany poprzez parametr zderzenia b , zdefiniowany jako odległość pomiędzy środkiem idealnej sfery jądra tarczy, a asymptotyczną trajektorią pocisku. Reakcje prowadzące do utworzenia CN zachodzą, gdy b jest mniejszy od sumy promieni R_1 i R_2 odpowiadających jądra tarczy i pocisku. Gdy cząstki jedynie stykają się ze sobą ($b = R_1 + R_2$), mamy do czynienia z przypadkiem granicznym pomiędzy oddziaływaniem tylko kulombowskim i jądrowym.

Opisując rozpraszanie jąder wiązki na tarczy można wykorzystać model, w którym wiązka zostaje rozłożona na fale parcjalne. Danym wartościom parametru zderzenia



Rysunek 1.1: Całkowity przekrój czynny na reakcje oraz składowe pochodzące od różnych procesów jądrowych w funkcji momentu pędu. Zaznaczone na rysunku obszary odpowiadają reakcjom: CN - reakcja poprzez jądro złożone (fuzji-wyparowania oraz fuzji-rozszczepienia), DIC - zderzenia głęboko nieelastyczne i QE - zderzenia kwazielaistyczne.

przyporządkowuje się koncentryczne koła o promieniach równych wartości parametru $b = l\lambda$, gdzie λ odpowiada długości padającej fali. Kręty (momenty pędu) cząstek znajdujących się w l -tej strefie zawierają się między $l\hbar$ a $(l+1)\hbar$. Natomiast przekrój czynny dla l -tej składowej jest równy polu powierzchni tej strefy:

$$\sigma_l = (2l+1)\pi\lambda^2. \quad (1.1)$$

Stąd przekrój czynny na reakcję, w której następuje przekaz momentu pędu l opisywany jest wzorem:

$$\sigma(l) = (2l+1)\pi\lambda^2 T_l, \quad (1.2)$$

gdzie $T_l = \frac{1}{1 + \exp[(l - l_{gr})/d]}$ jest współczynnikiem transmisji opisującym prawdopodobieństwo przeniknięcia przez barierę potencjału dla układu jądro wiązki – jądro tarczy, a d parametrem określającym rozmycie obciążenia rozkładu krętu.

Na Rys. 1.1 zaznaczono schematycznie regiony typów reakcji zachodzących przy energiach rzędu 10 MeV/A, takich jak:

- rozpraszanie elastyczne $l > l_{gr}$ - odległość pomiędzy jądrem tarczy i pocisku jest na tyle duża, że siły jądrowe można zaniedbać w porównaniu do oddziaływania kulombowskiego,
- rozpraszanie kwazielaistyczne $l_{dic} < l < l_{gr}$ - wzbudzenie wewnętrznych stopni swobody w jądrze,
- rozpraszanie głęboko nieelastyczne (*Deep Inelastic* – DIC) dla $l_{max} < l < l_{dic}$ - występuje wymiana nukleonów pomiędzy jądrami biorącymi udział w reakcji,
- tworzenie jądra złożonego $l < l_{max}$ - prowadzi do utworzenia układu złożonego, które może rozpaść się poprzez wyparowanie (proces FE *fusion-evaporation*) lub rozszczepienie (proces FF *fusion-fission*).

1.2 Gigantyczny rezonans dipolowy

Gigantyczny rezonans dipolowy (*Giant Dipole Resonance* - GDR) jest to wzbudzenie izowektorowe ($\Delta T = 1, \Delta S = 0$), które można opisać jako kolektywne drganie protonów w kierunku zgodnym z polem elektrycznym i jednoczesny ruch neutronów o kierunku przeciwnym, tak aby środek masy jądra pozostał w spoczynku. Został on odkryty w eksperymentach fotoabsorpcji dla reakcji (γ, n) i $(\gamma, \text{rozszczepienie})$ [5, 6]. Dla sferycznych jąder o masach > 40 przekrój czynny na fotoabsorpcję jest dobrze opisywany pojedynczą krzywą Lorentza:

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \sigma_o \frac{E_\gamma^2 \Gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2}, \quad (1.3)$$

gdzie E_{GDR} jest centroidą, Γ szerokością rozkładu, a σ_o wartością przekroju czynnego dla maksimum. E_{GDR} zależy od masy A jądra, w którym rezonans jest zbudowany [7]:

$$E_{GDR} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \quad [\text{MeV}]. \quad (1.4)$$

Nasilenie GDR, można wyznaczyć używając wzoru Thomasa-Reich-Kuhna:

$$\begin{aligned} S &= \int_0^{30 \text{ MeV}} \sigma_{abs}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \sum_f (E_f - E_i) B(E1, i \rightarrow f) = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar N Z}{m c A} = \\ &= 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV} \cdot \text{mbarn}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

gdzie m jest masą nukleonu, $B(E1, i \rightarrow f)$ jest zredukowanym prawdopodobieństwem opisującym przejście dipolowe między stanem podstawowym i a stanem wzbudzonym f . Zmierzone wartości nasilenia GDR podzielone przez wartość oczekiwaną (S) dla jąder o masach większych niż $A = 80$ jest bliskie jedności, co świadczy o wysokiej kolektywności GDR [7].

Zgodnie z hipotezą Davida Brinka sformułowaną w 1955 roku [8], zależność nasilenia GDR od energii jest taka sama dla rezonansów zbudowanych na stanie podstawowym, jak i na stanach wzbudzonych. Potwierdzenie eksperymentalne tej hipotezy nastąpiło w 1974 roku, w pracy poświęconej badaniu widma promieniowania gamma emitowanego podczas spontanicznego rozszczepienia ^{252}Cf [9]. Zwiększenie się liczby zliczeń w widmie gamma dla obszaru powyżej 10 MeV zostało wyjaśnione poprzez rozpad GDR zbudowanych na stanach wzbudzonych produktów rozszczepienia. Pierwszy przypadek obserwacji GDR zbudowanego na stanie wzbudzonym poprzez reakcję jądrową dotyczy eksperymentu (p, γ) na tarczy ^{11}B [10]. Kolejny ważny krok w badaniach natury GDR został osiągnięty poprzez zastosowanie reakcji fuzji-wyparowania do tworzenia wzbudzonych jąder. Po raz pierwszy rozpad GDR zbudowanego na stanach wzbudzonych powstałego w wyniku fuzji-wyparowania jądra opisano w pracy Newton *et al.* w 1981 roku [11].

Przekrój czynny na emisję promieniowania γ z takiego rozpadu można wyrazić stosując hipotezę Brinka jako:

$$\sigma_{em}(E_\gamma) = \sigma_{abs}(E_\gamma) \frac{\rho(E_f^*)}{\rho(E_i^*)} = \sigma_o \frac{E_\gamma^2 \Gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2} \exp(-E_\gamma/T), \quad (1.6)$$

gdzie ρ jest gęstością poziomów, a $T = \left[\frac{d \ln(\rho)}{dU} \right]^{-1}$ średnią temperaturą jądra przy $U = E - E_{\text{rot}}$. Natomiast energia GDR (E_{GDR} rezonansów) zbudowanych na stanach wzbudzonych ($T \neq 0$), według parametryzacji [7] wynosi:

$$E_{GDR}^{T \neq 0} = 18A^{-1/3} + 25A^{-1/6} \quad [\text{MeV}]. \quad (1.7)$$

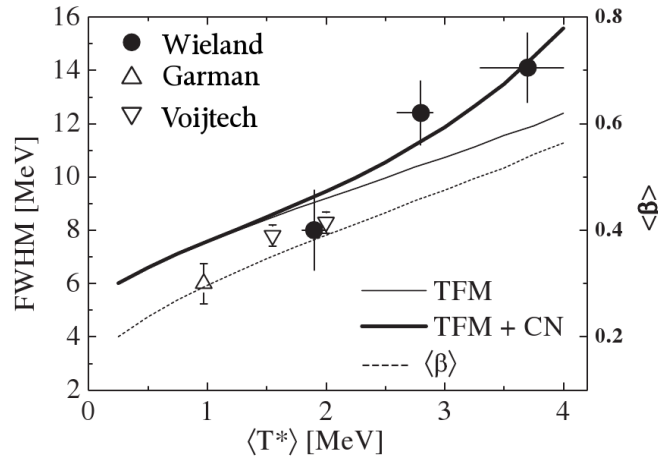
Procesem konkurencyjnym do rozpadu GDR (powyżej progu na emisję cząstek) jest zwłaszcza emisja neutronów. Stosunek prawdopodobieństwa emisji neutronu do rozpadu GDR wynosi zwykle $\approx 10^3$. Przyjmując, że przekrój czynny na emisję neutronu ma rozkład maxwellowski zależny od energii wiązania B_n i temperatury T :

$$\sigma_n \sim T^2 \exp[(E_n - B_n)/T] \sim T^2 \exp(-B_n/T), \quad (1.8)$$

otrzymujemy (korzystając z równania 1.6) stosunek przekroju czynnego na emisję γ do neutronów:

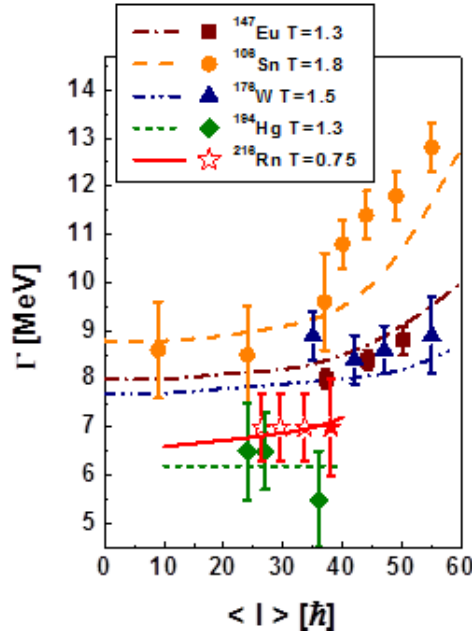
$$\frac{\sigma_{em}(E_\gamma)}{\sigma_n} \sim \frac{E_\gamma^2 \Gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2} \exp[-(E_\gamma - B_n)/T] T^{-2}. \quad (1.9)$$

Z powyższego równania można wywnioskować, że przekrój czynny na emisję GDR przy $E_\gamma < B_n$ jest zdominowany przez emisję γ w ostatnich krokach rozpadu CN przy niskich temperaturach. Natomiast gdy $E_\gamma > B_n$, emisje γ występują przy wysokiej temperaturze w pierwszych krokach rozpadu CN.



Rysunek 1.2: Porównanie zmierzonych (Wieland *et al.* [2]; Garman *et al.* [12]; Vojitech *et al.* [13]) oraz obliczonych szerokości GDR w funkcji temperatury jądra. Dane dla $\langle L \rangle = 45 \hbar$ (pełna kropka), $\langle L \rangle = 8-16 \hbar$ (trójkąt w górę), $\langle L \rangle = 23-27 \hbar$ (trójkąt w dół). Obliczenia TFM z (linia ciągła pogrubiona) i bez (linia ciągła cienka) uwzględnienia szerokości rozpadu CN. Linia przerywaną oznaczono średnią deformację obliczoną na podstawie TFM. Rysunek pochodzi z pracy Wieland *et al.* [2].

GDR zbudowany na stanach wzbudzonych CN ma (zazwyczaj) większą szerokość Γ , niż zbudowany na stanach podstawowych, a także zwiększa ją wraz ze wzrostem temperatury i krętu [2, 14]. Na Rysunku 1.2 przedstawiono dane literaturowe dotyczące



Rysunek 1.3: Zmierzona szerokość funkcji nasilenia GDR w funkcji zmian momentu pędu rozpadającego się jądra. Dane eksperymentalne pochodzą z prac [15, 16, 17, 18]. Rysunek pochodzi z pracy habilitacyjnej M. Kmiecik [20].

zmiany szerokości nasilenia GDR w funkcji temperatury, natomiast na Rysunku 1.3 zamieszczono przykłady obrazujące wzrost szerokości GDR wraz ze wzrostem momentu pędu rozpadającego się jądra.

Zmiana szerokości GDR niekoniecznie jest sprzeczna z hipotezą Brinka, spowodowana jest zmianami deformacji jądra a opisywana jest przez model termicznych fluktuacji kształtu (TFM - *Thermal Fluctuation Model*) [21], może jednak wynikać również ze skracania się czasu życia jądra złożonego przy wysokich temperaturach [22]. Prawdopodobieństwo kształtu jądra wyznacza się stosując wzór Boltzmana. Zależy ono od kształtu jądra (*def* - parametry β , γ), krętu (L) oraz temperatury (T):

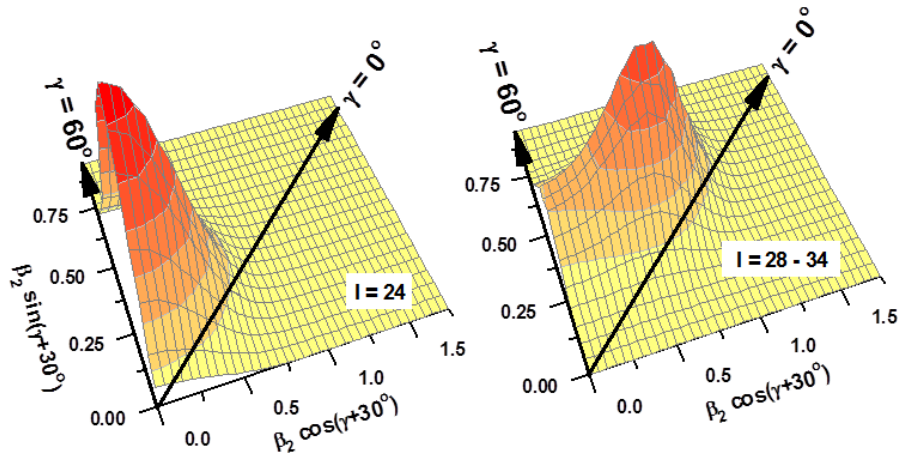
$$p(def, L, T) \propto \exp \left[-\frac{F(def, L, T)}{T} \right], \quad (1.10)$$

gdzie energię swobodną F wyznacza się jako różnicę między energią makroskopową jądra rotującego, a iloczynem temperatury i entropii. Na Rysunku 1.4 przedstawiono przykład takich rozkładów prawdopodobieństw dla jądra ^{46}Ti dla dwóch wartości momentu pędu.

Wraz ze zmianą deformacji ulega zmianie także położenie centroidy krzywej rezonansowej, $E_{\text{GDR},k}$ – energia k -tej składowej GDR (oscylacje względem k -tej osi jądra), w zależności od parametrów deformacji (β_2 , γ) [23]:

$$E_{\text{GDR},k} = E_{\text{GDR}} \exp \left[-\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \cos \left(\gamma + \frac{2k\pi}{3} \right) \right] \quad [\text{MeV}]. \quad (1.11)$$

Dla jądra sferycznego ($\beta_2 = 0$) energie trzech składowych są jednakowe i rezonans opisywany jest jedną krzywą Lorentza. Przy $\beta_2 > 0$ i $\gamma = 0^\circ$ lub $\gamma = 60^\circ$ (elipsoida o



Rysunek 1.4: Rozkłady prawdopodobieństwa kształtu jądra obliczone przy pomocy modelu LSD z uwzględnieniem termicznych fluktuacji kształtu. Obliczenia wykonane dla jądra ^{46}Ti o momencie pędu $L = 24\hbar$ oraz $L = 28 - 34\hbar$. Rysunek z pracy [20].

symetrii osiowej) dwie składowe mają równe energie, natomiast trzecia ma inną wartość. Odległość energetyczna między składowymi zależy od parametru deformacji β_2 (Rysunek 1.5). Natomiast dla innych wartości γ w przypadku jąder trójosiowych funkcja nasilenia GDR składa się z trzech składowych.

Efektywny kształt GDR może być obliczony dla danej deformacji i momentu pędu oraz temperatury, a następnie uśredniony po wszystkich możliwych kształtach z wagami równymi prawdopodobieństwom tych kształtów:

$$\sigma(E_\gamma) = \int_{\beta_2} \int_{\gamma} p(def, L, T) \sigma(def, E_\gamma) d\beta_2 d\gamma, \quad (1.12)$$

gdzie $\sigma(def, E_\gamma)$ określony jest wzorem:

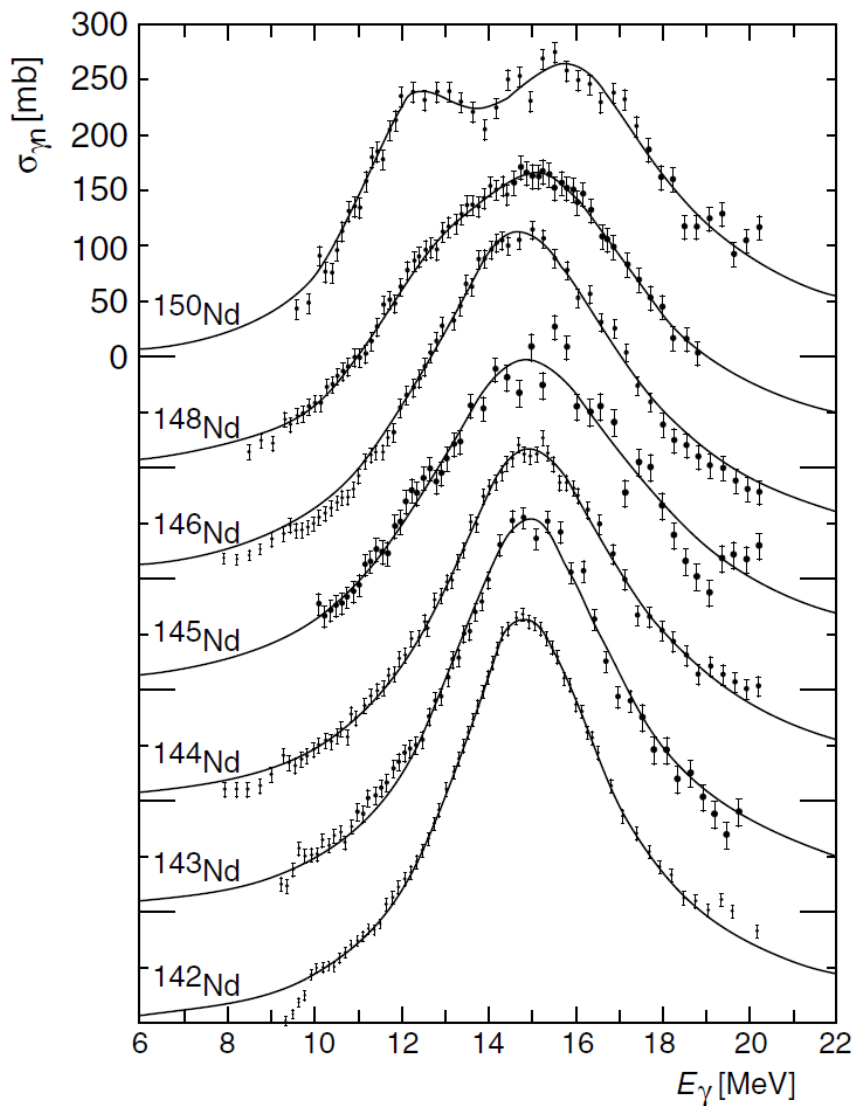
$$\sigma(def, E_\gamma) = \sum_{k=1}^3 \sigma_k \frac{E_\gamma^2 \Gamma_k^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR,k}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_k^2}. \quad (1.13)$$

1.3 Model LSD

Model *Lublin Strasbourg Drop* - LSD [30, 31] opracowany przez prof. Pomorskiego i prof. Dudka to najbardziej rozwinięta wersja modelu kropłowego. Ma on między innymi zastosowanie do wyznaczania globalnych własności jąder atomowych. Zakłada, że materia jądrowa zachowuje się jak ciecz nieściśliwa, która ma dobrze określony kształt i dobrze zdefiniowaną powierzchnię, tym samym własności jądra powinny być podobne do własności kropli. Siły elektrostatyczne odpowiadają napięciu powierzchniowemu, oddziaływanie silne – siłom lepkości. Masę jąder wyraża się za pomocą wzoru uwzględniającego przyczynki mikro- i makroskopowe:

$$E(Z, N; def) = E_{makro}(Z, N; def) + E_{mikro}(Z, N; def), \quad (1.14)$$

gdzie def oznaczają parametry deformacji danego jądra.



Rysunek 1.5: Przekrój czynny na absorpcję promieniowania γ dla izotopów Nd. Wraz ze zwiększającą się deformacją (od $\beta = 0$ dla ^{142}Nd do $\beta = 0.29$ dla ^{150}Nd) można obserwować rozdzielanie się składowych GDR. Rysunek pochodzi z [24].

Na energię mikroskopową składają się przyczynki pochodzące od efektów powłokowych i “pairingu”:

$$E_{mikro}(Z, N; def) = E_{pow}(Z, N; def) + E_{pair}(Z, N; def). \quad (1.15)$$

Jednak w obliczeniach dla temperatur jądra wyższych niż 1 MeV poprawki powłokowe zanikają, natomiast dla wysokich krętów można zaniedbać poprawkę “pairingu”.

Część makroskopowa opisana jest poprzez formułę:

$$\begin{aligned}
E_{makro} = & ZM_p + NM_n - 0.00001433Z^{2.39} - b_{vol}(1 - \kappa_{vol}I^2)A \\
& + b_{surf}(1 - \kappa_{surf}I^2)A^{2/3}B_{surf}(def) \\
& + b_{curv}(1 - \kappa_{curv}I^2)A^{1/3}B_{curv}(def) + \frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0^{ch} A^{1/3}} B_{Coul}(def) \\
& - \frac{C_4 Z^2}{A} + E_{cong}, \tag{1.16}
\end{aligned}$$

gdzie M_p i M_n to masy protonu i neutronu, $I = \frac{(N-Z)}{A}$ to zredukowany izospin, r_0^{ch} jest promieniem jądra, $\frac{C_4 Z^2}{A}$ jest poprawką ze względu na rozmycie ładunku na powierzchni jądra. Parametry objętościowe (b_{vol} , κ_{vol}), powierzchniowe (b_{surf} , κ_{surf}) i związane z krzywizną jądra (b_{curv} , κ_{curv}) uzyskane zostały poprzez dopasowanie do danych eksperymentalnych mas. Dla takich parametrów uzyskuje się dobre przewidywania barier na rozszczepienie. Natomiast funkcje $B_{surf}(def)$, $B_{curv}(def)$ oraz $B_{Coul}(def)$ są zależne od deformacji jądra, a energia kongruencji (E_{cong}) związana jest z obniżeniem energii dla jąder o równej liczbie protonów i neutronów.

Powierzchnia jądra atomowego może zostać opisana poprzez kombinację liniową funkcji kulistych, która została zaproponowana przez Rayleigha dla cieczy [32]:

$$R(\theta, \phi) = R_0(\alpha_{\lambda,\mu}) \left(1 + \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda,\mu} Y_{\lambda,\mu}(\theta, \phi)\right), \tag{1.17}$$

gdzie α stanowi rozwinięcie w harmoniki sferyczne, $Y_{\lambda,\mu}$ są funkcjami kulistymi.

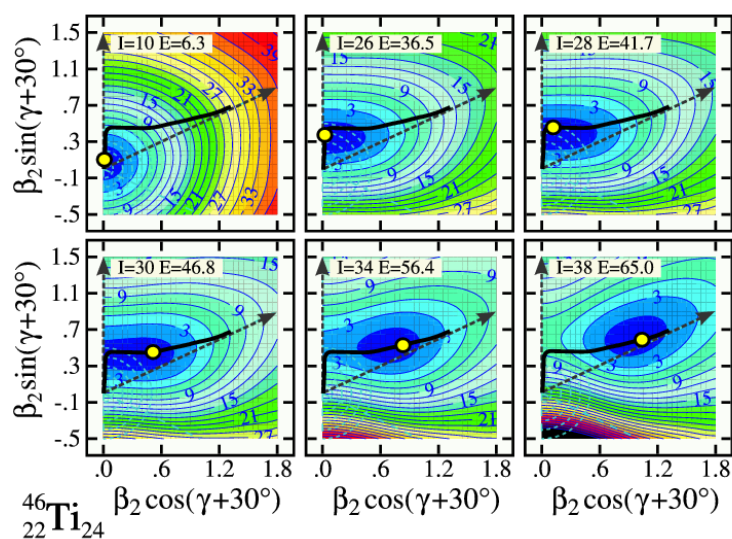
Parametry deformacji $\alpha_{\lambda,\mu}$ pozwalają na opis dowolnej deformacji jądra. Przy założeniu, że niezerowa jest tylko deformacja nieosiowa można przejść do parametryzacji $\alpha_{\lambda,\mu} = \beta_\lambda$, gdzie β_λ jest rozwinięciem w wielomiany Legendra.

1.4 Przejście Jacobiego

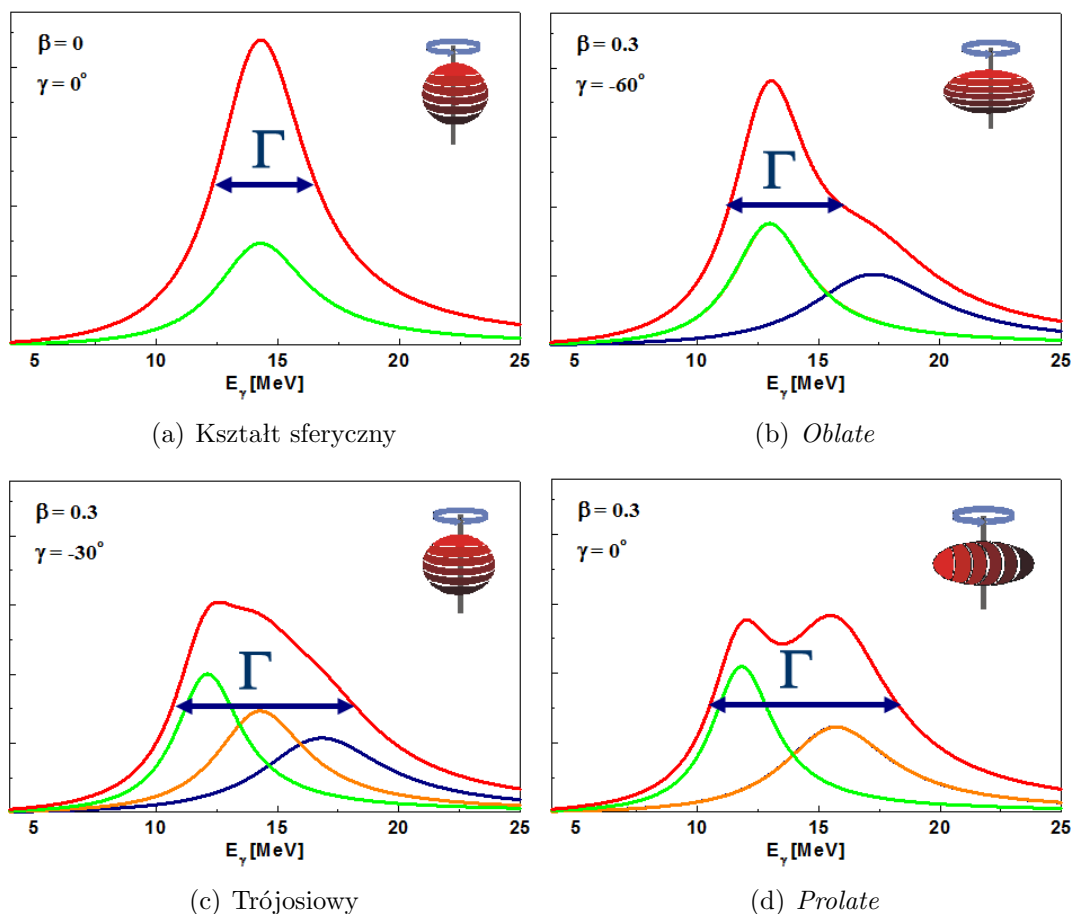
Przejście Jacobiego jest to zmiana kształtu jądra przy pewnej, krytycznej wartości krętu, z kształtu *oblate* (spłaszczonej elipsoidy) poprzez trójosiowy na kształt typu *prolate* (wydłużonej elipsoidy). Nazwane jest na cześć Carla Jacobiego, który w pracach opisujących rotujące obiekty grawitacyjne po raz pierwszy zauważył możliwość zajścia takiego zjawiska. Zostało ono przewidziane także dla jąder atomowych przy bardzo dużych wartościach krętu [25]. Przykład zmian deformacji uzyskanych dla obliczeń z zastosowaniem modelu *Lublin Strasbourg Drop* (LSD) dla jądra ^{46}Ti został przedstawiony na Rysunku 1.6. Dla tego przypadku przejście Jacobiego ma miejsce dla zakresu krętu $28 - 34\hbar$.

Poprzez pomiar rozszczepienia funkcji nasilenia GDR emitowanego przez jądro, możliwe jest stwierdzenie istnienia takiej zmiany kształtu. Schematyczne przedstawienie ewolucji zmian kształtu funkcji nasilenia GDR dla kształtu sferycznego, *oblate*, trójosiowego oraz *prolate* przedstawiono na Rysunku 1.7.

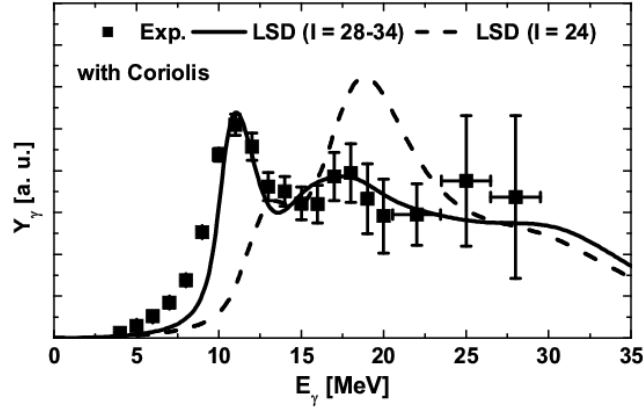
Natomiast przykład przewidywań teoretycznych, a także wynik pomiaru funkcji nasilenia GDR dla jądra ^{46}Ti przedstawiono na Rysunku 1.8 [28]. Istnienie przejścia Jacobiego zostało potwierdzone poprzez badanie funkcji nasilenia GDR także dla jąder ^{45}Sc [27] oraz ^{47}V [29].



Rysunek 1.6: Mapa energii makroskopowej jądra (obliczona przy użyciu modelu LSD) obrazująca ewolucję zmian deformacji wraz ze zmianą krętu dla ^{46}Ti (obliczenia wykonane przez dr Katarzynę Mazurek) [26].



Rysunek 1.7: Przykład ewolucji zmian kształtu funkcji nasilenia GDR wraz ze zmianą deformacji.



Rysunek 1.8: Eksperymentalnie zmierzona funkcja nasilenia GDR porównana z obliczeniami modelu *Lublin Strasbourg Drop*. Rysunek z pracy [28].

1.5 Model PDM

Phonon Damping Model (model tłumienia fononów) został zaproponowany przez prof. Danga i prof. Arima w 1998 [33], następnie rozwijany w pracach [34, 35, 36]. W tym mikroskopowym modelu wprowadza się kolektywne drgania (fonony) sprzężone z polami ph (cząstka-dziura), pp (cząstka-cząstka) oraz hh (dziura-dziura).

Następnie wprowadza się funkcje Greena, które opisują propagację cząstki (lub dziury), propagację fononu, sprzężenie cząstka-fonon w polu jednocząstkowym oraz przejście między parą nukleonów a fononem. GDR będący kolektywnym ruchem, ma energię centroidy równą $\omega_q = E_{GDR}(T)$, gdzie $E_{GDR}(T)$ wynika z funkcji propagacji. Szerokość GDR $\Gamma_{GDR} = 2\gamma_q[E_{GDR}(T)]$ zależy od γ_q , które jest szerokością rozkładu Bosego dla fononów. Dla $T = 0$ szerokość Γ_{GDR} ma niezerową wartość dzięki sumie konfiguracji cząstka-dziura (*quantal damping* – Γ_Q), dla której $n_h - n_p = 1$. Dla rosnącej temperatury Γ_Q zmniejsza się wraz z zmniejszającą się różnicą obsadzeń stanów $n_h - n_p$ od 1 dla $T = 0$ do 0 dla $T = \infty$. Natomiast pojawiają się sprzężenia pp oraz hh które skutkują pojawieniem się składowej szerokości GDR (Γ_T *thermal damping*) początkowo zwiększającej się wraz ze wzrostem temperatury. Jednakże dla wysokich temperatur z powodu czynnika $n_s - n_{s'}$ ($(s, s') = (p, p')$ lub (h, h')) następuje spadek Γ_{GDR} . Uwzględnienie sprzężenia pp i hh jest mikroskopowym sposobem na zawarcie w modelu termicznych fluktuacji kształtu. Pozwala także uzyskać wysycenie wzrostu szerokości GDR dla wysokich temperatur.

1.6 Model statystyczny rozpadu jądra złożonego

Do opisu rozpadu jądra złożonego, schematycznie przedstawionego na Rysunku 1.9, używany jest model statystyczny, stosujący formalizm Weißkopfa-Ewinga [37] lub Hausera-Feshbacha [38]. Scałkowany ze względu na kąty przekrój czynny na przejście ze stanu wejściowego α do stanu końcowego β , poprzez jądro złożone (CN), dla teorii Weißkopfa-

Ewinga jest równy:

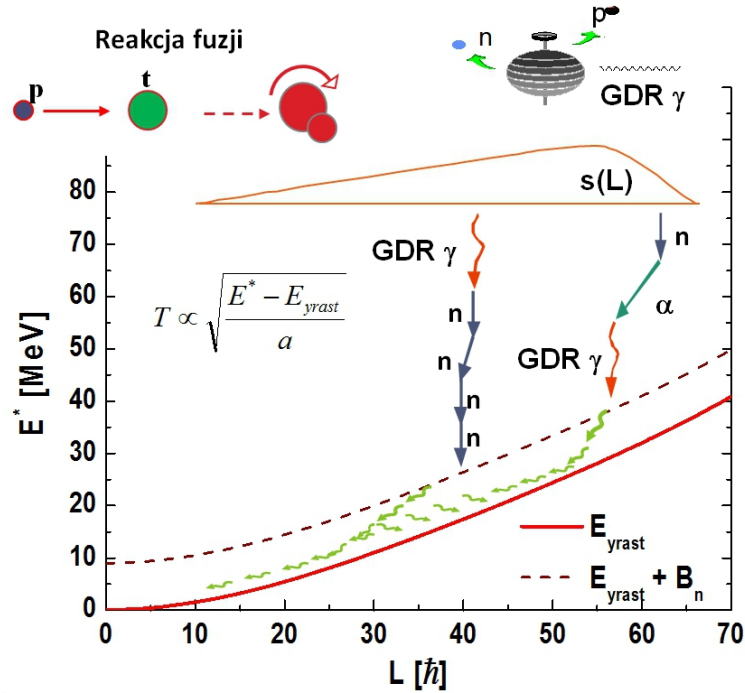
$$\sigma_{\alpha,\beta}(E_\beta)dE_\beta = \sigma_{CN}(\alpha) \frac{g_\beta \mu_\beta E_\beta \sigma_{CN}(\beta) \rho(U_\beta) dU_\beta}{\sum_\alpha \int_0^{E_\alpha^{\max}} g_\alpha \mu_\alpha E_\alpha \sigma_{CN}(\alpha) \rho(U_\alpha) dU_\alpha}, \quad (1.18)$$

gdzie E_α , E_β są energiami padającej i emitowanej cząstki; U_α , U_β są energiami jądra złożonego przed i po emisji cząstki β ; $\rho(U_\alpha)$ i $\rho(U_\beta)$ są gęstościami poziomów, μ_α i μ_β masami zredukowanymi, a $g_\alpha = 2s_\alpha + 1$ i $g_\beta = 2s_\beta + 1$ statystycznymi wagami – s_α i s_β są spinami cząstki padającej i emitowanej. Teoria ta nie zapewnia spełnienia zasady zachowania momentu pędu, oraz nie wyznacza zależności kątowych między emitowanymi cząstkami.

Gdy jądro złożone ma moment pędu L , a momenty pędów pocisku i tarczy wynoszą odpowiednio i_α i I_β , to scałkowany ze względu na kąty przekrój czynny dla teorii Hausera-Feshbacha równa się:

$$\sigma_{\alpha,\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_L \frac{(2L+1)}{(2i_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} \frac{\sum_{s,l} T_l(\alpha) \sum_{s',l'} T_{l'}(\beta)}{\sum_\alpha \sum_l T_l(\alpha)}, \quad (1.19)$$

gdzie k_α jest liczbą falową, T_l współczynnikiem transmisji, l i s są momentem pędu i spinem dla cząstki padającej (primowane dla cząstki emitowanej).



Rysunek 1.9: Schematyczne przedstawienie procesu rozpadu jądra złożonego utworzonego w procesie fuzji.

Jądro złożone ma pierwotnie pęd równy pędowi wiązki, który ulega zmianie poprzez przekaz pędu wyparowanych cząstek $p = \sqrt{2m_w E_k^w}$, gdzie m_w i E_k^w to odpowiednio masa i energia kinetyczna wyemitowanych przez CN cząstek. Rozkład energia w funkcji kąta emisji zależy od spinu jądra złożonego jak też współczynników transmisji dla kanałów wejściowego i wyjściowego reakcji [45].

W uproszczeniu otrzymuje się widmo energetyczne cząstki wyparowanej w postaci rozkładu Maxwella niezależnego od kąta emisji:

$$\frac{dN^w}{dE_k^w} = \sqrt{\frac{E_k^w - B_c}{T}} \exp \frac{-(E_k^w - B_c)}{T}, \quad (1.20)$$

gdzie B_c jest barierą kulombowską, a T temperaturą jądra.

Z równania 1.20 można otrzymać wartość średniej energii kinetycznej emitowanych cząstek $\langle E_k^w \rangle$ równą:

$$\langle E_k^w \rangle = B_c + \frac{3}{2}T. \quad (1.21)$$

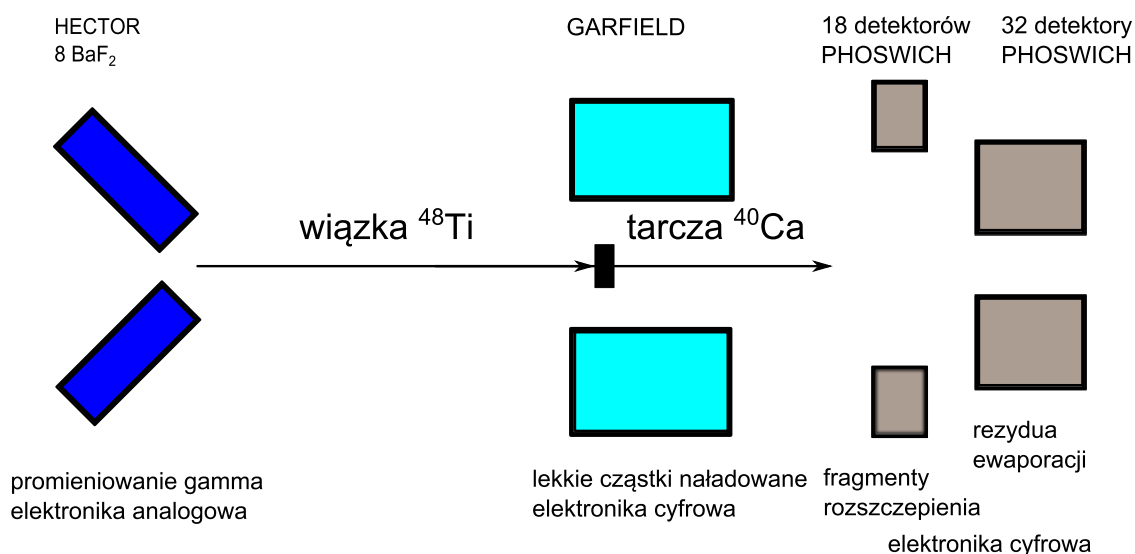
W szczególności dla wyparowanych cząstek kąt emisji nie jest izotropowy w układzie środka masy. Spowodowane jest to sprzężeniem spinu jądra złożonego i momentu pędu wyemitowanej cząstki. Anizotropia ta dla cząstek α i protonów jest przybliżana [46] poprzez formułę:

$$\begin{aligned} \frac{dN^w}{d\Theta} &= (c/\sin \Theta) + k \quad \forall \Theta \in (10^\circ, 170^\circ) \\ \frac{dN^w}{d\Theta} &= (c/\sin 10^\circ) + k \quad \forall \Theta \in (0^\circ, 10^\circ) \vee (170^\circ, 180^\circ), \end{aligned} \quad (1.22)$$

gdzie k i c są stałymi zależnymi od reakcji.

Układ eksperymentalny

W rozdziale tym opisano użyty podczas eksperymentów układ pomiarowy składający się z połączonych zespołów detektorów GARFIELD [47], HECTOR [48] oraz detektorów typu “phoswich” pochodzących z eksperymentu FIASCO [49]. Rysunek 2.1 przedstawia schemat układu eksperymentalnego. Wszystkie opisane niżej detektory umieszczone były wewnątrz próżniowej komory rozproszeń układu GARFIELD, widocznej na Rysunku 2.2.



Rysunek 2.1: Schematyczne przedstawienie układu pomiarowego użytego podczas eksperymentów $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$.

2.1 Układ detektorów HECTOR

HECTOR składa się z 8 dużych kryształów BaF₂ (3 dm³ objętości każdy), w kształcie cylindrycznym o długości 17.5 cm i średnicy 14.5 cm. Do każdego z kryształów jest dołączony fotopowielacz EMI 9832Q posiadający okno kwarcowe, a także specjalnie zaprojektowany dzielnik napięcia. Kryształ scyntylacyjny BaF₂ dzięki dużej liczbie atomowej baru ($Z = 74$) oraz gęstości ($\rho = 4.88 \text{ g/cm}^3$) charakteryzuje się wysoką wydajnością na detekcję promieniowania γ . Czasowa zdolność rozdzielcza $\Delta t \sim 1 \text{ ns}$ oraz



Rysunek 2.2: Próżniowa komora rozproszeń układu GARFIELD (cylinder o średnicy ~ 3 m, długości ~ 5 m), wewnątrz której umieszczono wszystkie detektory układu pomiarowego.

wysoka wydajność czynią ten scyntylator bardzo użytecznym w pomiarach wysokoenergetycznych kwantów γ emitowanych przez jądra wzbudzone w konkurencji z emisją neutronów. Separacja depozytów energii poprzez czas przelotu (TOF – *time of flight*) promieniowania γ i neutronów widoczna jest na Rysunku 2.4. Wadą BaF_2 jest nie-najlepsza w porównaniu z innymi scyntylatorami energetyczna zdolność rozdzielcza, wynosząca przy 1 MeV $\Delta E \sim 11\%$. Jednakże przy pomiarach ciągłego widma GDR nie jest to czynnik znaczący.



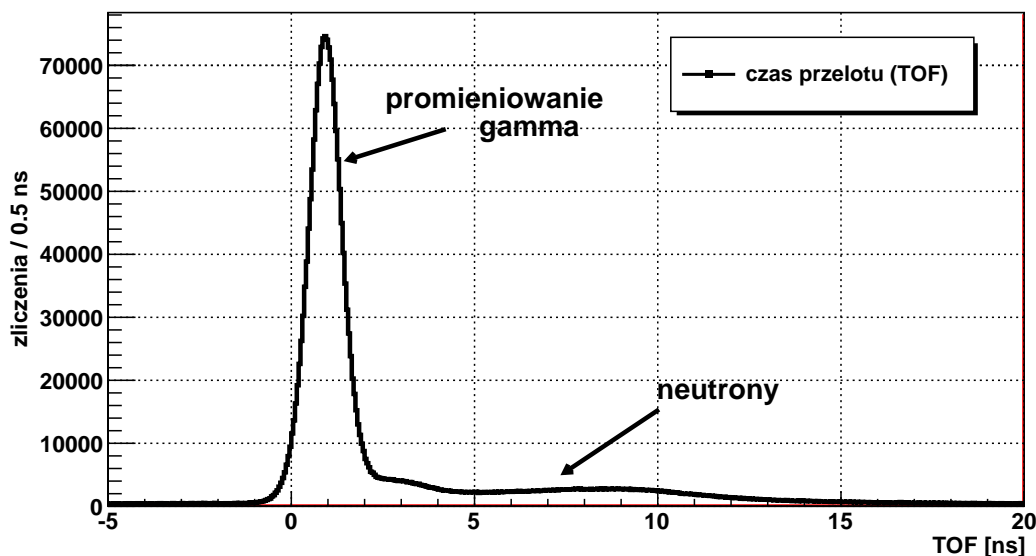
(a)

(b)

Rysunek 2.3: (a) 8 detektorów scyntylicyjnych układu HECTOR wewnątrz komory rozproszeń GARFIELD. (b) Widok po dołączeniu detektorów BaF_2 z układu HELENA.

Z powodu umieszczenia detektorów wewnątrz próżniowej komory rozproszeń GARFIELD, a w celu uniknięcia przegrzania elementów elektronicznych, sygnał elektryczny z fotonowielaczy był wyprowadzany poprzez dostosowane do tego przewody do umieszczonych poza komorą dzielników napięcia. Z dzielników napięcia poprzez elektronikę analogową uzyskiwano informację dotyczącą składowej szybkiej – pomiar czasu, oraz składowej wolnej – zawierającej informację o depozycie energii.

Detektory zostały rozmieszczone pod kątami wstecznymi do kierunku wiązki i położenia tarczy, miało to na celu zminimalizowanie wpływu cząstek naładowanych i neutronów na widma rejestrowane przez detektory BaF_2 . Dodatkowo w celu zatrzymywania



Rysunek 2.4: Widmo czasu przelotu (TOF) dla scyntylatora BaF₂ z układu HECTOR z wyraźnie rozdzieloną częścią pochodzącą od promieniowania γ i neutronów; sygnał start – RF wiązki, stop – depozyt energii w BaF₂ >4.5 MeV. Widmo zebrane w trakcie eksperymentu $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ przy energii wiązki 600 MeV.

nia lekkich cząstek naładowanych, niskoenergetycznego promieniowania γ i elektronów, czoło każdego z kryształów osłonięto ołowianą blachą o grubości kilku mm.

Kąty $\langle\Theta\rangle$ oraz $\langle\phi\rangle$ dla położenia każdego z 8 kryształów BaF₂ zostały zamieszczone w Tabeli 2.1.

W przypadku, gdy jądra powstałe w reakcji nie zostają zatrzymane w tarczy (a taka sytuacja miała miejsce w analizowanym eksperymencie $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$), detektory mierzą energię promieniowania γ rozmytą poprzez efekt Dopplera. Aby skorygować zmierzona energię należy zastosować wzór:

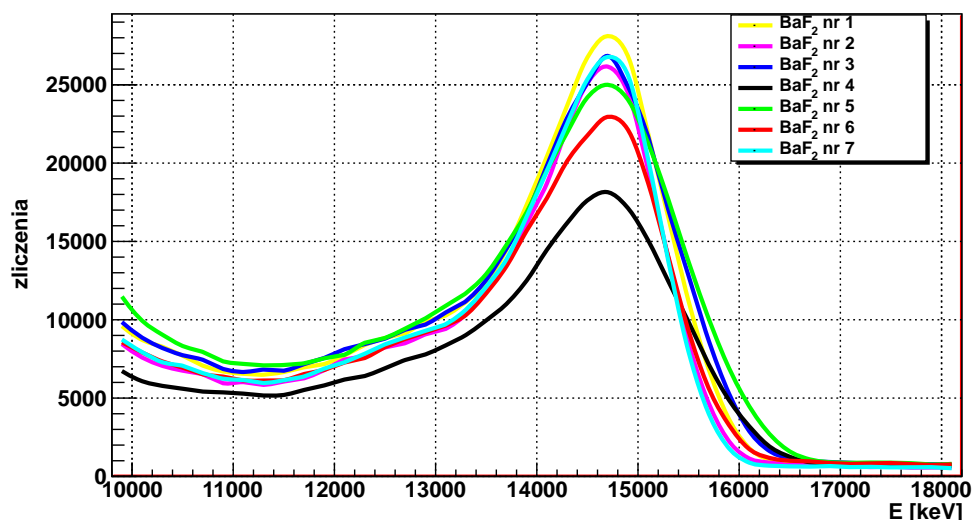
$$E_{\text{CM}} = \gamma(1 - \beta \cos \Theta)E_{\text{LAB}}, \quad (2.1)$$

gdzie Θ jest kątem pomiędzy kierunkiem wektora prędkości jądra a kierunkiem emisji kwantu promieniowania, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$ i E_{LAB} zmierzona, a E_{CM} poprawioną energią.

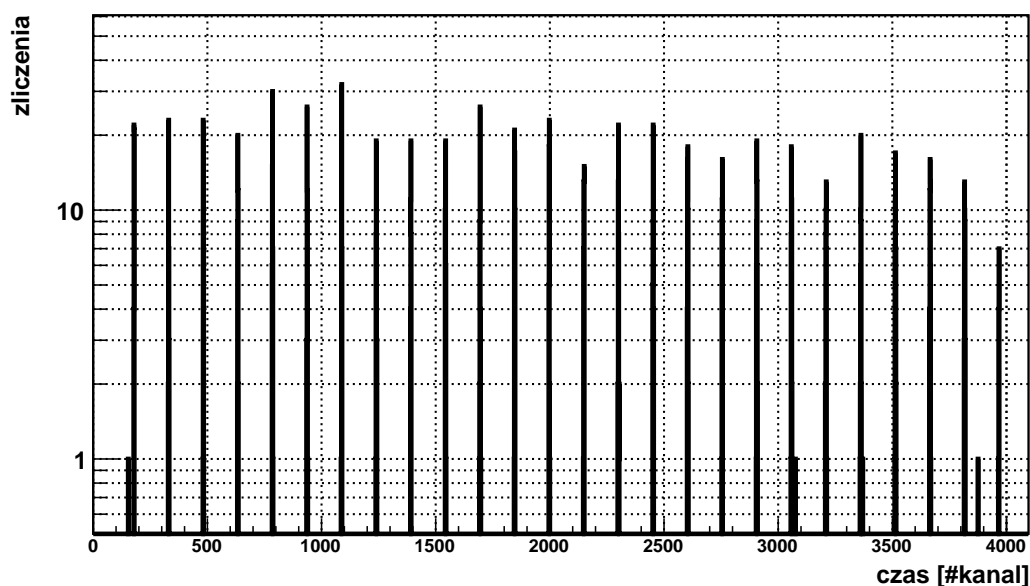
2.1.1 Kalibracja detektorów HECTOR

W celu skalibrowania detektorów BaF₂ wykorzystano reakcję $^{11}\text{B} + ^2\text{D}$, przy energii wiązki ^{11}B równej 19 MeV, używając tarczy wykonanej z C₃₂D₆₆. W wyniku powyższej reakcji powstawały wzbudzone jądra $^{12}\text{C}^*$, które rozpadały się poprzez emisję promieniowania γ o energii 15.1 MeV (Rysunek 2.5). Dla skalibrowania niskoenergetycznej części widma użyto źródeł promieniotwórczych: ^{60}Co (1.17 i 1.33 MeV), ^{88}Y (0.898 i 1.84 MeV) oraz ^{137}Cs (0.662 MeV).

Kalibracja czasowa detektorów HECTOR oraz toru pomiaru czasu została wykonana za pomocą emisji sygnałów pulsera w odstępach 200 ns (Rysunek 2.6).



Rysunek 2.5: Widmo promieniowania γ o energii 15.1 MeV powstałego przy przejściu jąder ^{12}C (powstałych w reakcji $^{11}\text{B} + ^2\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{n}$) do stanu podstawowego dla 7 liczników BaF_2 układu HECTOR. Widmo to składa się z trzech linii: 15.1 (pełna absorpcja), $15.1 - 0.511$ (pojedyncza ucieczka) oraz $15.1 - 1.022$ MeV (podwójna ucieczka), które ze względu na rozdzielczość energetyczną BaF_2 uległy zsumowaniu.



Rysunek 2.6: Widmo sygnałów pulsera zebrane dla jednego z detektorów BaF_2 , użyte podczas kalibracji pomiaru czasu. Odstępy pomiędzy pulsami wynoszą 200 ns.

Tabela 2.1: Odległości od środka tarczy oraz kąty $\langle\Theta\rangle$, ϕ dla 8 liczników BaF₂ układu HECTOR.

nr BaF ₂	odległość [cm]	$\langle\Theta\rangle$ [°]	ϕ [°]
1	30	160.6	-28.65
2	30	137.3	28.65
3	30	124.6	28.65
4	30	150.2	-28.65
5	30	150.2	151.35
6	30	124.6	151.35
7	30	137.3	208.65
8	30	160.6	208.64

2.1.2 Detektory HELENA

W układzie pomiarowym zostało umieszczone 5 detektorów scyntylacyjnych BaF₂ pochodzących z układu HELENA [15] (Rygunek 2.3). Są mniejszej objętości ~ 77 cm³ niż BaF₂ z układu HECTOR, przez co charakteryzują się mniejszą wydajnością, lecz za to posiadają lepsze parametry czasowe, ponieważ światło wewnątrz kryształu przebywa krótszą drogą przed dotarciem do fotokatody.

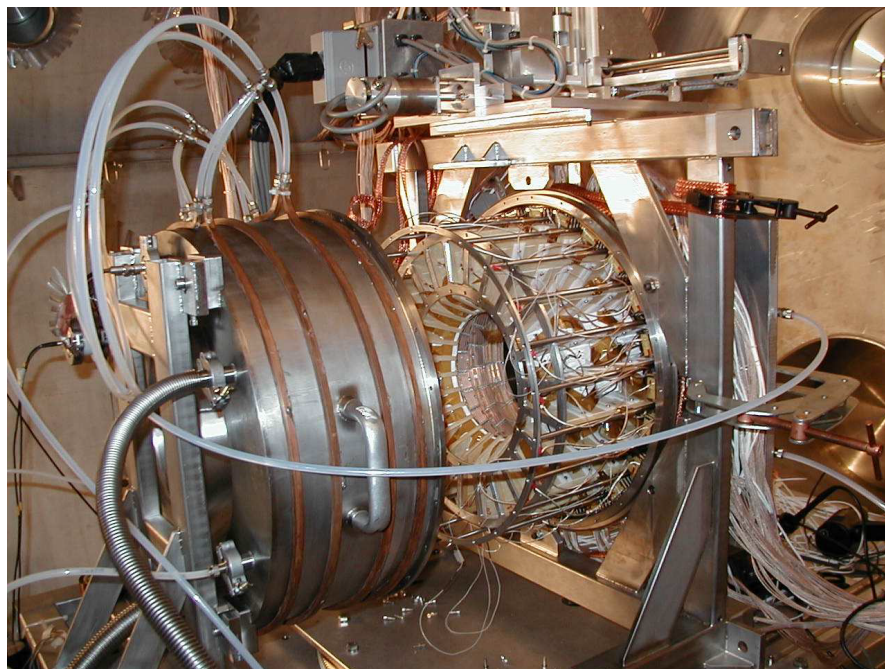
Niestety w trakcie eksperymentu okazało się, że fotopowielacze użyte w detektorach HELENA nie działały prawidłowo w środowisku próżni (sygnał uzyskano jedynie z 2 na 5 detektorów), stąd też nie uwzględniono ich w trakcie analizy danych eksperymentalnych.

2.2 Detektory GARFIELD

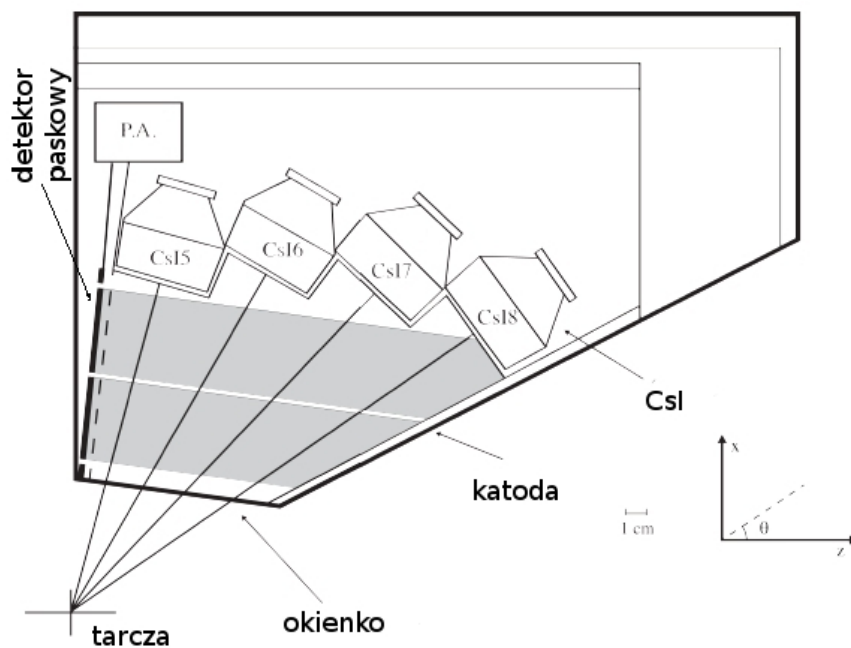
GARFIELD (*General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles In Dissipative collision*) jest zespołem detektorów przeznaczonym do identyfikacji cząstek naładowanych powstających w reakcjach przy energiach 5–20 MeV/A. Głównym elementem układu GARFIELD są dwie cylindryczne komory dryfowe (C1 i C2 – Rysunek 2.7), służące do pomiaru lekkich cząstek naładowanych. W trakcie przeprowadzanych eksperymentów zainstalowana była komora C2 układu (w kierunku do przodu dla kątów $30^\circ < \Theta_{\text{LAB}} < 85^\circ$ i $0^\circ < \phi_{\text{LAB}} < 70^\circ$ oraz $110^\circ < \phi_{\text{LAB}} < 360^\circ$), natomiast zamiast komory C1 wstawiono detektory HECTOR.

Komora dryfowa C2 składała się z 21 segmentów w skład których wchodziły po 4 scyntylatory CsI(Tl) o kształtach pokazanych na Rysunku 2.9 (zakres pokrywanych kątów Θ zamieszczono w Tabeli 2.2) i detektor paskowy podzielony również na cztery sektory (Rysunek 2.8). Okno wejściowe do komory wykonano z folii Mylar o grubości 6 μm , a jej wnętrze wypełniał gaz CF₄ (50–200 mbar). Scyntylator CsI(Tl) służy do pomiaru całkowitej energii E , charakteryzuje się dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą ($\sim 3\%$ dla cząstek α o energii 5.5 MeV) i krótką drogą hamowania cząstek. Dzięki rozdzieleniu sygnału z CsI(Tl) na dwie składowe: wolną i szybką, a następnie analizie kształtu sygnału (PSA – *pulse shape analysis*) możliwa była identyfikacja cząstek naładowanych (przykład na Rysunku 2.10).

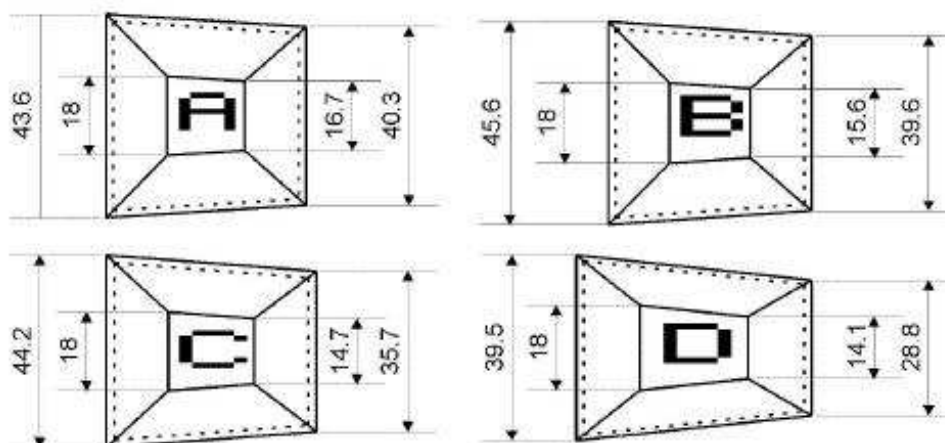
W komorze dryfowej umieszczono gazowe detektory paskowe, które służyły do pomiaru straty energii (ΔE) i energii (E) cząstek naładowanych oraz do wyznaczenia



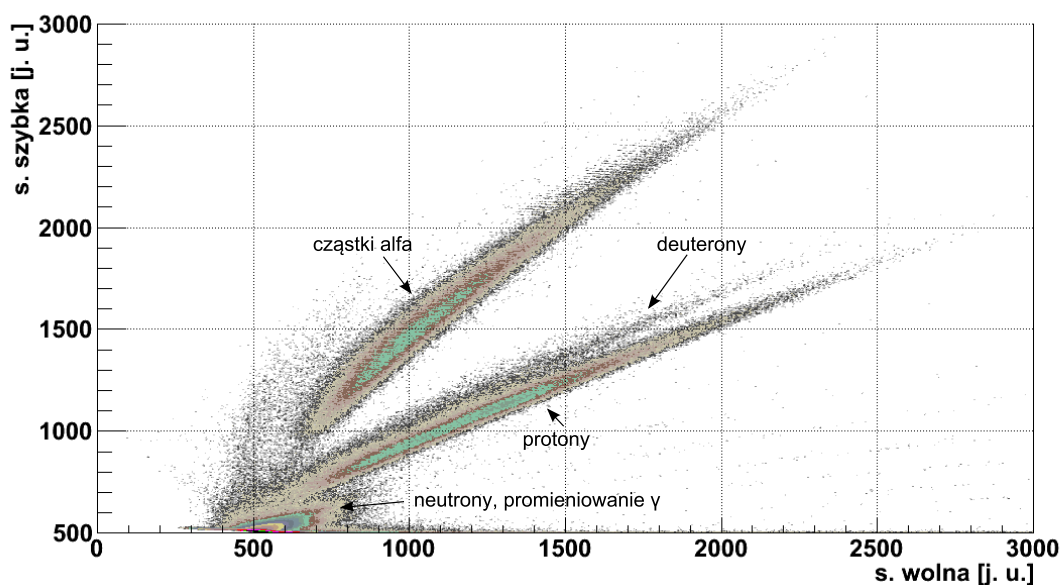
Rysunek 2.7: Widok komory C2 układu GARFIELD obejmującej kąty Θ od 29.5° do 82.5° . Zdjęcie pochodzi z pracy [50].



Rysunek 2.8: Pojedynczy segment układu GARFIELD z czterema kryształami CsI(Tl), długość kryształów wynosiła ~ 3 cm.



Rysunek 2.9: Wymiary i kształty kryształów CsI(Tl) używanych w układzie GARFIELD.



Rysunek 2.10: Składowa szybka względem składowej wolnej sygnału dla jednego z scyntylatorów CsI(Tl), obrazująca możliwość dobrej separacji pomiędzy protonami, cząstkami alfa oraz promieniowaniem γ i neutronami. Dane dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ przy energii wiązki 300 MeV.

Tabela 2.2: Kąty $\langle\Theta\rangle$, Θ_{\min} i Θ_{\max} dla sektorów CsI zespołu detektorów GARFIELD.

nr sektora	$\langle\Theta\rangle$ [°]	Θ_{\min} [°]	Θ_{\max} [°]
5	75.25	68.0	82.5
6	60.0	53.0	66.0
7	47.0	41.0	52.0
8	34.85	29.5	40.0

ich trajektorii. Niskie ciśnienie panujące w komorze pozwalało na dotarcie lekkich cząstek naładowanych do scyntylatora CsI(Tl), a okno wejściowe zapobiegało przed utratą szczelności, spowodowaną różnicą ciśnień. Detektory paskowe używane w komorze układu GARFIELD miały długość 10 cm i szerokość zmieniającą się od 1 do 4 cm przy brzegu segmentu.

Połączona informacja z CsI(Tl) oraz detektorów paskowych pozwalała poprawić rozdzielczość kątową względem segmentacji scyntylatora (z 15° do 7°).

Szczegółowy opis odczytu danych z cyfrowej elektroniki układu GARFIELD przedstawiono w pracach [52, 53, 54].

W celu kalibracji układu GARFIELD, w trakcie przeprowadzanych eksperymentów użyto reakcji zamieszczonych w Tabeli 2.3.

Tabela 2.3: Reakcje użyte do kalibracji detektorów układu GARFIELD.

reakcja	energia [MeV]	kąt Θ_{gr}^{LAB} [°]
${}^7\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$	47	55.4
${}^7\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$	56	42.3
${}^{11}\text{B}+{}^{197}\text{Au}$	45	–
${}^{12}\text{C}+{}^{197}\text{Au}$	95	53.0
${}^{48}\text{Ti}+{}^{197}\text{Au}$	300	65.6

Kalibracja detektorów paskowych Na początku procedury kalibracyjnej następuje połączenie informacji nisko- (LG) i wysoko wzmocnionego (HG) sygnału w całkowitą (FG). Zastosowanie ma liniowa zależność między LG i HG, otrzymywana dla obszaru w zakresie którego oba sygnały się nakładają.

$$FG = q + p \cdot HG \quad \text{gdy kanał HG} < 2500 \quad (2.2)$$

$$FG = LG \quad \text{gdy kanał HG} \geq 2500. \quad (2.3)$$

Powyżej 2500 kanału ADC elektroniki (HG) wykazywał znaczącą nieliniowość (>5%). Następnym krokiem była konwersja z numeru kanału na amplitudę napięcia, przy której używano informacji uzyskanych dla sygnałów pulsera. Do kalibracji zależności amplitudy napięcia względem straty energii przez daną cząstkę w objętości aktywnej CF_4 użyto reakcji kalibracyjnych (Tabela 2.3). Tak uzyskane parametry kalibracyjne kanał/depozyt energii obarczone są niepewnością wynoszącą około 5–6% mierzonej wartości.

Kalibracja detektorów CsI(Tl) Kalibracja energetyczna scyntylatorów CsI(Tl) zależy od ładunku a także (w mniejszym stopniu) masy deponujących energię cząstek naładowanych. Wydatek światła (LO - *Light Output*) dla tego kryształu jest opisywany poprzez formuły empiryczne opisane w pracach [55, 56]. W przypadku detektorów układu GARFIELD zastosowano zależność zbliżoną do wzoru Birksa [57], dla której wydatek światła wynosi:

$$LO = \gamma E + \beta(\exp(-\alpha E) - 1) \quad (2.4)$$

gdzie α , β oraz γ są parametrami zawierającymi zależność od Z.

Znając LO oraz ładunek Z możliwe jest uzyskanie informacji o zdeponowanej energii E . W tym celu, po uprzednim zidentyfikowaniu cząstek za pomocą macierzy składowej wolnej do szybkiej sygnali (Rysunek 2.10), użyto wzorów [56, 51]:

$$LO(E) = f(Z_{eff}) \cdot g(Z_{eff}) \cdot E^{h(Z_{eff})}, \quad (2.5)$$

gdzie Z_{eff} jest efektywnym ładunkiem wynoszącym $Z_{eff} = (AZ^2)^{1/3}$, natomiast funkcje f, g, h :

$$\begin{aligned} f(Z_{eff}) &= d_1 + d_2 e^{-d_3 Z_{eff}} \\ g(Z_{eff}) &= 1 + d_4 Z_{eff} \\ h(Z_{eff}) &= d_5 - d_6 e^{-d_7 Z_{eff}}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

gdzie siedem parametrów d_i jest uzyskanych poprzez dopasowanie do punktów kalibracyjnych otrzymanych w poprzednich eksperymentach.

2.3 Detektory typu “phoswich”

Detektory typu “phoswich” umieszczone były dla dwóch zakresów kątów Θ :

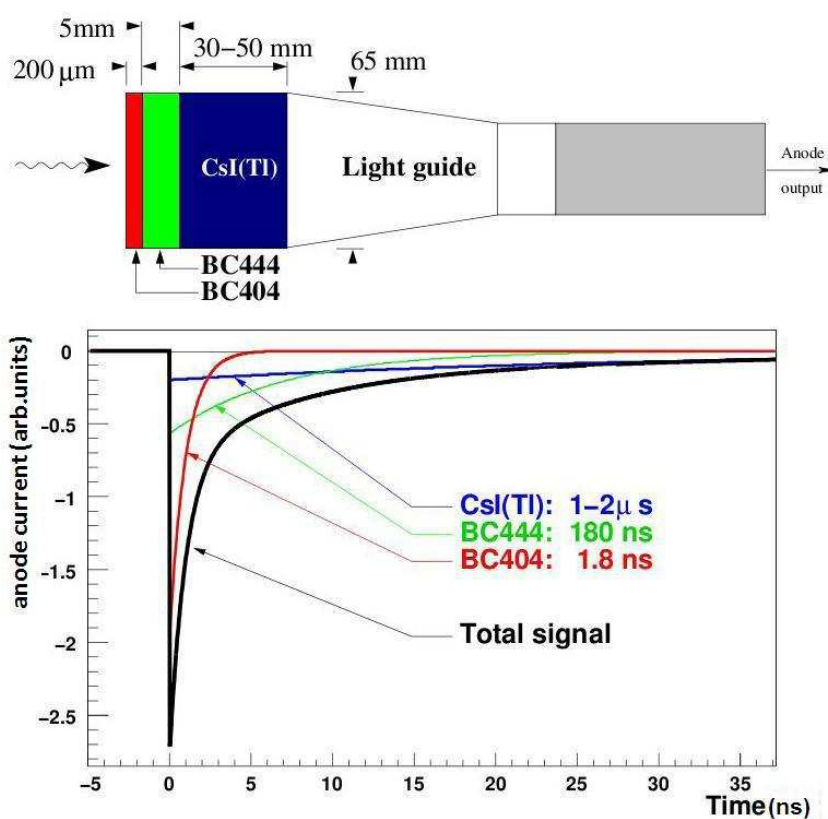
- od ~ 6 do 12° , w celu pomiarów rezyduów wyparowania umieszczono 32 detektory po 8 symetrycznie względem osi wiązki (Tabela 2.4);
- od ~ 13 do 20° , w celu pomiarów fragmentów rozszczepienia umieszczono 18 detektorów po 9 symetrycznie względem osi wiązki (Tabela 2.5).

Detektory “phoswich” składają się z trzech warstw scyntylatorów (BC404, BC444, CsI(Tl)), z których sygnał jest zbierany przez jeden fotopowielacz (Rysunek 2.11 panel górny). Światło emitowane w procesie scyntylacji w różnych warstwach ma różne stałe czasowe zaniku (Rysunek 2.11 panel dolny). Całkując sygnał w trzech odpowiednio dobranych zakresach czasu możliwa jest identyfikacja lekkich cząstek naładowanych, detekcja rezyduów wyparowania, fragmentów rozszczepienia i rozproszonej wiązki. Podczas analizy danych eksperymentalnych używano danych zebranych przy krótkiej bramce (gA), co w połączeniu z informacją o czasie przelotu umożliwiło zidentyfikowanie rezyduów wyparowania. Dane z bramki drugiej (gB) oraz (gC) zawierały informacje o energii traconej przez lekkie cząstki naładowane, jednak w trakcie analizy danych okazało się, że wybrany sposób cyfryzacji sygnału (po raz pierwszy użyto elektroniki cyfrowej do zbierania sygnałów z detektorów “phoswich”, zakres pracy przetwornika A/C okazał się być źle dobrany do amplitudy mierzonych sygnałów) uniemożliwił poprawne odtworzenie depozytu energii cząstek α oraz protonów.

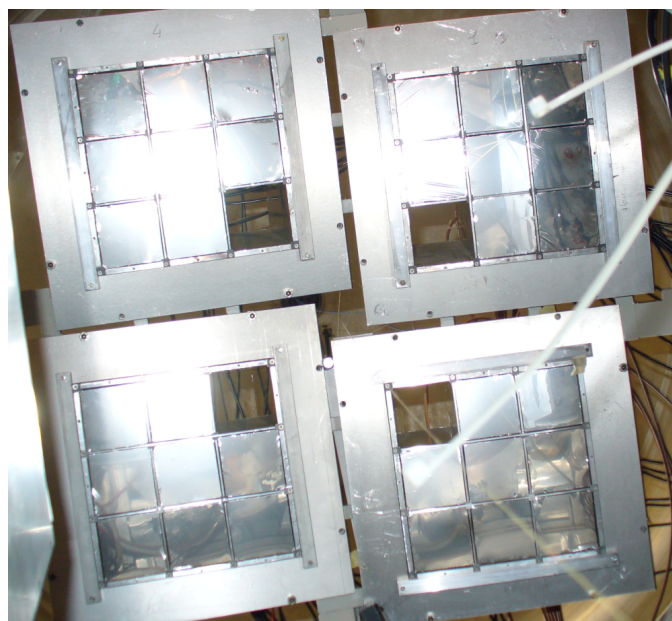
Kalibracja detektorów typu “phoswich” Czas przelotu jest określony wzorem:

$$TOF = (t_{CFD} - RF) - t_{ref} + t_0, \quad (2.7)$$

gdzie t_{CFD} jest czasem wzrostu sygnału uzyskanym z dyskryminatora stałofrakcyjnego (CFD), RF jest różnicą między częstością radiową synchronizowaną z akceleratorem i układem wyzwiania, t_{ref} jest czasem referencyjnym dodawanym w celu synchronizacji wszystkich detektorów, t_0 jest przesunięciem dodawanym w celu ustawienia zera czasu przelotu. By uzyskać t_0 wykorzystano reakcje elastycznego rozpraszania wiązki na tarczy.



Rysunek 2.11: Schemat budowy detektora “phoswich” składającego się z trzech rodzajów scyntylatora. Na dolnym panelu przedstawiono czas wyświecania dla użytych materiałów, w którym różnice umożliwiają rozróżnienie pomiędzy depozytami energii w różnych warstwach. Rysunek pochodzi z pracy [54].



Rysunek 2.12: 32 detektory typu “phoswich” ustawione wkoło osi wiązki, służące do detekcji rezyduów wyparowania – po 8 detektorów na każdy segment.

Tabela 2.4: Odległości od środka tarczy oraz kąty $\langle\Theta\rangle$, $\langle\phi\rangle$ dla detektorów “phoswich” – 32 detektory służące detekcji rezyduów wyparowania.

nr seg.	nr det.	odległość [mm]	$\langle\Theta\rangle$ [°]	$\langle\phi\rangle$ [°]
1	2	1602	6.5	37.4
1	3	1602	7.0	67.2
1	4	1602	8.5	27.6
1	5	1602	8.3	51.6
1	6	1602	9.3	72.9
1	7	1602	9.9	40.1
1	8	1602	10.2	59.9
1	9	1602	11.7	49.5
2	2	1602	6.5	130.7
2	3	1606	7.0	160.7
2	4	1601	8.5	119.7
2	5	1600	8.3	143.5
2	6	1607	9.3	166.6
2	7	1599	9.9	132.1
2	8	1601	10.3	152.2
2	9	1602	11.7	140.8
3	2	1602	6.5	-142.6
3	3	1606	7.0	-112.8
3	4	1601	8.5	-152.4
3	5	1600	8.3	-128.4
3	6	1614	9.3	-107.0
3	7	1599	9.9	-139.9
3	8	1601	10.3	-120.0
3	9	1602	11.8	-130.2
4	2	1607	6.4	-49.0
4	3	1606	7.1	-20.9
4	4	1601	8.4	-59.9
4	5	1600	8.3	-36.5
4	6	1607	9.3	-15.1
4	7	1599	9.9	-47.9
4	8	1601	10.3	-28.2
4	9	1607	11.7	-39.2

Tabela 2.5: Odległości od środka tarczy oraz kąty $\langle\Theta\rangle$, $\langle\phi\rangle$ dla detektorów “phoswich” – 18 detektorów służących detekcji fragmentów rozszczepienia.

nr seg.	nr det.	odległość [mm]	$\langle\Theta\rangle$ [°]	$\langle\phi\rangle$ [°]
5	1	787	14.7	68.0
5	2	788	13.4	87.5
5	3	787	14.3	107.6
5	4	792	19.2	73.2
5	5	794	18.4	88.2
5	6	792	18.8	103.4
5	7	793	19.9	45.0
5	8	795	16.4	55.9
5	9	805	23.8	76.7
6	1	786	14.7	-68.0
6	2	784	13.4	-87.5
6	3	788	14.3	-107.6
6	4	794	19.1	-73.2
6	5	791	18.4	-88.2
6	6	796	18.7	-103.4
6	7	791	20.0	-45.0
6	8	792	16.5	-55.9

Eksperyment i analiza wyników

Podstawą opisanych w pracy badań są dane zebrane podczas cyklu eksperymentów przeprowadzonych w laboratorium LNL INFN Legnaro we Włoszech.

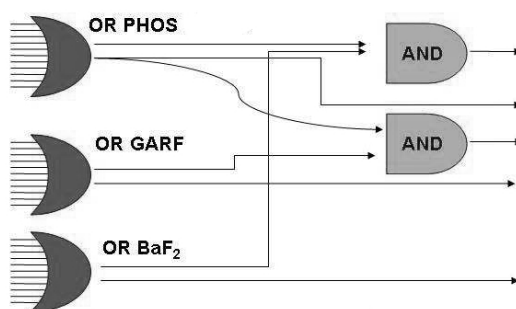
3.1 Opis przeprowadzonego eksperymentu

Celem przeprowadzonych eksperymentów było zbadanie rozpadu jądra złożonego ^{88}Mo powstałego w wyniku reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ dla trzech energii wiązki: 300, 450 oraz 600 MeV (Tabela 3.1). Tarcza ^{40}Ca o grubości $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($3.25 \mu\text{m}$) pokryta była obustronnie cienką warstwą węgla ($10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) w celu poprawy odprowadzania energii cieplnej. Strata energii wiązki w tarczy wynosiła od 8.4 MeV (dla 300 MeV) do 6 MeV (600 MeV). Energie wzbudzenia jąder złożonych, dla energii wiązki liczonej w połowie tarczy, mieściły się w przedziale od 123.8 do 260.7 MeV, co odpowiada temperaturze jądra złożonego od około 3 do 4.5 MeV (oszacowania na podstawie obliczeń programu GEMINI++). Przekrój czynny na fuzję, obliczony przy użyciu modelu Basa [58, 59], wynosił od 1.32 poprzez 1.01 do 0.76 barna dla energii odpowiednio 300, 450 i 600 MeV. Maksymalny przekazany w reakcji kręt wynosił $76\hbar$, a dla wyższych energii $88\hbar$, czyli powyżej krętu krytycznego na rozszczepienie określanego przez systematykę Sierka dla jądra ^{88}Mo na $\sim 64\hbar$. Dlatego też znaczący udział w procesie rozpadu miało rozszczepienie. Wykonane za pomocą programu GEMINI++ oszacowania przekroju czynnego na rezyduum wyparowania w stosunku do przekroju czynnego na fuzję zamieszczono w Tabeli 3.1. Rezydua wyparowania były rejestrowane i odróżniane od fragmentów rozszczepienia przy pomocy zestawu detektorów typu “phoswich”. Układ detektorów GARFIELD służył do pomiarów energii lekkich cząstek naładowanych dla zakresu kątów $\Theta=29^\circ$ do $\Theta=82^\circ$ oraz 2π dla kąta ϕ . Pomiar polegał na zbieraniu informacji $\Delta E - E$ w gazowych detektorach mikropaskowych i scyntylatorze CsI(Tl). Natomiast 8 dużych ($\phi=14.5$ cm, $L=17.5$ cm) kryształów BaF_2 składających się na zespół detektorów HECTOR dokonywało pomiarów wysokoenergetycznego promieniowania γ . Do układu dołączono również 5 małych ($\phi=5.06$ cm, $L=7.62$ cm) detektorów BaF_2 z filtru krotności HELENA, które miały służyć do oszacowania krętu rozpadającego się jądra. Fotopowielacze użyte w detektorach HELENA nie pracowały poprawnie w próżni, przez co nie uwzględniono ich przy analizie danych pomiarowych.

Układ wyzwalał następujące warunki logiczne (schematycznie przedstawione także na Rysunku 3.1):

Tabela 3.1: Parametry reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$.

E_{LAB} [MeV]	E_{LAB} [MeV] pocisku w połowie tarczy	v_{CN}/c [%]	CN E_x [MeV]	T_{CN} [MeV]
300	295.8	6.27	123.8	3
450	446.5	7.71	192.3	3.8
600	597.0	8.91	260.7	4.5
E_{LAB} [MeV]	σ_{fus} [barn]	σ_{ER} [barn]	$\frac{\sigma_{\text{ER}}}{\sigma_{\text{fus}}}$ [%]	l_{max} [\hbar]
300	1.32	0.53	40	74
450	1.01	0.29	29	85
600	0.76	0.15	20	85



Rysunek 3.1: Schemat logiczny działania układu wyzwalania.

1. OR GARFIELD – co najmniej jeden detektor z układu GARFIELD zarejestrował sygnał,
2. OR HECTOR – jeden detektor z układu HECTOR zmierzył energię powyżej progu ustalonego na ~ 4.5 MeV,
3. OR “phoswich” fuzja – co najmniej jeden detektor z 32 ustawionych między kątem Θ 6 a 12 stopni (Tabela 2.4) zarejestrował sygnał,
4. (OR HECTOR) AND (OR “phoswich” - fuzja),
5. (OR GARFIELD) AND (OR “phoswich” - fuzja),
6. OR “phoswich” rozszczepienie – co najmniej jeden detektor z 18 ustawionych między kątem Θ 13 a 24 stopni (Tabela 2.5) zarejestrował sygnał.

Analizowane w pracy dane pochodzą z nieskalowanego warunku wyzwalania “(OR HECTOR) AND (OR “phoswich” - fuzja)”. Dane eksperymentalne były zapisywane dla każdego przypadku w postaci osobnej struktury programu ROOT. Proces analizy był rozłożony na dwa etapy. W pierwszym dane pomiarowe zostały skalibrowane i wybrano spośród nich “dobre” przypadki (tj. odpowiadające warunkom koincydencji HECTOR i detektory “phoswich”), z których utworzono drzewo programu ROOT (*TTree*). Drugim etapem analizy było sortowanie z nałożonymi warunkami logicznymi, bramkami dwuwymiarowymi lub bramkowaniem zakresem, które było wykonywane poprzez program napisany w języku C++. Ten sam program służył następnie do analizy danych

uzyskanych w obliczeniach *Monte Carlo* programu GEMINI++, które zapisywano w formie podobnym jak dane eksperymentalne.

3.2 Widma promieniowania gamma

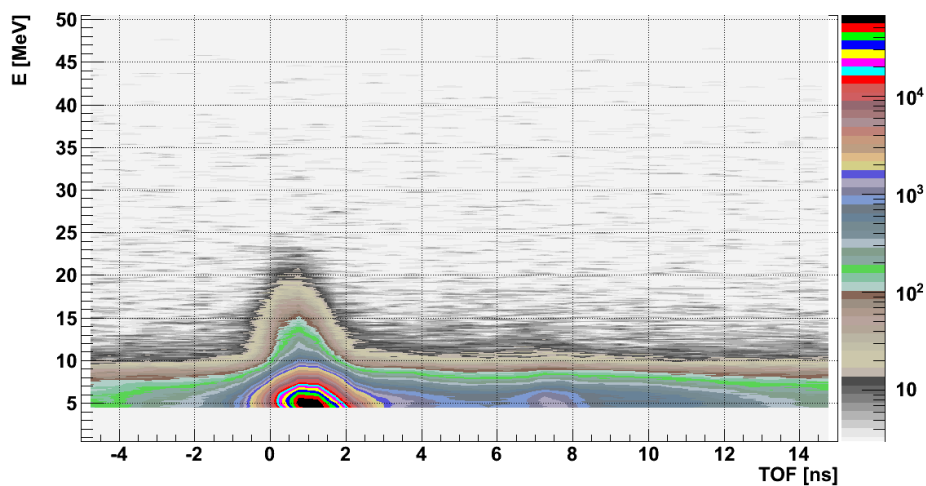
Macierz E_γ względem czasu przelotu (TOF), pokazana na Rysunku 3.2 dla energii wiązki 300, 450 i 600 MeV, obrazuje udział neutronów w widmie depozytu energii układu HECTOR. Neutrony o energiach kinetycznych rzędu 10 MeV pokonywały odległość tarcza–detektor (30 cm) w czasie 8–10 ns, natomiast promieniowanie γ w $t = 1$ ns. Biorąc do analizy przypadki, dla których czas przelotu był z przedziału -0.5 do 2 ns, odfiltrowuje się wpływ neutronów na widmo promieniowania gamma (Rysunek 3.3 przedstawia widma czasu dolotu dla trzech badanych reakcji). Różnica w kształcie widma czasu przelotu dla przypadku 450 MeV względem 300 i 600 MeV zostanie omówiona w podrozdziale 3.5. Rysunek 3.4 przedstawia widma promieniowania γ zmierzone przez układ HECTOR po nałożeniu bramki na TOF. Detektory promieniowania zostały skalibrowane zgodnie z opisem zamieszczonym w podrozdziale 2.1.1, a następnie dokonano przeliczenia zmierzonej energii promieniowania γ z układu laboratoryjnego (LAB) do układu środka masy (CM), używając wzoru 2.1. Przyjęto prędkość jądra równą v_{CN} (Tabela 3.1) i kąt emisji Θ równy kątowi między środkiem detektora (Tabela 2.1) a osią z .

Dla każdej z trzech energii wiązki można wyróżnić w widmie energetycznym promieniowania γ następujące obszary (Rysunek 3.4):

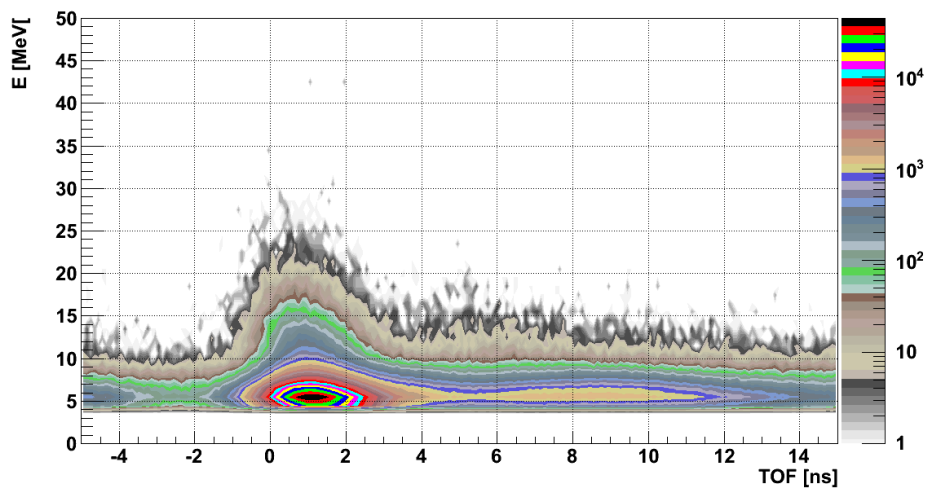
- 0 – 5 MeV - eksponencjalny wzrost liczby zliczeń spowodowany progami rejestracji układu wyzwalań (~ 4.5 MeV),
- 5 – 10 MeV - statystyczne promieniowanie γ , emitowane głównie poprzez jądro, którego energia wzbudzenia jest niższa od energii wiązania neutronu,
- 10 – 30 MeV - zakres w którym dominują rozpady γ GDR, mające miejsce w pierwszych krokach rozpadu jądra złożonego,
- 30 – 40 MeV - dominacja promieniowania hamowania jądrowego powstałego poprzez indywidualne oddziaływanie nukleonów wiązki z nukleonami tarczy [61] oraz promieniowanie kosmiczne.

Widma z Rysunku 3.4 zawierają depozyty energii pochodzące nie tylko od promieniowania gamma emitowanego w trakcie wyparowania, lecz także fuzji-rozszczepienia, nieelastycznego rozpraszania, jądrowego promieniowania hamowania oraz możliwych przypadkowych koincydencji z promieniowaniem kosmicznym (detektory promieniowania gamma nie były osłonięte przed wpływem promieniowania kosmicznego).

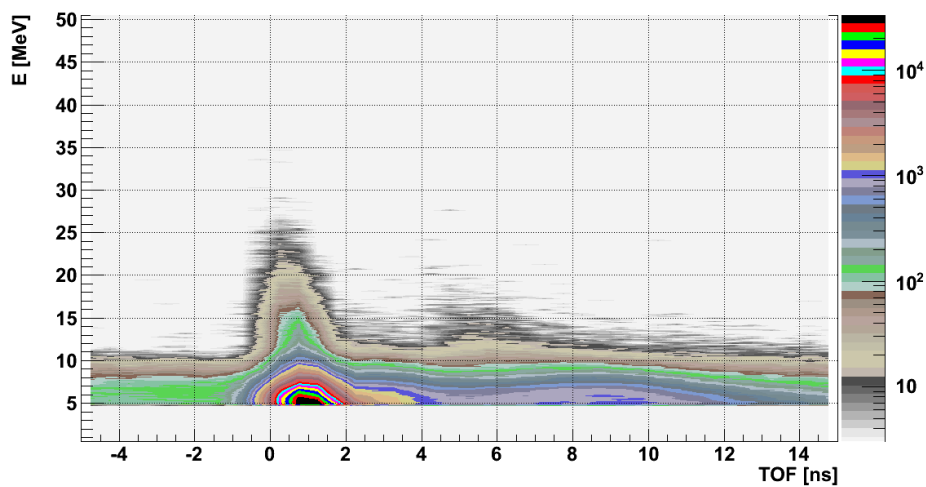
W celu otrzymania widm γ pochodzących jedynie z fuzji-wyparowania wykorzystano informację z detektorów typu “phoswich” oraz układu GARFIELD. Możliwa była identyfikacja cząstek poprzez macierz gA (parametr proporcjonalny do depozytu energii ΔE w pierwszej warstwie detektora “phoswich” zaznaczonej na Rysunku 2.11) *versus* czas przelotu między tarczą a “phoswich-em” (Rysunek 3.5). Na Rysunku 3.5a pokazano macierz uzyskaną dla danych odpowiadających energii wiązki 300 MeV. Widoczna jest bardzo dobra separacja protonów, cząstek alfa, rezyduów oraz jąder rozproszonych



(a) Energia wiązki 300 MeV.

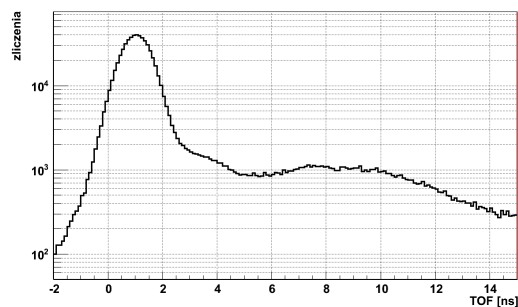


(b) Energia wiązki 450 MeV.

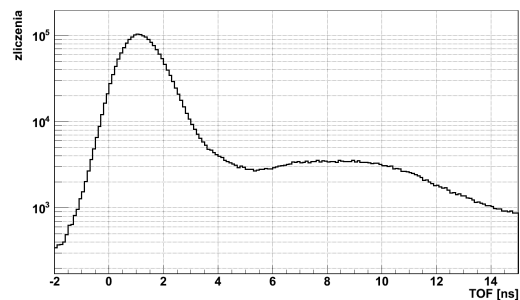


(c) Energia wiązki 600 MeV.

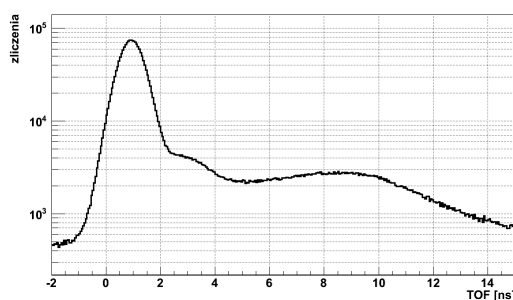
Rysunek 3.2: Energia promieniowania gamma względem czasu przelotu (TOF) między tarczą a detektorem HECTOR. Zmierzone dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$.



(a) Energia wiązki 300 MeV.

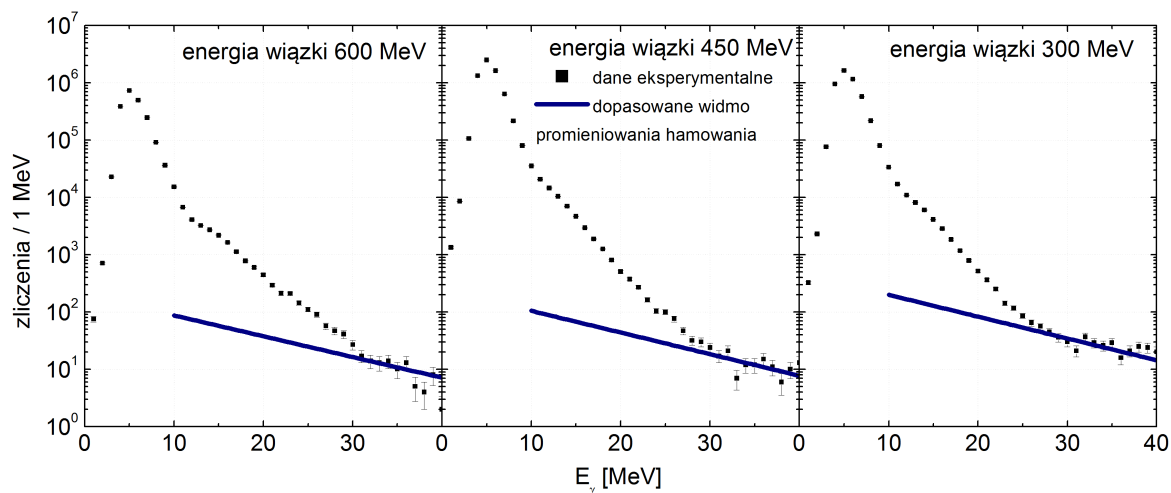


(b) Energia wiązki 450 MeV.

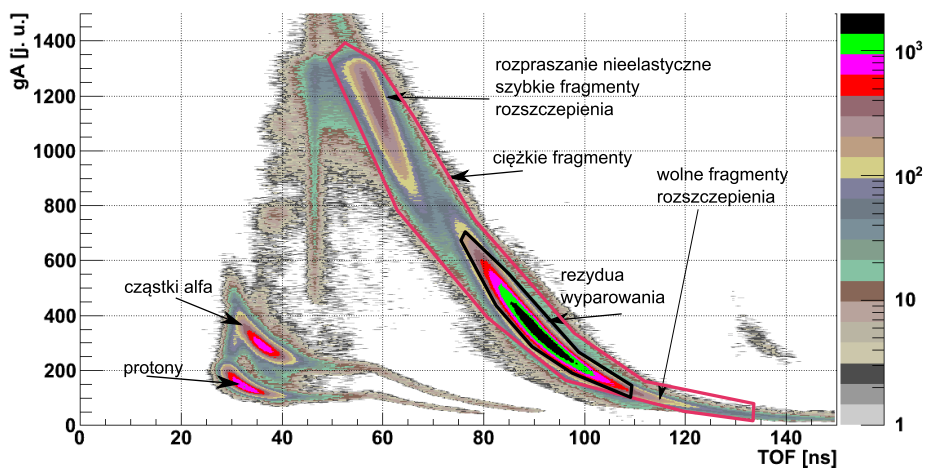


(c) Energia wiązki 600 MeV.

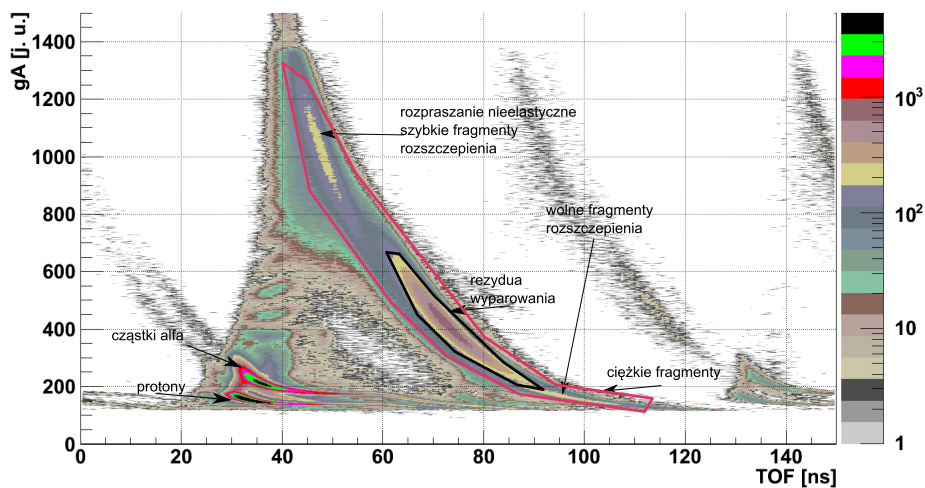
Rysunek 3.3: Widmo czasu przelotu między tarczą a detektorami układu HECTOR. Zmierzone dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$.



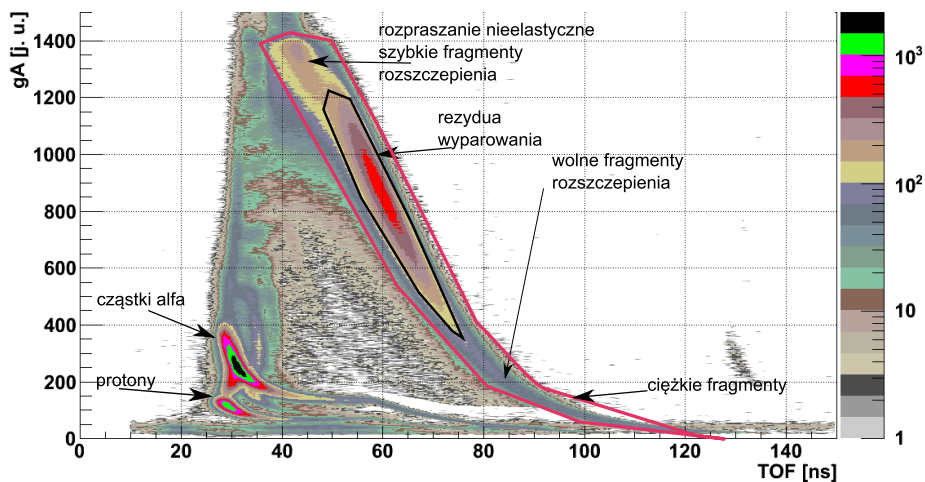
Rysunek 3.4: Widmo promieniowania gamma dla 300, 450 i 600 MeV przy bramkowaniu na TOF w zakresie $-0.5 - 2$ ns (punkty), linia niebieska – widmo promieniowania hamowania (z możliwym udziałem promieniowania kosmicznego) dopasowane do zakresu $E_\gamma \geq 30$ MeV.



(a) Energia wiązki 300 MeV.



(b) Energia wiązki 450 MeV.



(c) Energia wiązki 600 MeV.

Rysunek 3.5: Macierz zależności między czasem przelotu, a depozytem energii w pierwszej warstwie “phoswicha” (gA), dla energii wiązki 300, 450 oraz 600 MeV.

elastycznie. Praktycznie brak jest zarejestrowanych lekkich cząstek o $Z > 2$. Natomiast dla przypadku 600 MeV (Rys. 3.5c) separacja między protonami i cząstkami alfa nadal jest łatwa, jednak obszar rezyduów oraz jąder rozproszonych nieelastycznie nie jest dobrze rozdzielony. Widoczny jest także znaczący wzrost liczebności tła pochodzącego od cząstek o $Z > 2$. Wykonano także macierze prezentujące energię promieniowania gamma (mierzoną poprzez detektory HECTOR) względem czasu przelotu cząstek o dużej masie (rezydua, fragmenty rozszczepienia, rozproszone elastycznie jądra). Widoczna jest (Rysunek 3.6a) dobra separacja między promieniowaniem skorelowanym z rezyduami wyparowania (70–110 ns), a rozpraszaniem nieelastycznym oraz prędkimi fragmentami rozszczepienia (40–70 ns). Natomiast dla wyższej energii wiązki (Rysunek 3.6b) rezydua wyparowania zawierają się w przedziale 60–90 ns, dla najwyższej energii wiązki (Rysunek 3.6c) rezydua zawierają się w przedziale 50–70 ns.

Dla używanych w eksperymencie energii wiązki znaczący udział mają reakcje fuzja-rozszczepienie (Tabela 3.1), stąd też konieczne było sprawdzenie czy zarejestrowany przypadek odpowiada rozszczepieniu (symetrycznemu lub asymetrycznemu) czy też był to rozpad poprzez wyparowanie. W tym celu przeprowadzono analizę polegającą na sprawdzeniu wszystkich detektorów “phoswich” oraz detektorów układu GARFIELD i zaklasyfikowaniu przypadków według poniższego schematu:

- **wyparowanie** w przypadku gdy detektory “phoswich” wykryły jedno jądro w zakresie gA-TOF (strata energii - czas przelotu Rysunek 3.5) przyporządkowanym rezyduom, przy jednoczesnym braku detekcji w układzie GARFIELD oraz wszystkich detektorach “phoswich” cząstek naładowanych o $Z > 2$;
- **rozszczenie** gdy detektory “phoswich” wykryły dwa jądra w zakresie gA-TOF przyporządkowanym ciężkim fragmentom.

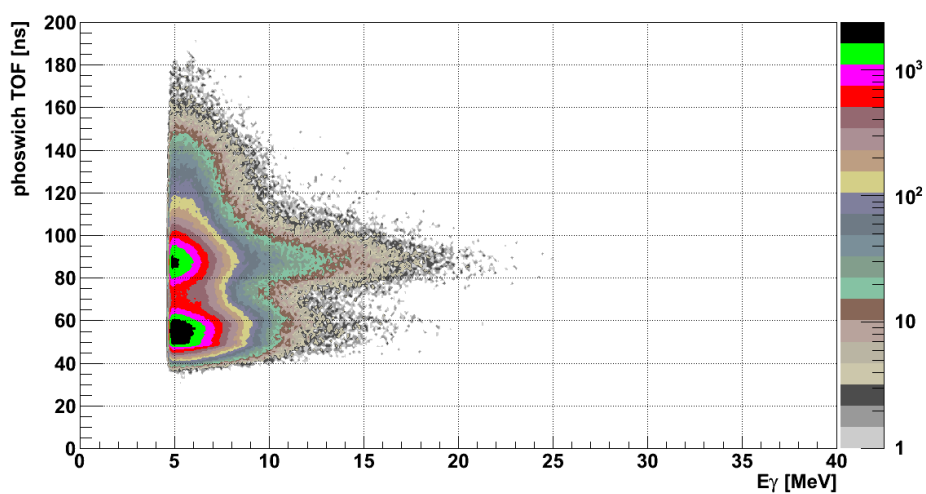
Widma TOF uzyskane dla opisanych powyżej przypadków zostaną przedstawione w podrozdziale 3.3.

Widma promieniowania γ widoczne na Rysunku 3.7 uzyskano przy bramkach na TOF detektorów HECTOR i jednoczesnej selekcji w “phoswich-ach” oraz układzie GARFIELD przypadku fuzji-wyparowania. Należy zwrócić uwagę, że poprzez nałożenie warunku koincydencji z rezyduum wyeliminowano wpływ promieniowania hamowania jądrowego oraz kosmicznego. Wpływ promieniowania hamowania był ograniczony także poprzez ustawienie detektorów pod kątami Θ z przedziału 124–160° (do tyłu względem kierunku wiązki) [62].

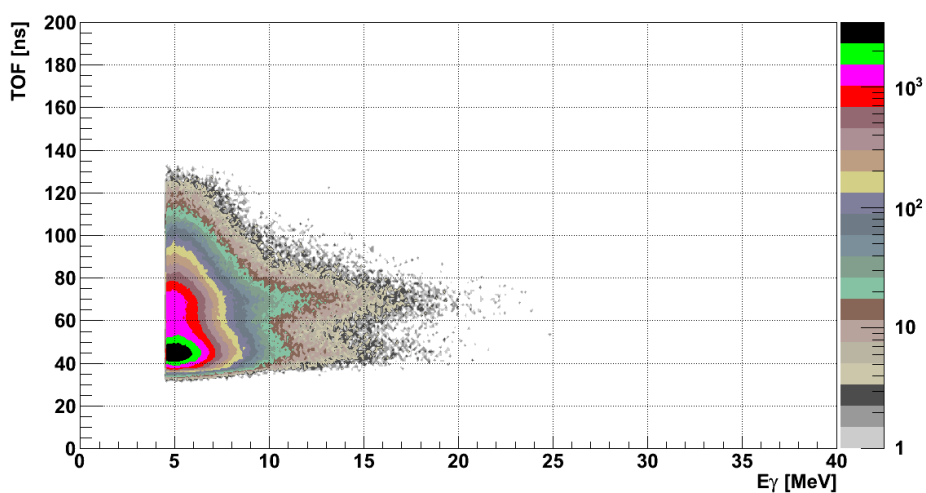
3.3 Odjęcie wpływu rozszczepienia

Część przypadków rozszczepienia nie była poprawnie wykryta, ponieważ ze względu na zakres pokrywanych przez detektory kątów dwa ciężkie fragmenty powstałe po rozszczepieniu mogły nie zostać zarejestrowane. Szczegółowa analiza czasu przelotu z użyciem porównania do wyników programu GEMINI++ miała na celu oszacowanie liczby takich niewykrytych rozszczepień, a następnie, po uzyskaniu widma promieniowania gamma w koincydencji z rozszczepieniem, odjęcie go jako tła od widm przedstawionych na Rysunku 3.7.

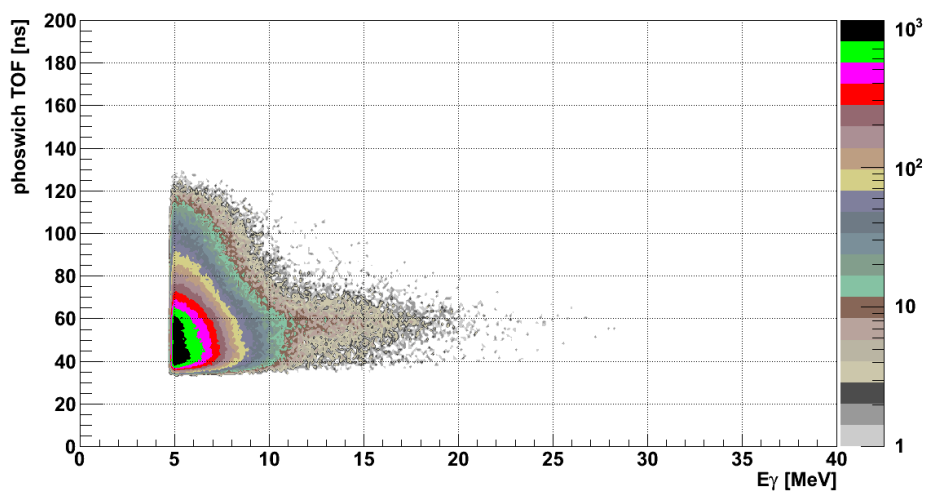
Pierwszym krokiem przy selekcji fragmentów rozszczepienia, według schematu opisanego w pracy [60], było wyznaczenie kąta Θ między wektorami prędkości dwóch ciężkich



(a) Energia wiązki 300 MeV.

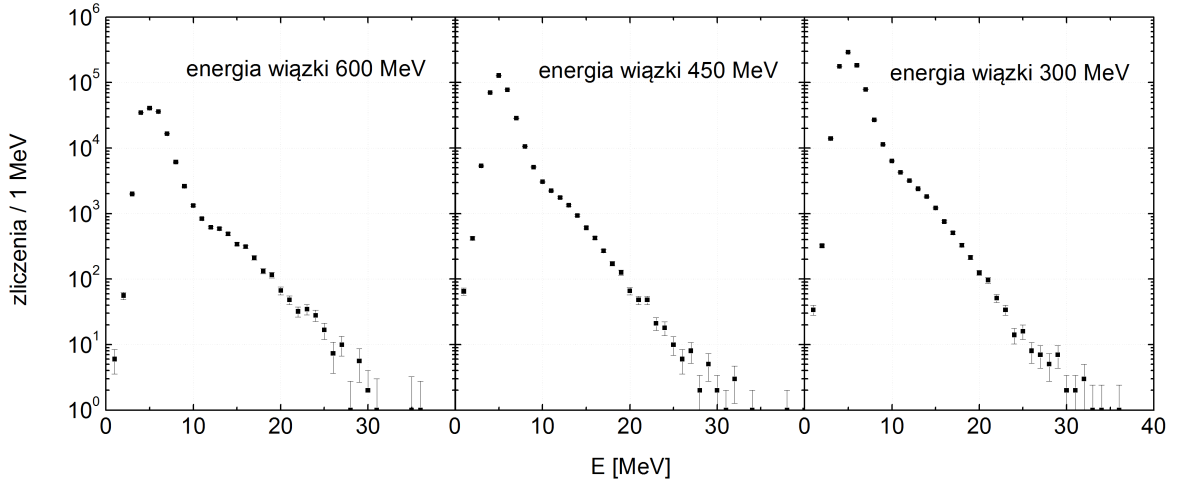


(b) Energia wiązki 450 MeV.



(c) Energia wiązki 600 MeV.

Rysunek 3.6: Macierz czasu przelotu między tarczą a detektorem phoswich *versus* E_γ mierzona przez detektory HECTOR, dla trzech energii wiązki.



Rysunek 3.7: Widmo promieniowania gamma dla 300, 450 i 600 MeV przy warunku na TOF ($-0.5-2$ ns) oraz warunku detekcji poprzez detektory “phoswich” rezyduum wyparowania.

fragmentów:

$$\Theta_{\text{rel}} = \arccos \frac{\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2}{\|\vec{v}_1\| \|\vec{v}_2\|}, \quad (3.1)$$

gdzie \vec{v}_1 i \vec{v}_2 są wektorami prędkości (w układzie CM) dwóch zarejestrowanych ciężkich fragmentów. W przypadku rozszczepienia na dwie równe masy otrzymany kąt Θ_{rel} powinien wynosić 180° . Uzyskane wyniki zaprezentowane na Rysunku 3.8 pokazują, że możliwa jest lepsza selekcja przypadków rozszczepień poprzez stawianie bramki na zakresie Θ_{rel} odpowiadającym kątom bliskim 180° .

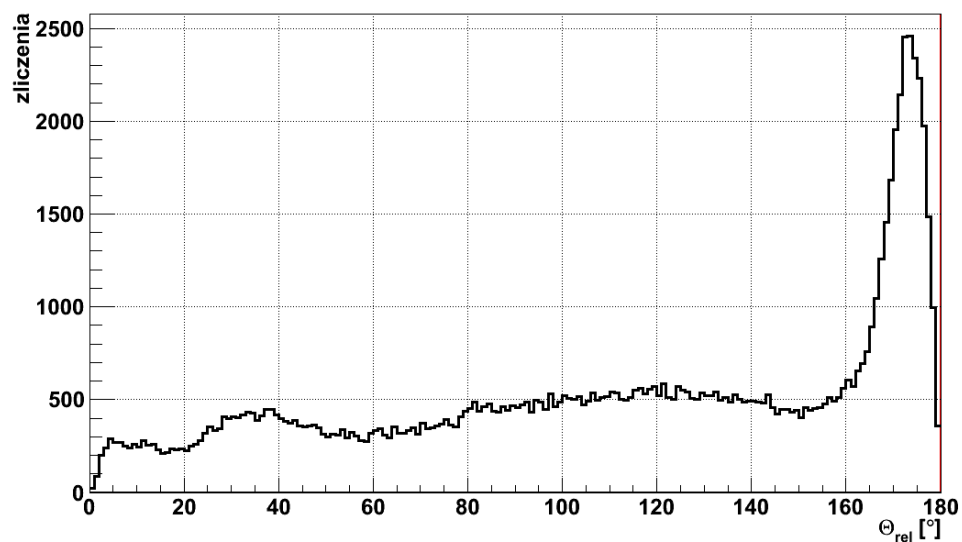
Wartość prędkości względnej v_{rel} wyznaczonej ze wzoru:

$$v_{\text{rel}} = \|\vec{v}_1 - \vec{v}_2\|. \quad (3.2)$$

pozwoiliła ustalić kolejny warunek bramkowania (po porównaniu z systematyką z pracy [63]) na $v_{\text{rel}} > 20$ mm/ns (Rysunek 3.9).

Różnica kątów ϕ_{rel} produktów rozszczepienia dla układu środka masy powinna mieć rozkład Gaussa z maksimum dla 180° . Na Rysunku 3.10 zaprezentowano wyniki ϕ_{rel} dla dwóch ciężkich fragmentów bez dodatkowych warunków bramkowania (linia czarna) jak i przy dodatkowym warunku na wartość v_{rel} oraz Θ_{rel} . Dodatkowe warunki selekcji pozwalają uzyskać oczekiwany rezultat symetrycznego rozkładu względem 180° , tym samym świadcząc o poprawnym doborze bramek.

Za pomocą programu GEMINI++ wykonano obliczenia mające na celu oszacowanie liczby przypadków, dla których układ pomiarowy rejestrował tylko jeden ciężki fragment, powstały w rozszczepieniu, w zakresie TOF odpowiadającym czasowi przelotu dla rezyduum wyparowania. Sprawdzenie poprawności wyników obliczeń prezentuje Rysunek 3.11 porównujący eksperymentalne czasy przelotu do otrzymanych w obliczeniach, przy uwzględnieniu geometrii układu pomiarowego, tj. rozmiarów oraz pokrycia kąтового przez każdy detektor. Znacząca rozbieżność dla niskich TOF wynika z braku rozpraszania nieelastycznego w kodzie obliczeniowym GEMINI++.

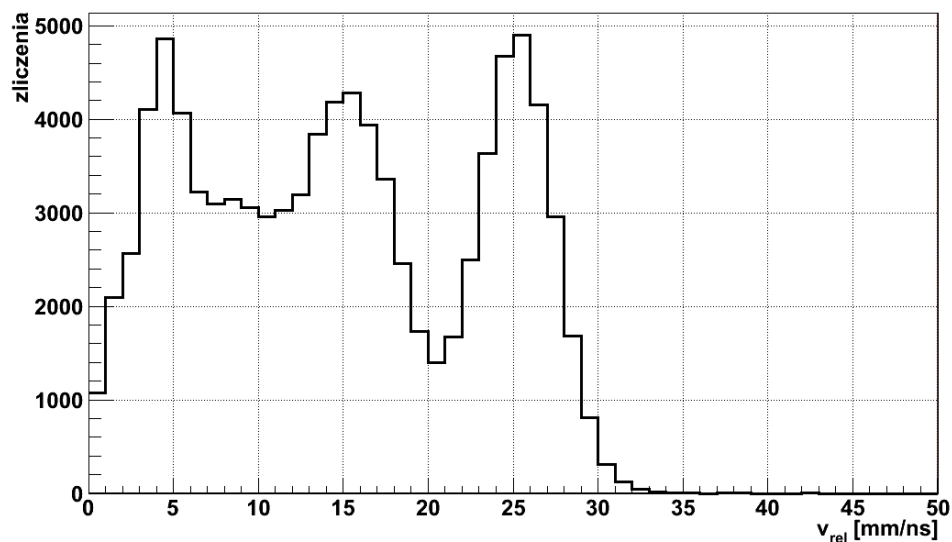


(a) Energia wiązki 300 MeV.

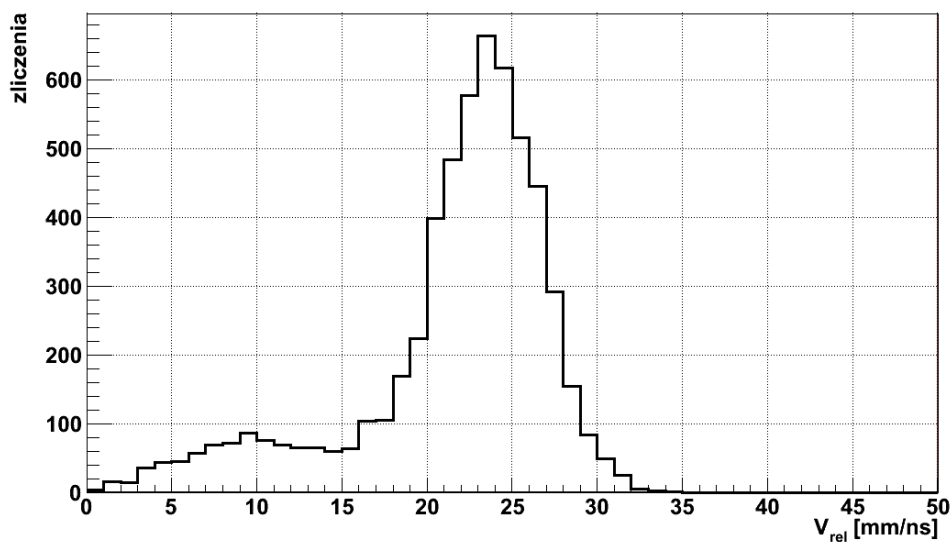


(b) Energia wiązki 600 MeV.

Rysunek 3.8: Kąt między wektorami prędkości (Θ_{rel}) dwóch ciężkich fragmentów w układzie CM.

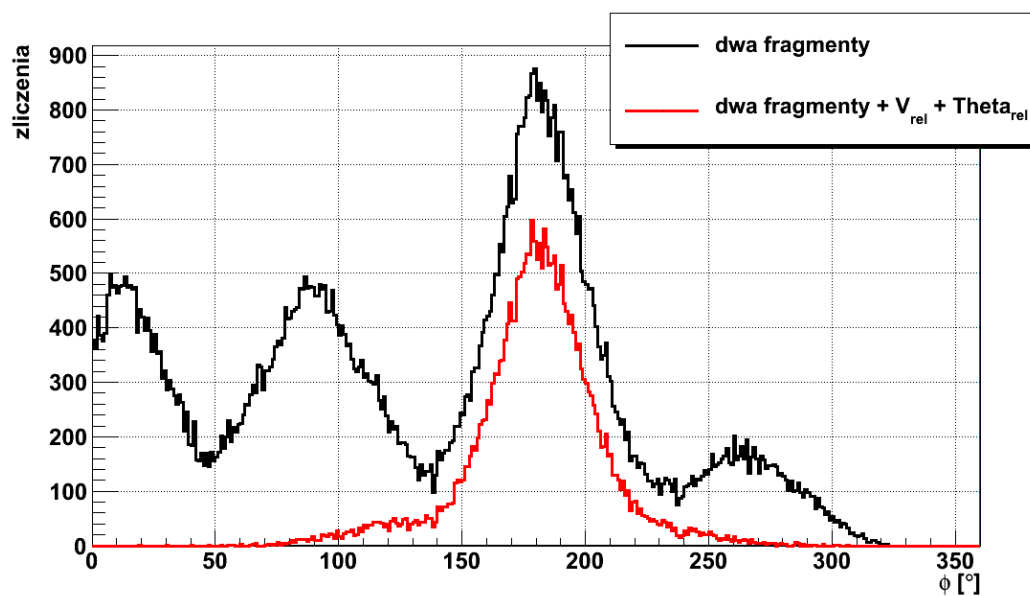


(a) Energia wiązki 300 MeV.

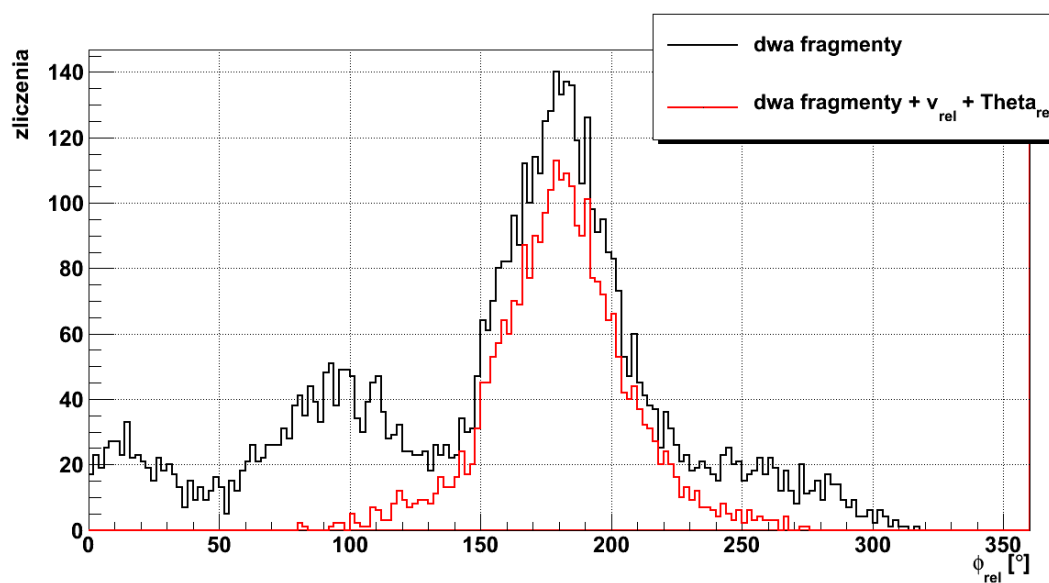


(b) Energia wiązki 600 MeV.

Rysunek 3.9: Prędkość względna (v_{rel}) dwóch ciężkich fragmentów, wyznaczona dla układu CM.

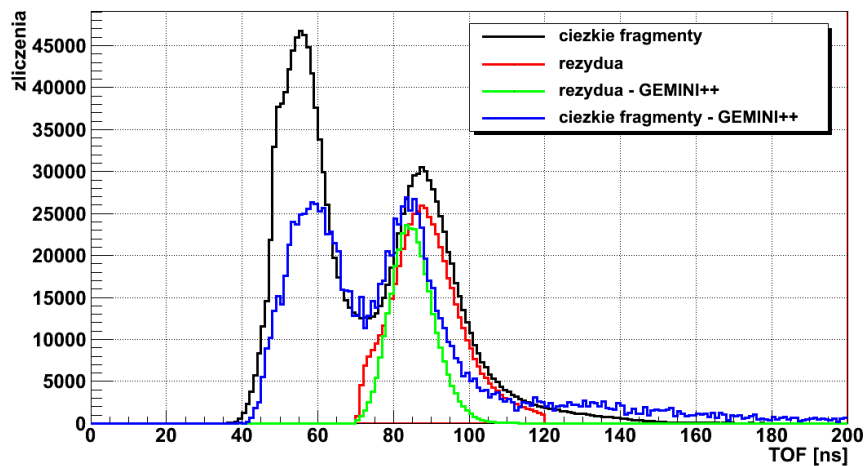


(a) Energia wiązki 300 MeV.

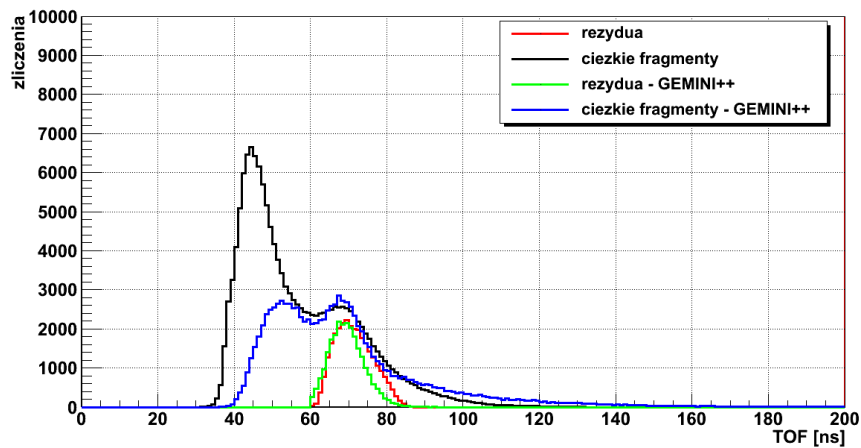


(b) Energia wiązki 600 MeV.

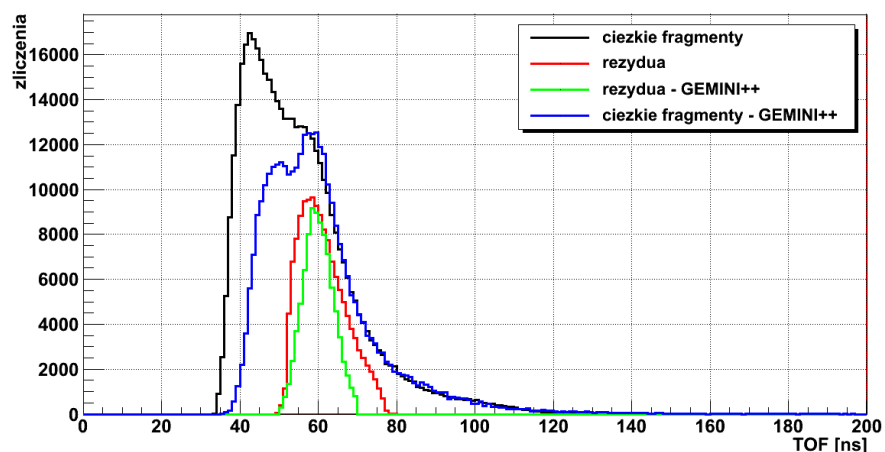
Rysunek 3.10: Różnica kątów ($\phi_1 - \phi_2 = \phi_{rel}$) dwóch ciężkich fragmentów, w układzie CM (linia czarna), oraz przy dodatkowym warunku na v_{rel} oraz Θ_{rel} (linia czerwona).



(a) Energia wiązki 300 MeV.

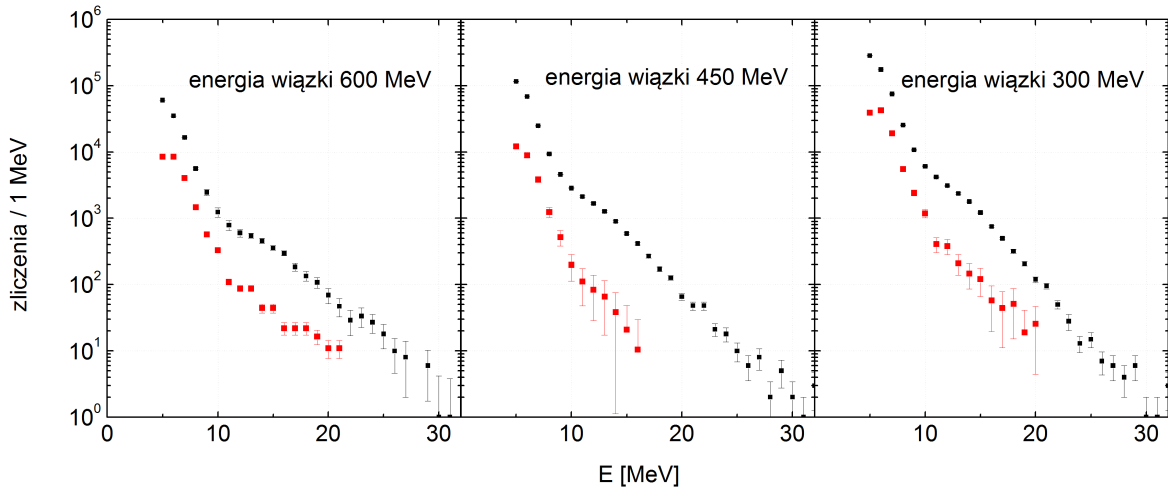


(b) Energia wiązki 450 MeV.



(c) Energia wiązki 600 MeV.

Rysunek 3.11: Porównanie między obliczonym za pomocą GEMINI++ a eksperymentalnym czasem przelotu do detektorów typu phoswich; kolor czarny - TOF dla ciężkich fragmentów, kolor czerwony - rezydua wyparowania, kolor niebieski - TOF dla ciężkich fragmentów wyznaczony w GEMINI++, kolor zielony - obliczony TOF dla rezyduów wyparowania.



Rysunek 3.12: Kolor czarny – widmo promieniowania gamma dla 300, 450 i 600 MeV przy warunku na TOF ($-0.5-2$ ns), warunku detekcji poprzez detektory “phoswich” rezyduum wyparowania oraz odjęciu wpływu promieniowania gamma powstałego w rozpadach z udziałem rozszczepienia. Kolor czerwony – widmo promieniowania gamma dla przypadków rozszczepienia symetrycznego.

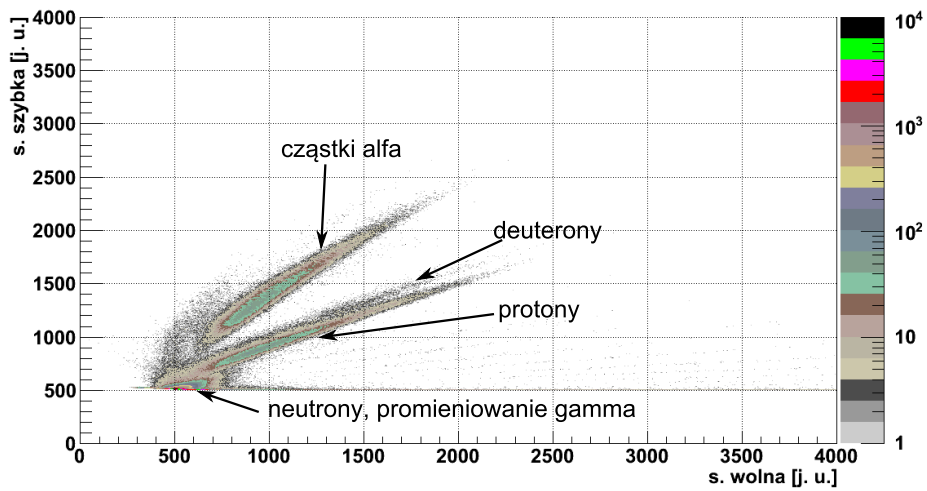
Na Rysunku 3.12 zamieszczono porównanie widm γ po odjęciu przypadków, dla których w rozpadzie jądra złożonego występowało rozszczepienie, które nie zostało zarejestrowane w pełni poprzez układ pomiarowy (zarejestrowany jeden ciężki fragment). Widma te powstały po odjęciu od uzyskanych w poprzednim kroku analizy (Rysunek 3.7) widm energetycznych γ wpływu przypadków rejestracji jednego ciężkiego fragmentu w obszarze czasu przelotu odpowiadającego rezyduum (Rysunek 3.12 - kolor czerwony). Liczba takich przypadków została wyznaczona poprzez obliczenia GEMINI++ ($\sim 10\%$ dla trzech energii wiązki), a odpowiadające im widmo promieniowania γ było uzyskane dla zarejestrowanego rozszczepienia symetrycznego.

3.4 Widma cząstek naładowanych

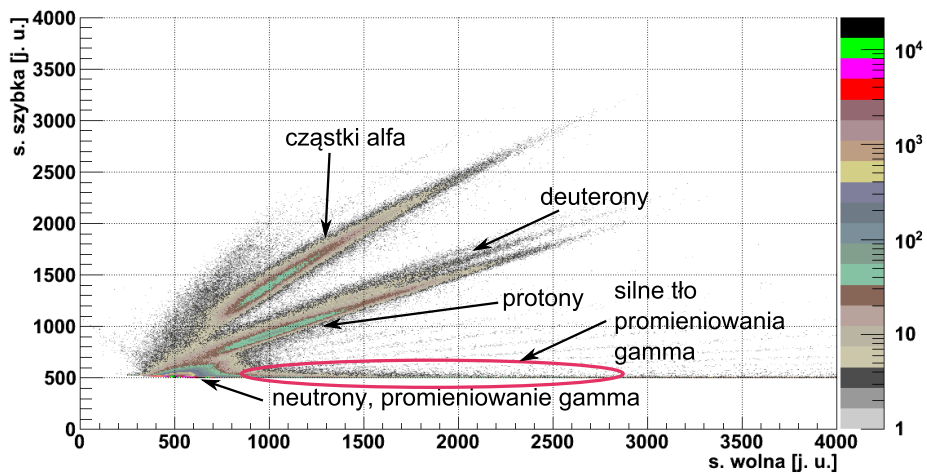
Informacja o energii cząstek naładowanych możliwa była do uzyskania z detektorów układu GARFIELD, po uprzednim wybraniu rodzaju cząstki za pomocą bramek stawianych na macierzach składowej szybkiej względem składowej wolnej sygnału scyntylatora CsI(Tl).

Widma energetyczne cząstek naładowanych po ich uprzedniej identyfikacji za pomocą bramek (Rysunek 3.13) zostały wykonane dzięki pomocy udzielonej przez grupę z INFN Firenze [51, 64]. Kalibracja energetyczna układu GARFIELD (opisana w podrozdziale 2.2) została wykonana każdorazowo dla 96 kryształów CsI(Tl). Następnie widma odpowiadające detektorom umieszczonym pod tymi samymi kątami Θ były sumowane. Ostatecznie otrzymano cztery widma energetyczne odpowiadające wartościom średnim $\langle \Theta \rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° (Tabela 2.2).

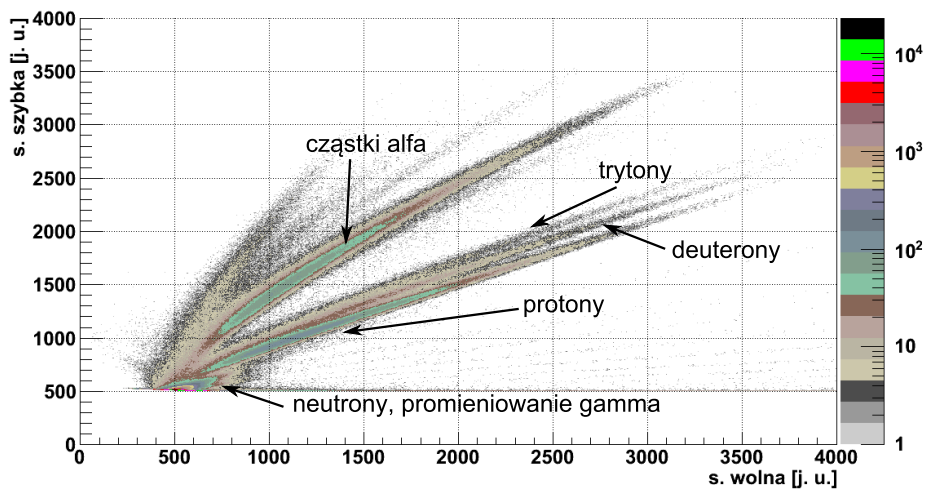
Widma prezentowane poniżej (Rysunek 3.14 oraz 3.15) zebrane były dla warunków bramkowania odpowiadających przypadkom fuzji-wyparowania. Po przeprowadzonym eksperymencie zauważono, że sektory 5 i 6 układu GARFIELD (odpowiadające kątom $\Theta 53-82.5^\circ$) były częściowo przesłaniane przez mechanizm zmiany tarczy, co skutko-



(a) Energia wiązki 300 MeV.

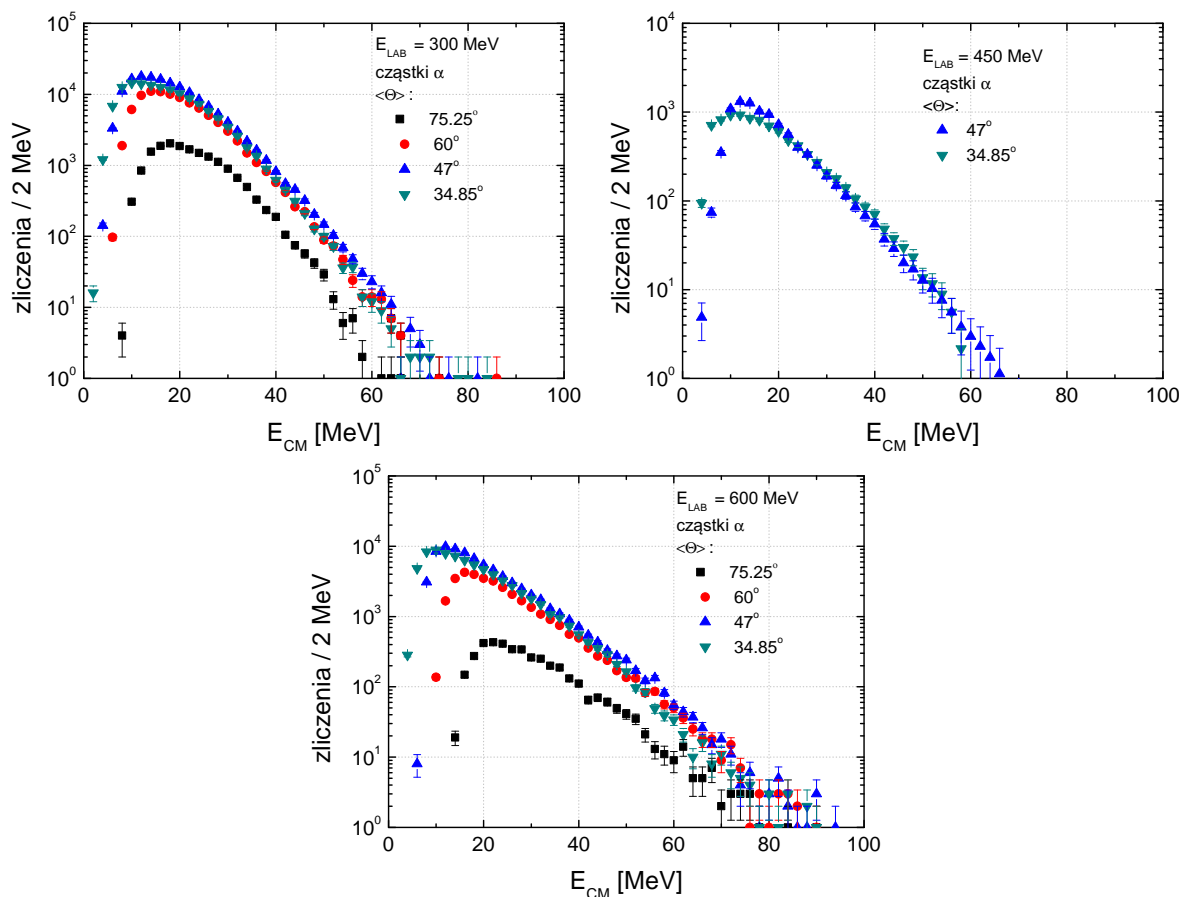


(b) Energia wiązki 450 MeV.



(c) Energia wiązki 600 MeV.

Rysunek 3.13: Macierze składowej szybkiej względem wolnej sygnału scyntylacyjnego, obrazujące selekcję cząstek naładowanych w detektorach CsI. Dane dla trzech energii wiązki dla jednego kryształu ustawionego pod kątem Θ 34.85°.



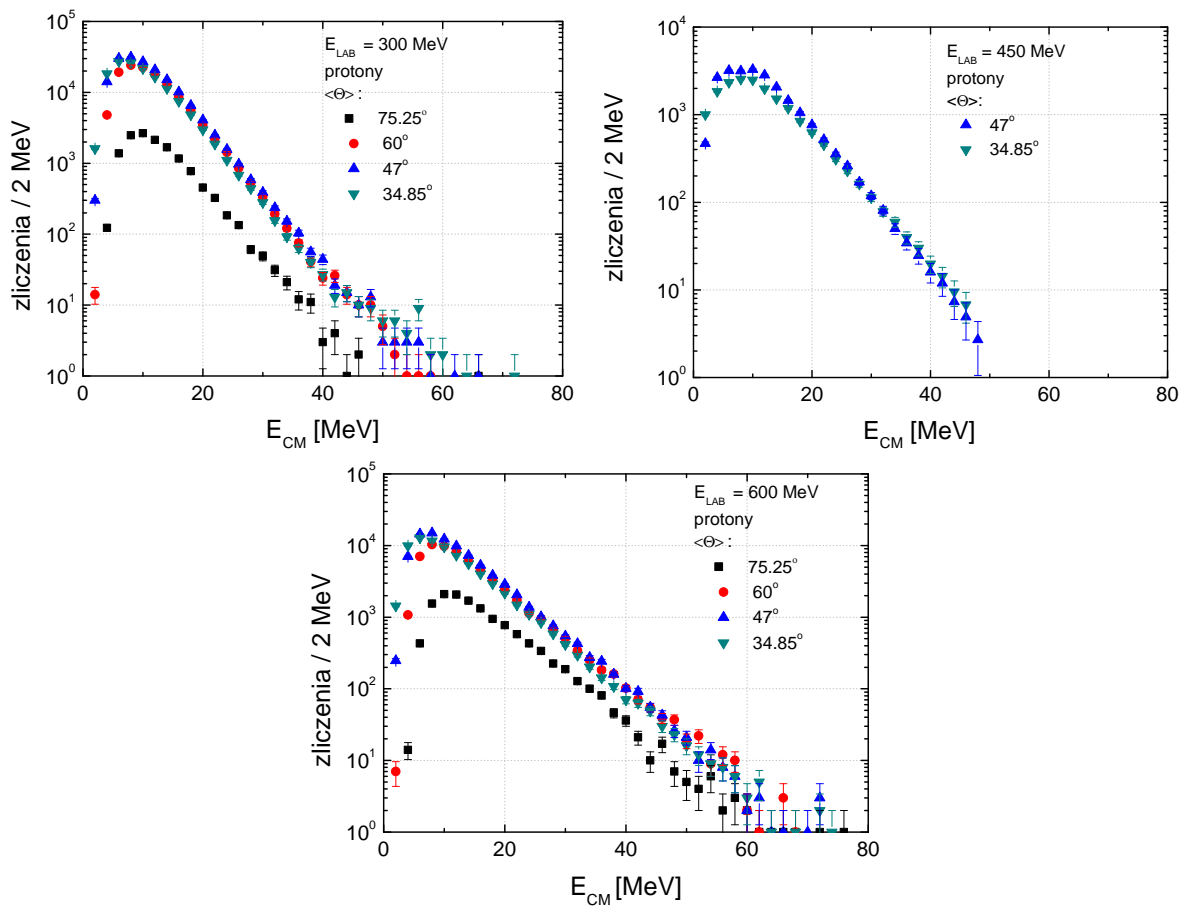
Rysunek 3.14: Widma energii (w układzie CM) cząstek alfa dla trzech energii wiązki: 300, 450 oraz 600 MeV przy średnich kątach detekcji: 34.85, 47, 60 oraz 75.25°, odpowiadających kątom sektorów układu GARFIELD (Tabela 2.2).

wało zaburzeniem zmierzonego widma energii cząstek w jego niskoenergetycznej części. Zaburzenie to jest bardziej widoczne dla cząstek alfa ze względu na ich większe straty energii dE/dx niż w przypadku protonów.

Widma cząstek naładowanych zostały przedstawione po przeliczeniu energii z układu LAB do układu CM. Zamiana ta następowała w trakcie sortowania danych, w tym celu wyznaczono prędkość środka masy w układzie LAB jako:

$$v_{CM} = \frac{A_p v_p}{A_t + A_p}, \quad (3.3)$$

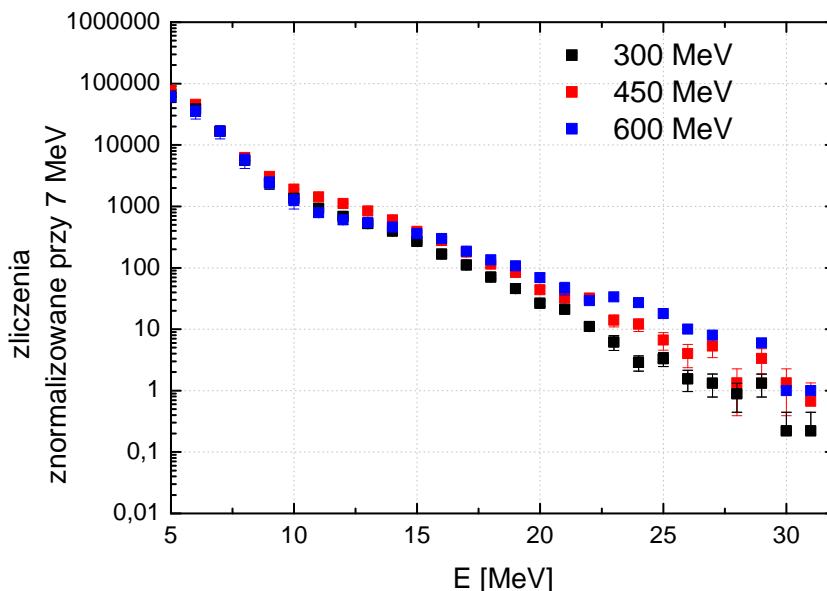
gdzie A_p jest masą pocisku, A_t masą tarczy, natomiast v_p prędkością pocisku (wzdłuż osi z). Następnie poprzez odjęcie od składowej z-towej prędkości \vec{v} danej cząstki prędkości v_{CM} otrzymywano prędkość cząstki w układzie CM, którą następnie przeliczano na wartość energii.



Rysunek 3.15: Widma energii (w układzie CM) protonów dla trzech energii wiązki: 300, 450 oraz 600 MeV przy średnich kątach detekcji: 34.85, 47, 60 oraz 75.25°, odpowiadających kątom sektorów układu GARFIELD (Tabela 2.2).

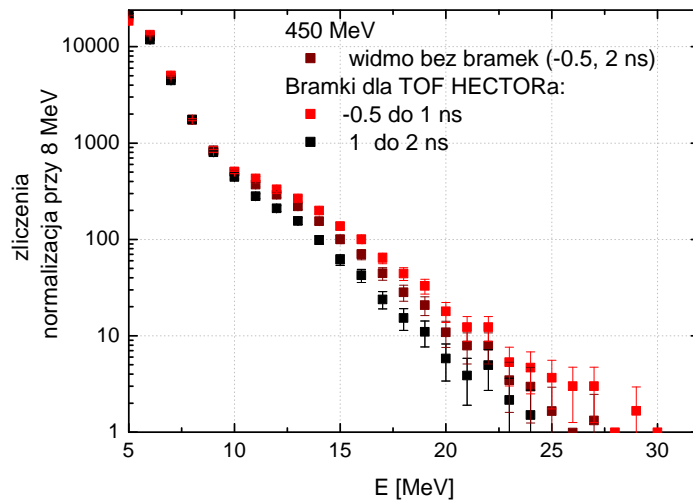
3.5 Analiza przypadku dla energii wiązki 450 MeV

Porównując opisane w podrozdziale 3.3 widma promieniowania gamma dla trzech energii wiązki, zaobserwowano odmienny (anomalny) charakter widma zebranego przy energii 450 MeV. Na Rysunku 3.16 przedstawione są powyższe widma po znormalizowaniu w punkcie 7 MeV (powyżej progu obcięcia, a jednocześnie poniżej zakresu energii GDR). Dla 450 MeV widoczny jest znaczący wzrost liczby zliczeń w zakresie 10–12 MeV. Także widmo TOF detektorów BaF₂ dla tej energii wiązki (Rysunek 3.3) odbiega od tych zmierzonych dla 300 i 600 MeV. Nastąpiło poszerzenie rozkładu Gaussa odpowiadającego przypadkom detekcji promieniowania gamma. Takie nagłe pogorszenie się czasowej zdolności rozdzielczej jest wykluczone, tym bardziej, że eksperyment przebiegał w kolejności: 600, 450 i finalnie wiązka o energii 300 MeV. Wyjaśnieniem może być pogorszenie się profilu czasowego i geometrycznego (halo?) wiązki, lub rejestracja promieniowania gamma (neutronów) pochodzącego z dodatkowego źródła spoza reakcji fuzji-wyparowania zachodzącej w tarczy. Widma energetyczne promieniowania gamma odpowiadające lewej i prawej stronie piku czasu dolotu powinny mieć taki sam charakter, co sprawdzono dla danych przy energii wiązki 300 i 600 MeV. Wykonano porównanie widm promieniowania gamma zebranych przy energii wiązki 450 MeV, a uzyskanych poprzez bramkowanie na lewej (−0.5 do 1 ns) i prawej (1 do 2 ns) części piku czasu dolotu, co pokazano na Rysunku 3.17. Widoczne jest znaczące zmniejszenie się udziału promieniowania wysokoenergetycznego (o energii >11 MeV) przy warunku bramkowania 1 do 2 ns.



Rysunek 3.16: Porównanie znormalizowanych widm promieniowania gamma zmierzonych dla trzech energii wiązki.

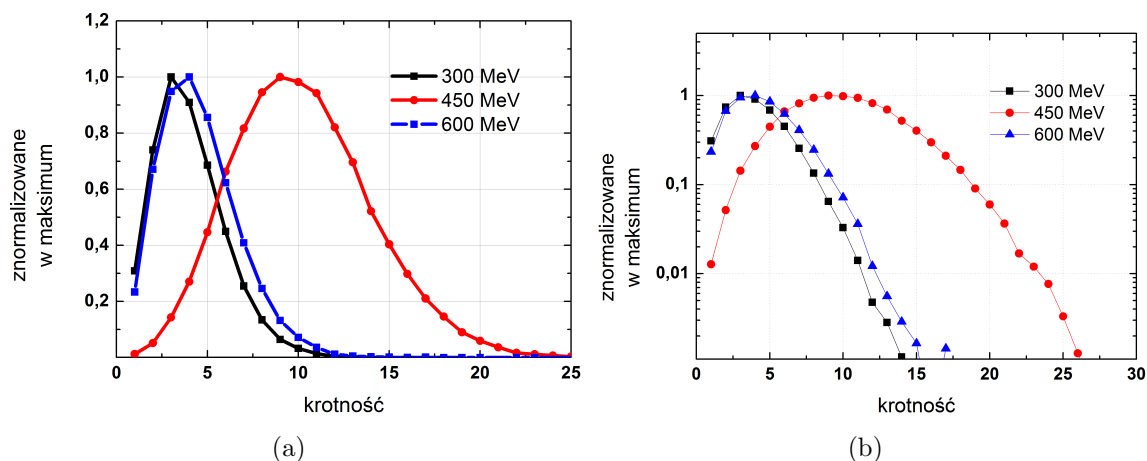
W celu wyjaśnienia przyczyny wyżej opisanego problemu dokonano także sprawdzenia krotności sumy neutronów i promieniowania gamma, zmierzonej przy pomocy kryształów CsI(Tl) układu detektorów GARFIELD. Promieniowanie gamma i neutrony były rozpoznawane poprzez bramkowanie obszaru im odpowiadającego na macierzach



Rysunek 3.17: Porównanie widma promieniowania gamma zmierzonego dla energii wiązki 450 MeV dla bramek na TOF HECTORA -0.5 do 1 ns, 1 do 2 ns oraz -0.5 do 2 ns.

składowej wolnej względem składowej szybkiej sygnału scyntylacyjnego (Rysunek 3.13). Średnie wartości krotności dla 300 i 600 MeV były zbliżone do 4 , natomiast w przypadku 450 MeV wynosiły około 9 . Należy zaznaczyć, że ustawienia progów obcięcia oraz wzmocnień i innych parametrów detektorów nie ulegały zmianom wraz ze zmieniającą się energią wiązki. Ponad dwukrotny wzrost krotności może świadczyć o dodatkowych reakcjach, zachodzących z emisją dużych ilości promieniowania gamma i neutronów wraz z reakcjami fuzji-wyparowania. Krotności bowiem były zliczane w koincydencji z wykrytym w detektorach “phoswich” rezyduum wyparowania. Ponadto dla energii wiązki 300 i 600 MeV rozkład krotności był stały w czasie eksperymentu, natomiast dla 450 MeV ulegał on zmianie, co przedstawiono na Rysunku 3.19. Podczas eksperymentu, przy wyprowadzaniu wiązki o energii 450 MeV, zostały zmienione ustawienia przesłon kolimujących, co może być kolejnym potwierdzeniem hipotezy o złej kolimacji wiązki w trakcie pomiarów dla tej energii.

Obserwacje wymienione powyżej sugerują, że w przypadku 450 MeV poza reakcją fuzji-wyparowania w tarczy miały miejsce reakcje w materiale otaczającym tarczę, który zatrzymywał powstające w tych reakcjach cząstki naładowane, natomiast wyemitowane neutrony i promieniowanie gamma, mające poprawny czas TOF, stanowiły zanieczyszczenie w zebranych widmach promieniowania gamma. Podczas analizy sprawdzono różne metody bramkowania (np. węższy zakres TOF HECTORA, krotność neutronów i promieniowania gamma w CsI GARFIELDa lub zawężenie bramek na rezyduach wykrytych w detektorach “phoswich”), lecz nie udało się definitywnie usunąć wpływu promieniowania zanieczyszczającego zmierzone widmo gamma. Dlatego podjęto decyzję, że dane uzyskane z dopasowania do widma gamma obliczeń modelu statystycznego, opisanego w rozdziale 4, przy tej energii wiązki nie będą interpretowane ani porównywane do modeli teoretycznych. Natomiast zmierzone widma cząstek naładowanych wydają się być niezanieczyszczone.



Rysunek 3.18: Rozkłady krotności neutronów i promieniowania gamma rejestrowane przez detektory CsI układu GARFIELD dla trzech energii wiązki, rozkłady krotności znormalizowane do wartości maksymalnych – a) skala liniowa, b) skala logarytmiczna.

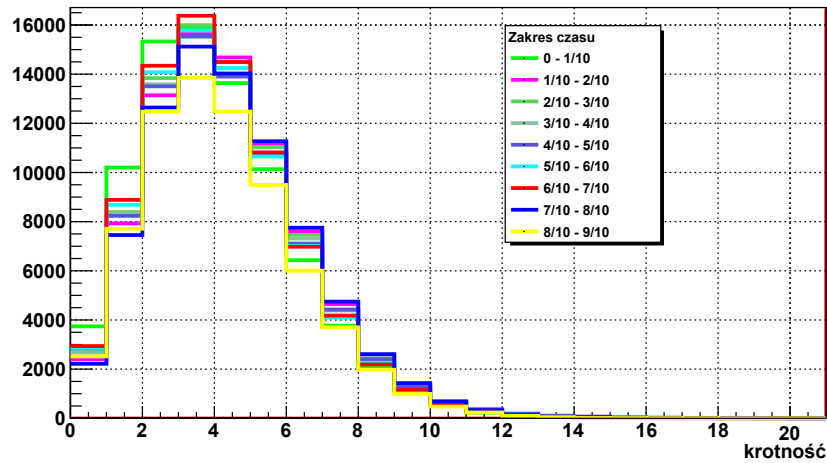
3.6 Selekcja przypadków bramkowaniem krotnością w detektorach CsI

Dla przypadku 300 oraz 600 MeV wykonano bramkowanie na niskiej i wysokiej krotności detektorów CsI układu GARFIELD przy warunku detekcji promieniowania gamma. Należy zaznaczyć, że detektory te nie były przeznaczone do pełnienia funkcji filtra krotności, poprzez co nie było możliwa separacja depozytów energii pochodzących od neutronów. Detektory te nie były także kalibrowane dla odpowiedzi na promieniowanie gamma, tym samym nieznanne były wartości progów detekcji promieniowania gamma dla tych kryształów.

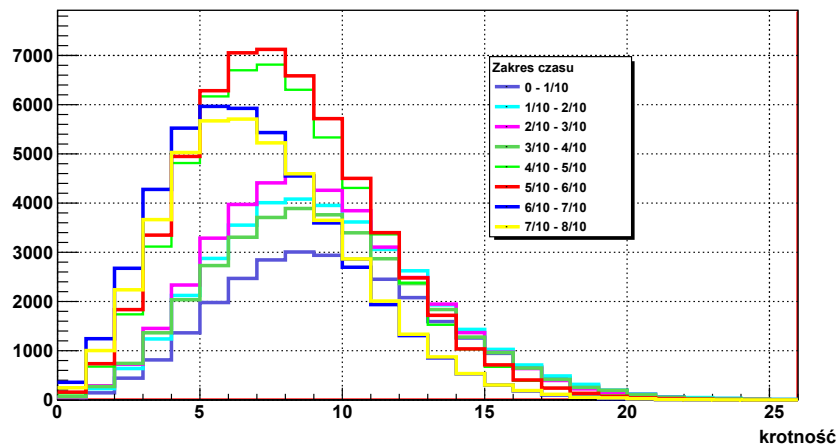
Wybrano dwa przedziały krotności (rozkłady na Rysunku 3.18) od 0 do 5 oraz od 5 do 20. Na Rysunku 3.20 zamieszczono uzyskane widma promieniowania gamma dla dwóch analizowanych energii wiązki.

Używając opisanego w Dodatku do niniejszej pracy doktorskiej generatora przypadków fuzji-wyparowania starano się uzyskać informacje o odpowiadających bramkom na krotności rozkładom krętu jądra złożonego dla reakcji $^{46}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$. W symulacji zastosowano przybliżenie, poprzez zastosowanie jednego kształtu kryształu CsI i podzielenie zakresu pokrywanych kątów przez każdy z sektorów na 24 równej wielkości kryształy. W przypadku gdy dany kryształ w trakcie eksperymentu nie działał poprawnie (brak sygnału lub niemożliwa identyfikacja między depozytem energii przez cząstki a promieniowanie gamma), w analizie wyników symulacji był pomijany. Ustalono próg detekcji promieniowania gamma na wartość równą 0.4 MeV, założono także, że neutrony o energii powyżej 1 MeV, które wpadają do detektora CsI dodają się do krotności. Ustalenie wartości progu obciążenia oraz wliczanie neutronów do krotności było dobrane tak by dobrze odtworzyć wartość maksymalną rozkładu eksperymentalnego dla obu energii wiązki tj. 300 i 600 MeV.

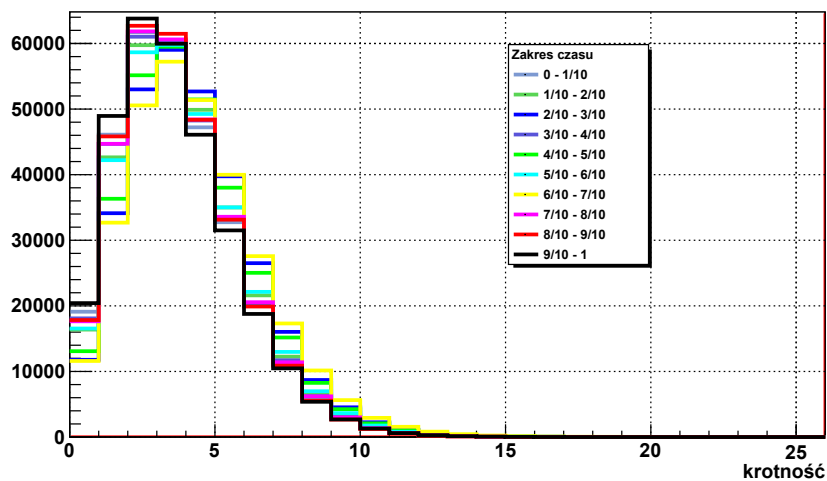
Widoczne na Rysunku 3.21 krotności uzyskane w symulacji nieznacznie różnią się od uzyskanych podczas eksperymentu, co zapewne jest spowodowane przybliżeniem progu detekcji promieniowania, a także bardzo uproszczonym sposobem w jaki uwzględniono



(a) 300 MeV

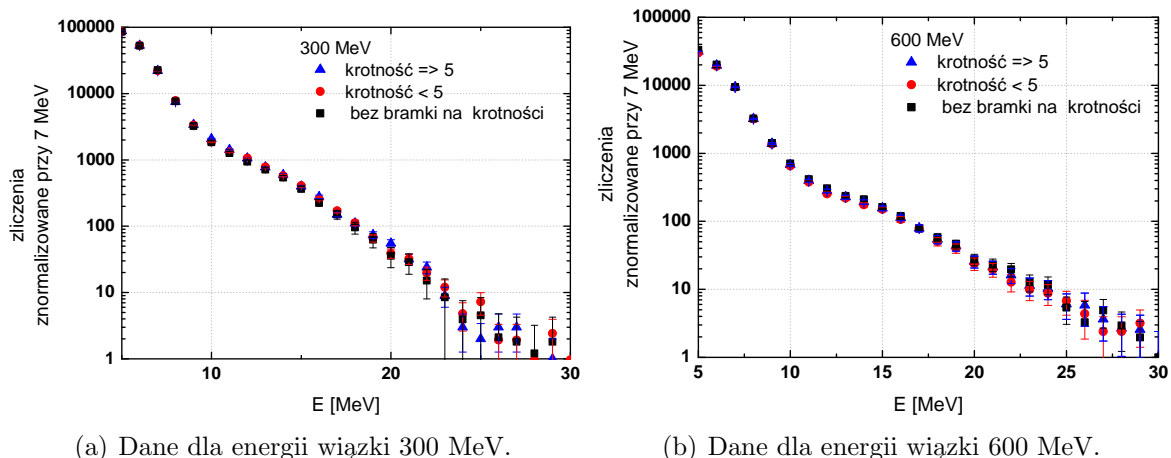


(b) 450 MeV

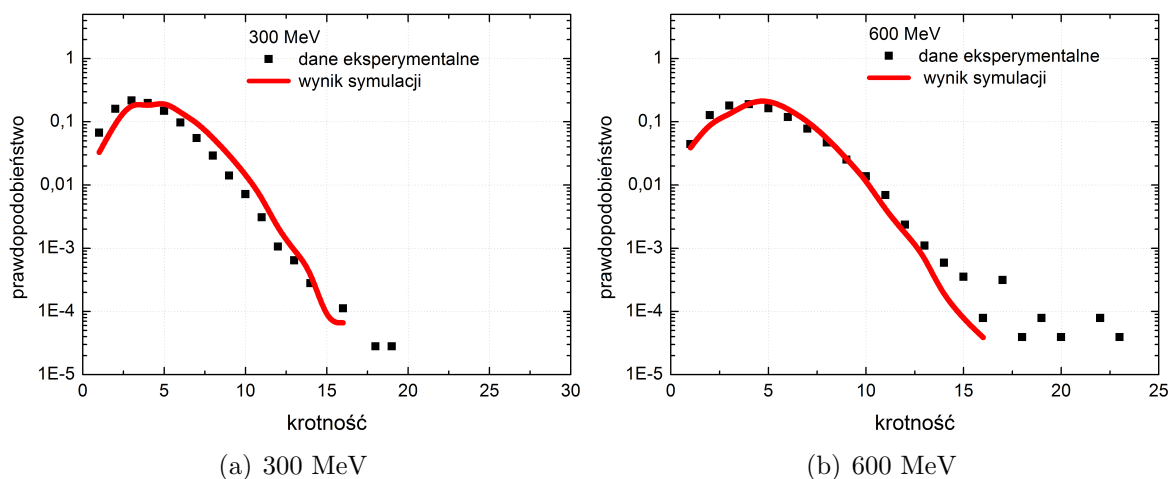


(c) 600 MeV

Rysunek 3.19: Rozkłady krotności neutronów i promieniowania gamma rejestrowane w kryształach CsI układu GARFIELD w zależności od czasu trwania pomiaru dla trzech energii wiązki. Czas trwania eksperymentu dla każdej energii wiązki podzielono na równe części.



Rysunek 3.20: Widma promieniowania gamma zmierzone przez układ HECTOR bramkowane krotnością promieniowania gamma zarejestrowanego przez kryształy CsI układu GARFIELD.



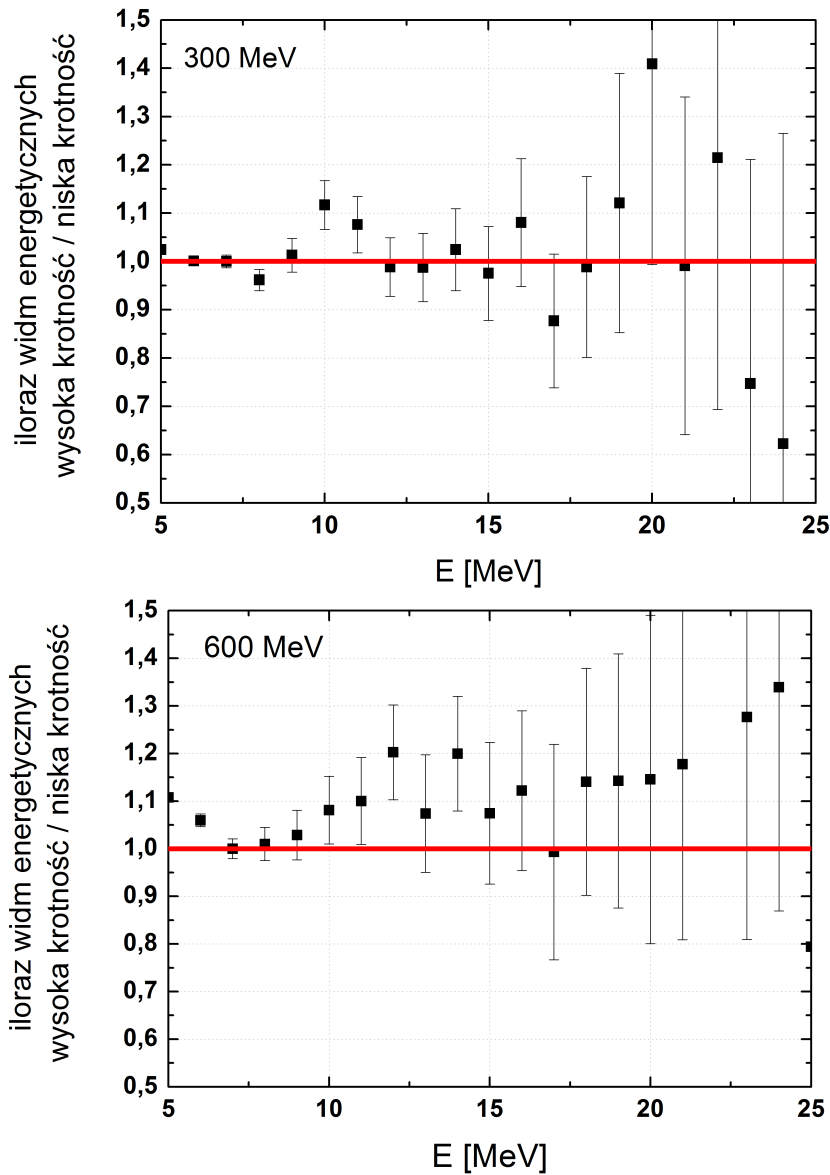
Rysunek 3.21: Porównanie krotności promieniowania gamma w kryształach CsI do symulacji przeprowadzonych za pomocą generatora przypadków, dla energii wiązki 300 oraz 600 MeV.

Tabela 3.2: Średni kręt jądra złożonego dla przypadków rozpadu prowadzącego do rezjdium oraz krotności gamma w kryształach CsI mniejszej od 5 – $l_{k<5}$, natomiast średni kręt CN gdy krotność w CsI była większa lub równa 5 – $l_{k\geq 5}$.

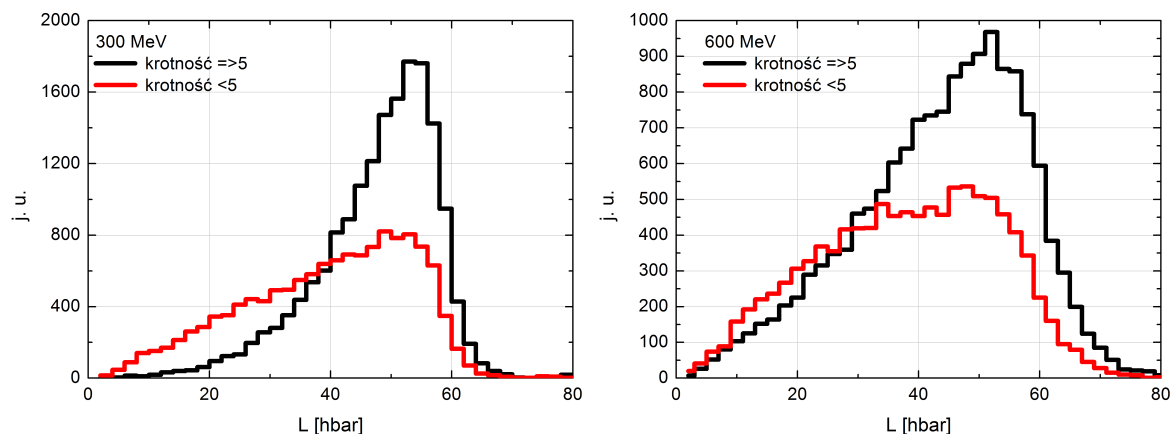
E_{LAB} [MeV]	$\langle l_{k<5} \rangle$ [\hbar]	$\sigma_{l_{k\geq 5}}$ [\hbar]	$\langle l_{k<5} \rangle$ [\hbar]	$\sigma_{l_{k\geq 5}}$ [\hbar]
300	38	14	46	10
600	37	15	43	14

wpływ neutronów na krotność. Na Rysunku 3.22 zobrazowany jest iloraz widm promieniowania gamma przy bramkowaniu wysoką (≥ 5) oraz niską krotnością (< 5).

Natomiast na Rysunku 3.23 przedstawiono uzyskane w obliczeniach rozkłady krętu jądra złożonego dla bramkowania niską oraz wysoką krotnością w CsI. Należy zazna-



Rysunek 3.22: Iloraz znormalizowanych widm promieniowania gamma zmierzonych przez układ HECTOR przy bramkowaniu wysoką i niską krotnością promieniowania gamma zarejestrowanego przez kryształy CsI układu GARFIELD.



Rysunek 3.23: Porównanie rozkładów krętu uzyskanych w symulacji przy warunku odpowiadającym eksperymentalnej krotności w kryształach CsI mniejszej/większej od 5.

czyć, że w generatorze przypadków uwzględniono także warunek wykrycia rezydium wyparowania przez detektory typu “phoswich”. Tabela 4.5 zawiera oszacowanie za pomocą opisanych wyżej symulacji, średnich wartości krętu dla bramkowania krotnościami w kryształach CsI.

Porównanie wyników z obliczeniami

W celu uzyskania informacji dotyczących fizyki badanego rozpadu konieczne było porównanie wyników eksperymentu z obliczeniami bazującymi na statystycznym modelu rozpadu jądra złożonego.

Porównanie danych rozpoczęto od obliczeń widm promieniowania gamma przy użyciu programu MC CASCADE [40], co opisano w pracy [65]. Jednakże dla energii wiązki równej 600 MeV, odpowiadającej energii wzbudzenia jądra złożonego 260 MeV, wyniki obliczeń były нефизyczne (Rysunek 4.2). Spowodowane było to zbyt małą przestrzenią fazową *energia wzbudzenia - kręt* w programie CASCADE. Po próbach rozwiązania problemu postanowiono użyć, po zmodyfikowaniu, powszechnie stosowanego dla wyższych energii wzbudzenia programu opisującego rozpad statystyczny o nazwie GEMINI++ [42, 66], który stosowany był do analizy widm cząstek naładowanych.

4.1 Programy MC CASCADE i GEMINI++

Dane eksperymentalne analizowano z zastosowaniem programów Monte Carlo CASCADE oraz GEMINI++ utworzonych w oparciu o model statystyczny rozpadu jądra złożonego.

- Monte Carlo CASCADE jest kodem bazującym na CASCADE [41], w którym rozpad jądra złożonego następuje poprzez wyparowanie (Rysunek 4.1a) lub poprzez rozszczepienie, przy czym proces rozszczepienia nie jest dokładnie śledzony (brak jest informacji o A , Z , E_x produktów rozszczepienia). Wyparowanie cząstek (neutronów, protonów, α , deuteronów) realizowane jest w oparciu o teorię Hausera-Feshbacha [38]. Gęstość poziomów była zadawana zgodnie z parametryzacją Reisdorfa [67, 68].

Natomiast linia *Yrast* była zdefiniowana poprzez wzór wyznaczający energię rotacyjną dla krętu L i momentu bezwładności \mathfrak{S} :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mathfrak{S}}, \quad (4.1)$$

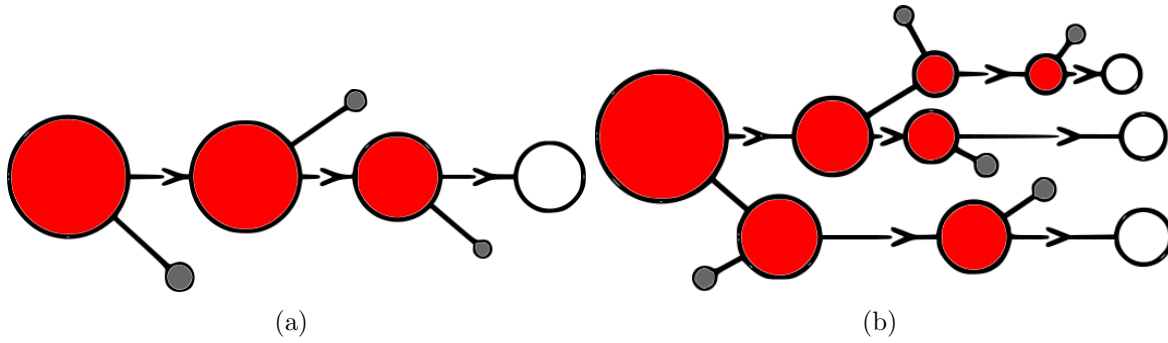
natomiast \mathfrak{S} jest opisany:

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_{ser}(1 + \delta_1 L^2 + \delta_2 L^4), \quad (4.2)$$

gdzie \mathfrak{S}_{sfer} jest momentem bezwładności jądra sferycznego, a L momentem pędu. Wartości parametrów δ_1 , δ_2 wyznaczono poprzez dopasowanie do obliczeń modelu kropkowego (LSD) momentu bezwładności rotującego jądra, uzyskując $\delta_1 = 9.6 \cdot 10^{-5}$ oraz $\delta_2 = 0$.

- GEMINI++ bazuje na kodzie GEMINI, w którym rozpad jądra złożonego następuje poprzez rozpad binarny (Rysunek 4.1b) lub wyparowanie. Proces rozszczepienia (symetrycznego i asymetrycznego) jest w pełni śledzony - otrzymuje się informacje o A , Z i E_x fragmentów.

Wyparowanie cząstek realizowane jest w oparciu o teorię Hausera-Feshbacha lub Weißkopfa-Ewinga. Proces wyparowania dotyczy: neutronów, protonów, cząstek alfa, deuteronu, trytu, ^3He , ^6Li , ^7Li i ^8Li (^6Li , ^7Li i ^8Li mogą być emitowane także w stanie wzbudzonym).



Rysunek 4.1: (a) Wyparowanie; (b) Binarny rozpad. W pierwszym przypadku lekkie cząstki (kolor szary) są emitowane z wzbudzonego jądra (czerwony), prowadząc do powstania rezyduum (biały). Natomiast w przypadku binarnego rozpadu wzbudzone jądro może rozpaść się na dwa również wzbudzone fragmenty. Następnie z jednego lub obu powstałych fragmentów możliwa jest emisja cząstek lub ponowny rozpad.

W programie GEMINI++ dla emisji promieniowania γ typu E o multipolowości l stosowany jest wzór [43]:

$$\frac{d\Gamma_{\gamma}^{El}}{dE_{\gamma}} = Wu_l \cdot F_l \frac{1}{D_0} \cdot A^{2l/3} \cdot E_{\gamma}^{2l+1} \frac{\rho(E^* - E_{\gamma})}{\rho(E^*)}, \quad (4.3)$$

gdzie E_{γ} jest energią przejścia γ , D_0 jest równe 1 MeV, $Wu_1 = 6.8 \cdot 10^{-8}$, $Wu_2 = 4.8 \cdot 10^{-14}$, F jest współczynnikiem korygującym przewidywania Weiskopfa, $F_1 = 0.025$, $F_2 = 9.0$ dla przejść typu E [44], ρ jest gęstością poziomów dla energii wzbudzenia E^* – przed emisją oraz $E^* - E_{\gamma}$ – po emisji kwantu γ .

Uwzględniono także kwanty promieniowania gamma typu M . Możliwość rozpadu poprzez emisję kwantów gamma typu M o multipolowości l zdefiniowano zależnością [43]:

$$\frac{d\Gamma_{\gamma}^{Ml}}{dE_{\gamma}} = Wu_l \cdot F_l \frac{1}{D_0} \cdot A^{2(l-1)/3} \cdot E_{\gamma}^{2(l+1)} \frac{\rho(E^* - E_{\gamma})}{\rho(E^*)}, \quad (4.4)$$

gdzie $Wu_1 = 2.1 \cdot 10^{-8}$, $Wu_2 = 1.5 \cdot 10^{-14}$, $F_1 = 0.01$, $F_2 = 1.2$ [44].

W celu uzyskania dokładniejszego opisu emisji promieniowania gamma autor niniejszej rozprawy doktorskiej dodał do programu GEMINI++ opcję [69], w której rozpad GDR przez promieniowanie gamma jest traktowany tak, jak w programach Monte Carlo CASCADE. Dla przejść typu $E1$ zmodyfikowano formułę 4.1, dodając wysokoenergetyczne kwanty gamma z rozpadu GDR. Przekrój czynny na emisję GDR zdefiniowany został za pomocą sumy trzech sparametryzowanych rozkładów Lorentza:

$$\sigma = 2.09 \cdot 10^{-5} \frac{Z(A-Z)}{A} \sum_{k=1}^3 \frac{S_k E_\gamma^2 \Gamma_{GDR,k}}{(E_\gamma^2 - E_{GDR,k}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR,k}^2}, \quad (4.5)$$

gdzie $E_{GDR,k}$ są centroidami składowych GDR, $\Gamma_{GDR,k}$ – odpowiadają szerokości rozkładów Lorentza, a S_k – nasilenia GDR. Szerokość rozpadu GDR

$$\frac{d\Gamma_\gamma^{E1}}{dE_\gamma} = \sigma \cdot E_\gamma^2 \frac{\rho(E^* - E_\gamma)}{\rho(E^*)}. \quad (4.6)$$

Kod GEMINI++ z dodanym uwzględnieniem emisji kwantów gamma został przetestowany, a wszystkie zauważone nieprawidłowości usunięte. Obliczenia reakcji rozpadu jądra złożonego prowadzone są aż do osiągnięcia wartości energii i spinu odpowiadających linii yrast.

Poprawki korygujące zauważone problemy GEMINI++ zostały przesłane autorowi (Robert Charity) i dołączone do oficjalnej wersji programu (dostępnej pod adresem <http://www.chemistry.wustl.edu/~rc/gemini++/>).

Rezultaty obliczeń widm kwantów gamma emitowanych z rozpadu $^{88}\text{Mo}^*$, wykonanych przy użyciu kodu GEMINI++, sprawdzone zostały poprzez porównanie z wynikami programu MC CASCADE. Obliczenia przeprowadzone zostały dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ przy energii wiązki 300 MeV. W rezultacie dla energii 300 MeV otrzymano takie same widma. W przypadku energii wiązki 600 MeV obliczenia wykonane przez MC CASCADE nie potrafiły odwzorować kształtu widma w zakresie emisji statystycznej. Natomiast widmo obliczone dla tej energii za pomocą programu GEMINI++ bardzo dobrze odpowiadało danym eksperymentalnym. Z tego względu stosowano porównanie danych eksperymentalnych z wynikami obliczeń uzyskiwanymi przy użyciu kodu GEMINI++ [69].

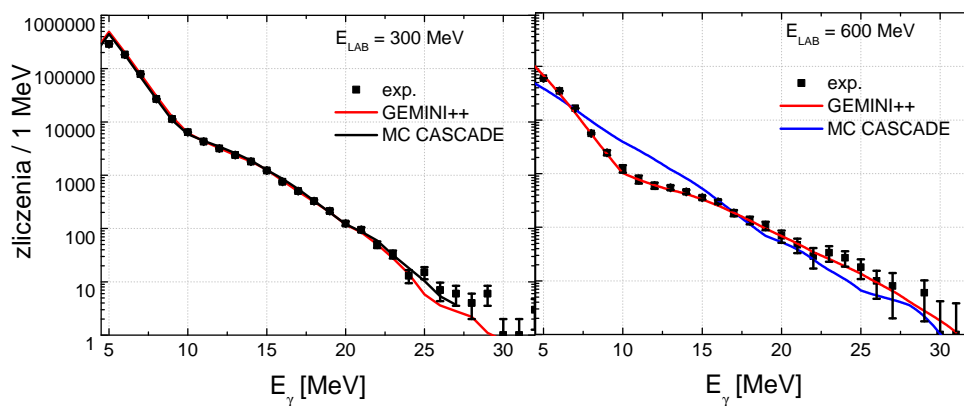
4.1.1 Konfiguracja programu GEMINI++

We wszystkich obliczeniach przedstawianych w poniższej pracy użyto linii *Yrast* ($E_{rot} = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mathfrak{I}}$), dla każdego rozpadającego się jądra, za pomocą modelu *Rotating Liquid Drop Model* - RLDM (Rysunek 4.3 dla ^{88}Mo), dla każdego rozpadającego się jądra liczona była indywidualnie.

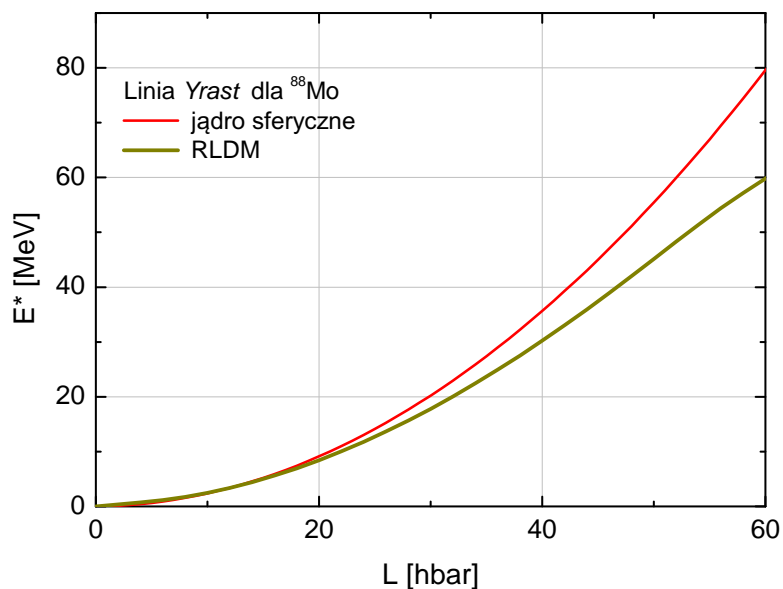
Bardzo ważnym parametrem stosowanym w obliczeniach była gęstość poziomów wyznaczana jako [68]:

$$\rho(E^*, J) \propto (2J+1) \exp\left(2\sqrt{a(U, J)U}\right), \quad (4.7)$$

gdzie a jest parametrem gęstości poziomów, $U = E^* - E_{rot}(J) + \delta P$ termiczną energią wzbudzenia, a δP poprawką pairingową. Zgodnie z pracami [70, 71] zanikanie efektów



Rysunek 4.2: Porównanie widm γ uzyskanych przy użyciu programu MC CASCADE i GEMINI++ dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ dla energii wiązki: 300 (lewy panel), 600 MeV (prawy panel).



Rysunek 4.3: Linia *Yrast* dla ^{88}Mo : obliczona przy użyciu modelu RLDM (zastosowana w niniejszej pracy) oraz linia *Yrast* odpowiadające jądro sferycznemu.

powłokowych było uwzględnione za pomocą zależności:

$$a(U) = \tilde{a}(U) \left(1 + h(U) \frac{\delta W}{U} \right), \quad (4.8)$$

gdzie funkcja zaniku $h(U)$ zdefiniowana była poprzez:

$$h(U) = 1 - \exp(\eta_1 U) \quad (4.9)$$

dla parametru $\eta_1 = 18.5$ MeV [70, 71].

Parametr gęstości poziomów \tilde{a} zależał od energii wzbudzenia jądra poprzez formułę [66]:

$$\tilde{a}(U) = \frac{A}{k_\infty - (k_\infty - k_0) \exp\left(-\frac{\kappa}{k_\infty - k_0} \frac{U}{A}\right)}, \quad (4.10)$$

która dla $U = 0$ przechodzi w $\tilde{a} = A/k_0$, dla małych wartości U/A przybiera postać $\tilde{a} = \frac{A}{k + \kappa \frac{U}{A}}$. Używane podczas obliczeń parametry służące do wyznaczania \tilde{a} wynosiły odpowiednio $k_0 = 7.3$, $k_\infty = 12$ i $\kappa = 0.00517 \exp(0.0345A)$.

Temperaturę jądra, po emisji kwantu gamma z rozpadu GDR obliczano zgodnie z:

$$T = \sqrt{\frac{U}{\tilde{a}(U)}}, \quad (4.11)$$

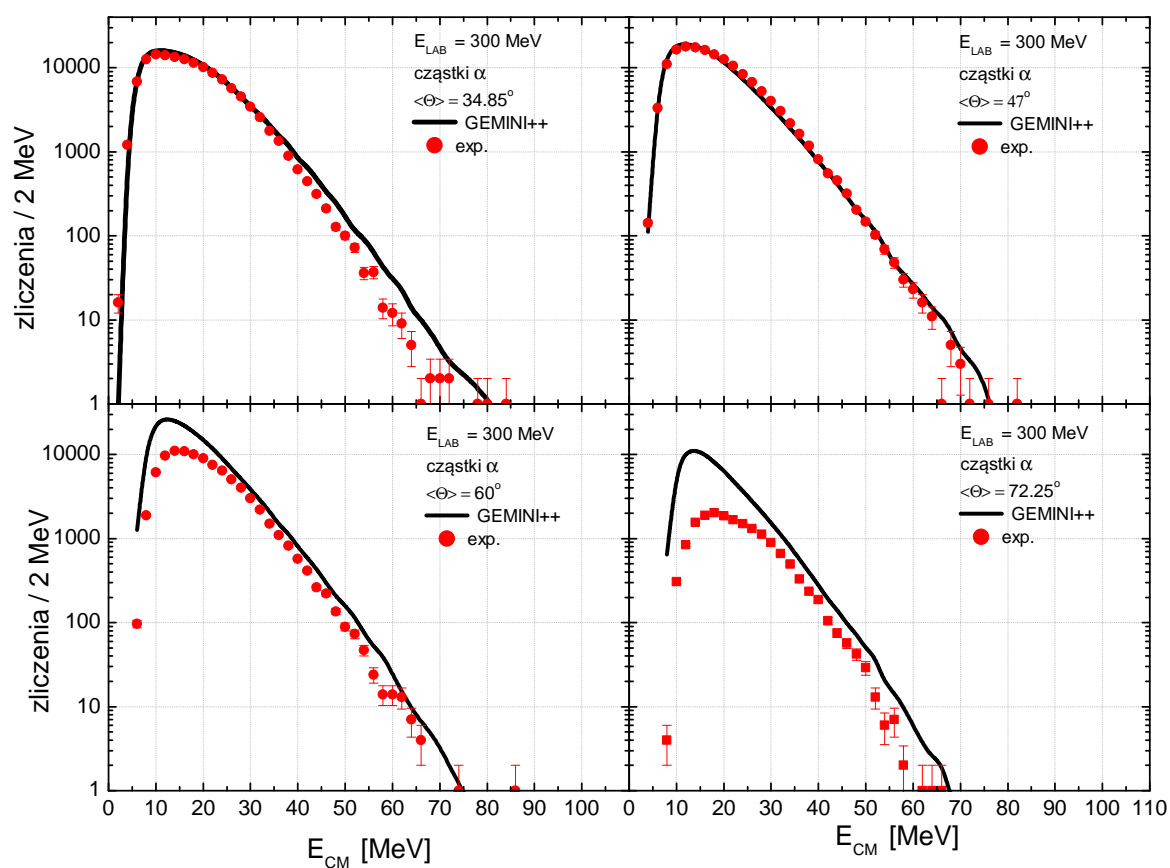
gdzie $U = E^* - E_{rot}(J) + \delta P$, a E^* jest energią wzbudzenia jądra po rozpadzie GDR.

4.2 Analiza widm cząstek naładowanych

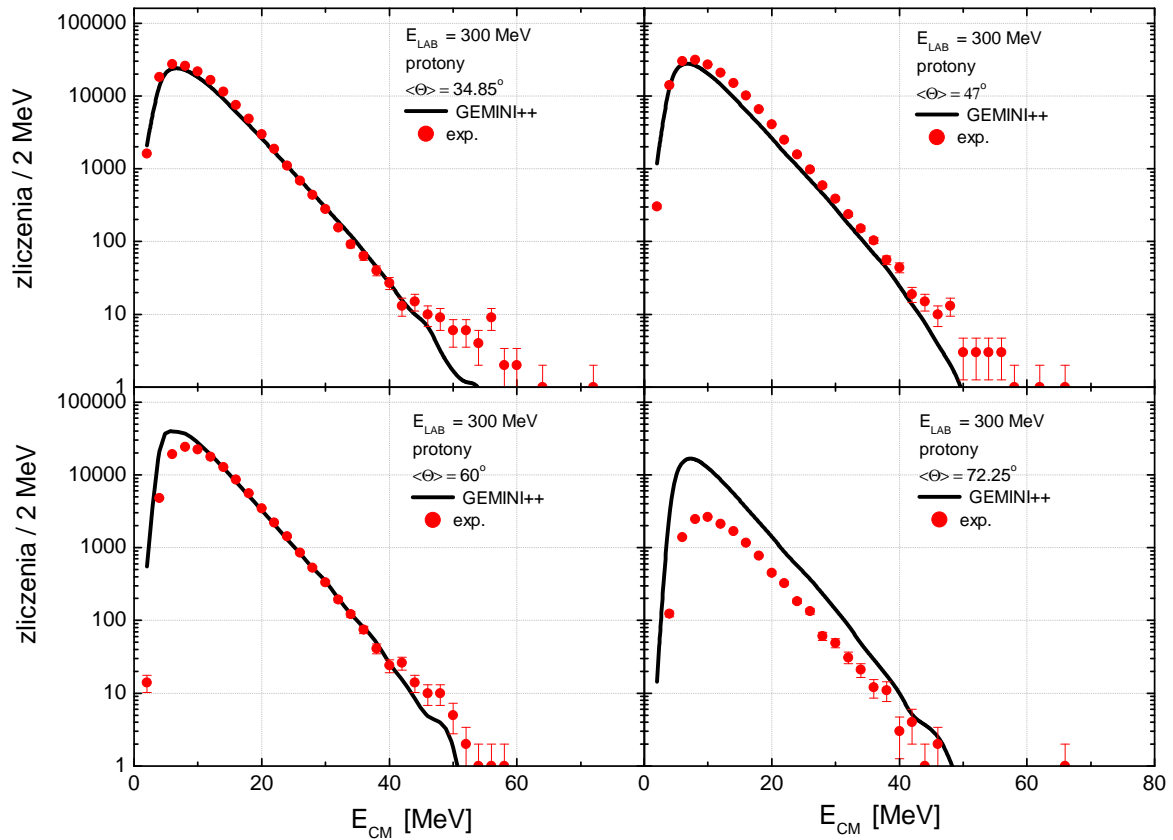
Zmierzone widma cząstek naładowanych (Rysunek 3.14 oraz 3.15) zostały porównane z widmami obliczonymi przy pomocy programu GEMINI++. Wyniki dla cząstek alfa zostały zaprezentowane na Rysunku 4.4, 4.6 oraz 4.8, natomiast na Rysunkach 4.5, 4.7 oraz 4.9 przedstawiono porównania dla protonów. W obliczeniach GEMINI++ uwzględniono geometrię układu pomiarowego, to znaczy uzyskiwane wyniki filtrowano ze względu na kąty pokrywane przez detektory GARFIELD. Następnie wyniki obliczeń znormalizowano do danych eksperymentalnych. Normalizacja została wykonana do liczby rezyduów wykrytych w eksperymencie przez detektory “phoswich”. Poprzez taki rodzaj normalizacji jednocześnie sprawdzono poprawność odwzorowania kształtu widma energii cząstek, oraz krotności ich emisji przez GEMINI++. Zmierzone widma energetyczne cząstek alfa i protonów w ogólności są dobrze opisywane przez widma obliczone. Znaczące różnice między eksperymentem i obliczeniami są widoczne dla zakresu kątów Θ 47–75.25°, co jest spowodowane częściowym przysłanianiem detektorów (patrz Rozdział 3.4).

4.3 Analiza widm wysokoenergetycznego promieniowania gamma

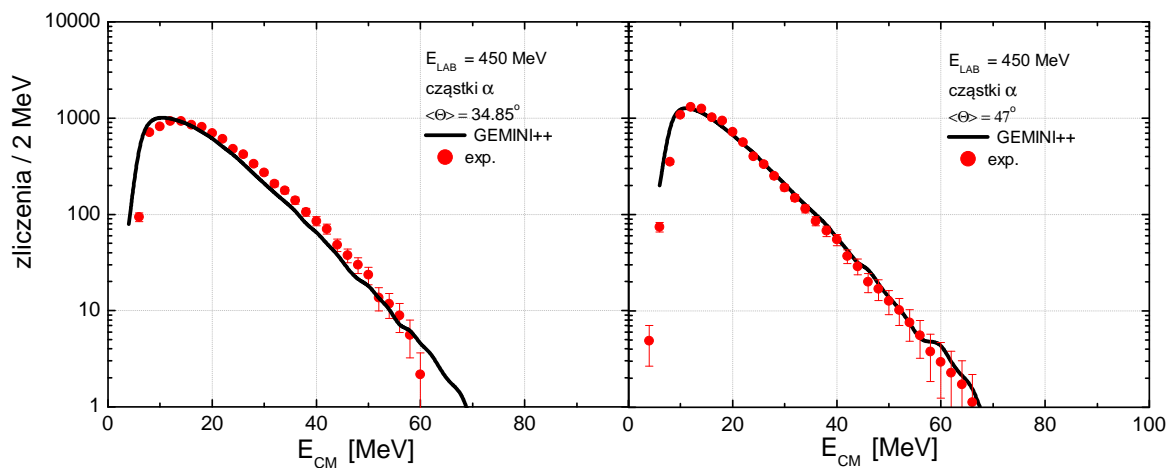
Poprawność działania programu GEMINI++ oraz wartości parametrów wejściowych zostały ustalone na podstawie analizy widm cząstek naładowanych. Wyniki obliczeń



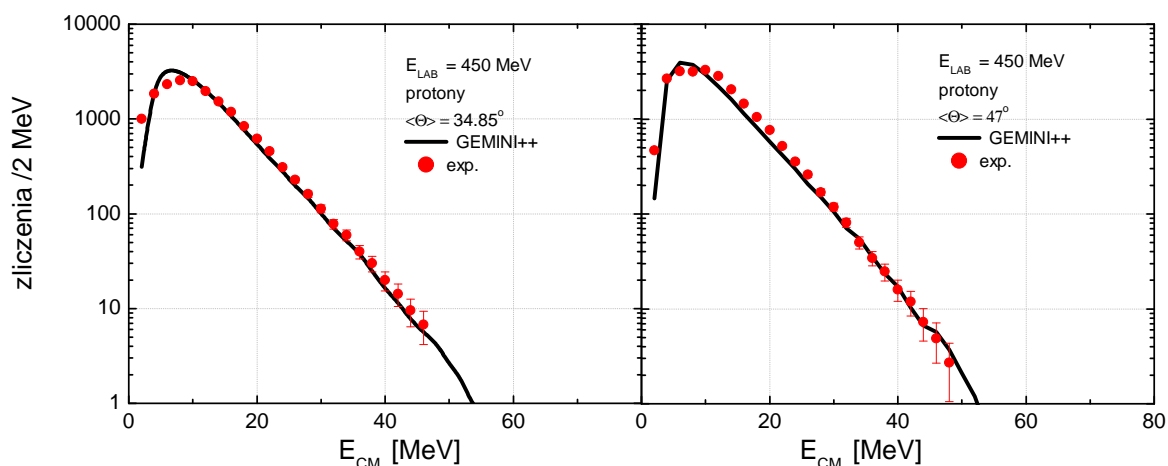
Rysunek 4.4: Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) cząstek alfa dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle \Theta \rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{LAB} = 300$ MeV.



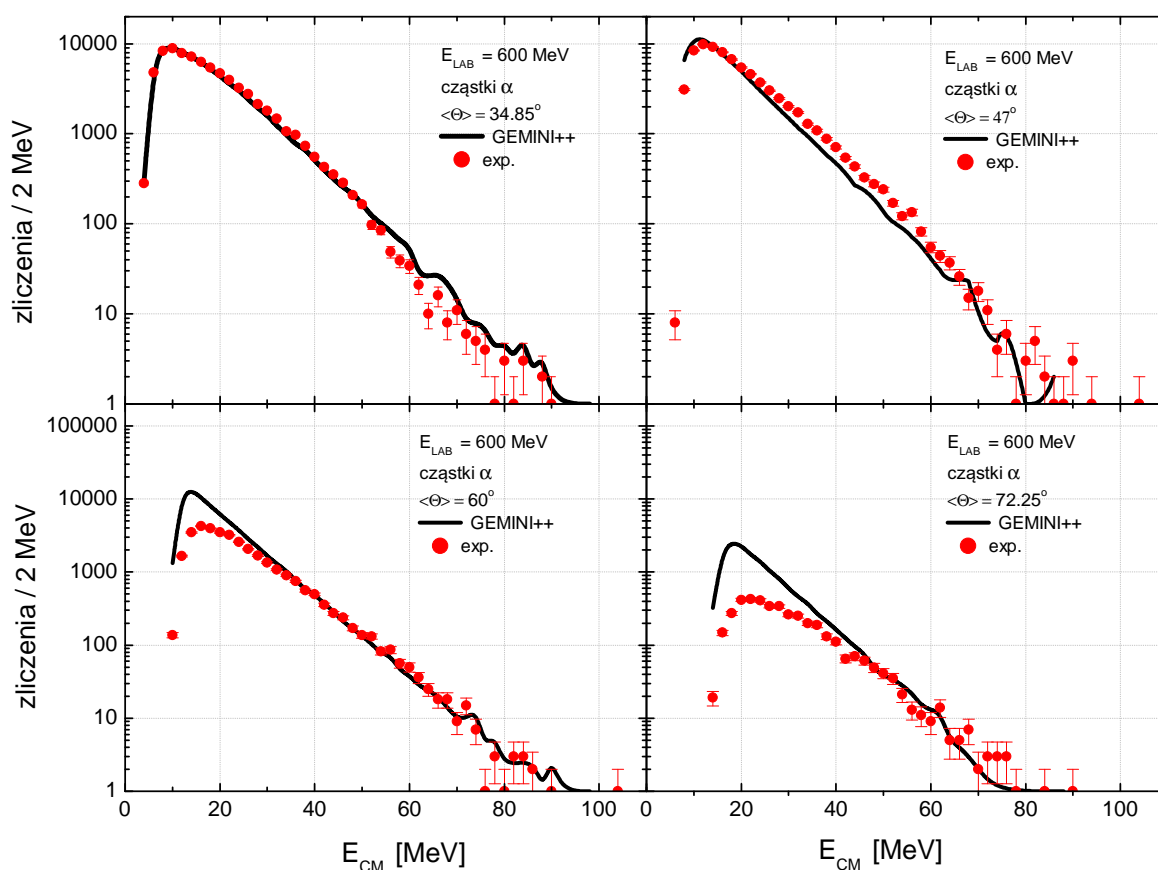
Rysunek 4.5: Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) protonów dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle \Theta \rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 300$ MeV.



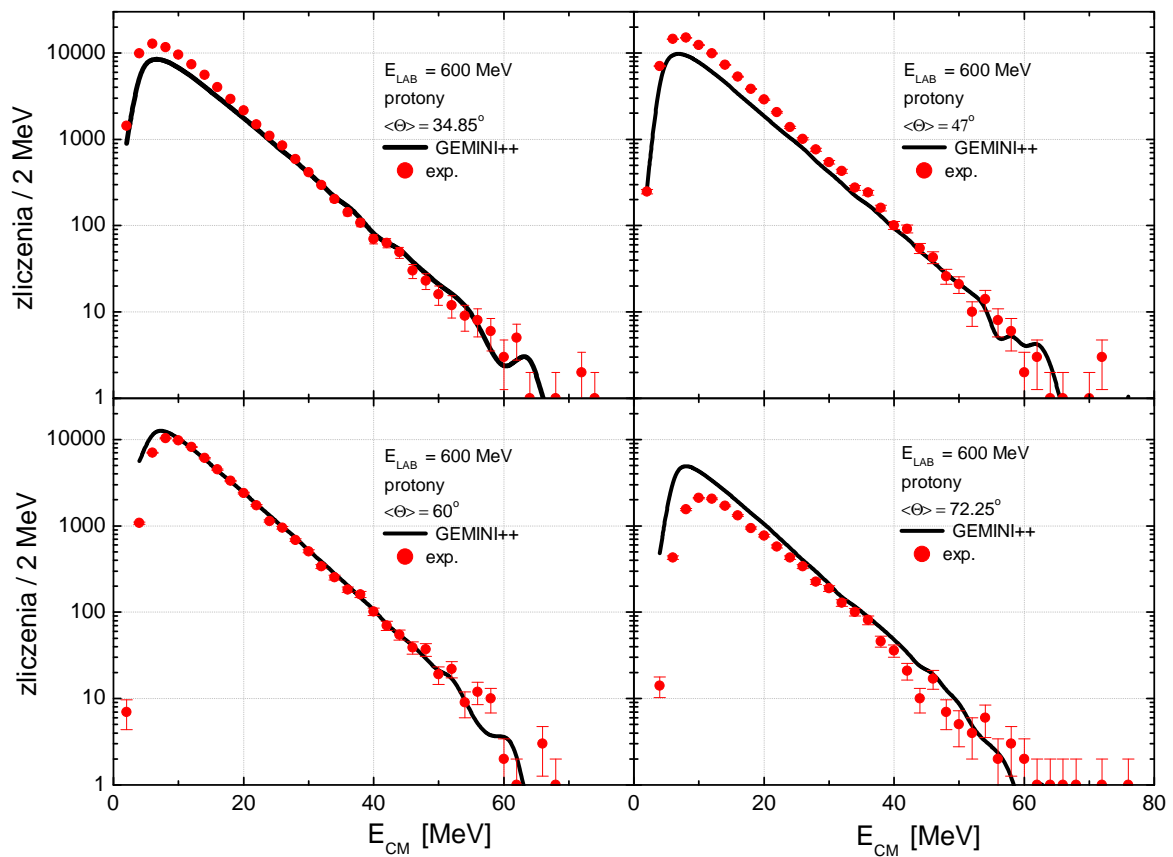
Rysunek 4.6: Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) cząstek alfa dla dwóch średnich kątów detekcji: $\langle \Theta \rangle = 34.85, 47^\circ$. Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 450$ MeV.



Rysunek 4.7: Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) protonów dla dwóch średnich kątów detekcji: $\langle \Theta \rangle = 34.85, 47^\circ$. Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 450$ MeV.



Rysunek 4.8: Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) cząstek alfa dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle \Theta \rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 72.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 600$ MeV.



Rysunek 4.9: Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) protonów dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle \Theta \rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{LAB} = 600$ MeV.

wykonanych z zastosowaniem tego programu dobrze odtwarzały dane eksperymentalne. Umożliwiło to zastosowanie programu do obliczeń widm wysokoenergetycznych kwantów gamma, które prowadzone były w celu dopasowania parametrów GDR. Aby dopasować część widma odpowiadającą GDR, przeprowadzono szereg obliczeń z różnymi zestawami parametrów S (nasilenie), E_{GDR} (centroida) oraz Γ_{GDR} (szerokość), zdefiniowanych w podrozdziale 1.2 wzór (1.13). Widma energetyczne promieniowania gamma wyznaczane przez GEMINI++ były tworzone pod warunkiem wykrycia rezyduum przez układ detektorów typu “phoswich” (tj. uwzględniono geometrię eksperymentalną). Nie brano pod uwagę rozkładów kątowych promieniowania gamma i jego wpływu na detekcję przez układ HECTOR. Energia emitowanego promieniowania γ nie była zmieniana ze względu na efekt Dopplera, gdyż porównanie było wykonywane do widm eksperymentalnych uwzględniających poprawkę przesunięcia dopplerowskiego. Odpowiedź detektora BaF_2 na promieniowanie została uwzględniona przy pomocy programu GEANT [72]. Widma obliczone były normalizowane do eksperymentalnych w punkcie odpowiadającym energii 8 MeV, następnie porównywano ich zgodność za pomocą testu χ^2 w przedziale 10–22 MeV. Dopasowywanie rozpoczęto od jednej funkcji nasilenia opisanej parametrami: $S = 1$, $E_{\text{GDR}} = 15.9$ MeV, $\Gamma_{\text{GDR}} = 10$ MeV. Po wykonaniu szeregu obliczeń, stwierdzono, że najlepsze dopasowanie (zgodność χ^2), uzyskuje się przy użyciu trzech funkcji Lorentza opisujących nasilenie GDR.

W celu lepszej oceny jakości dopasowania funkcje nasilenia GDR można przedstawić w postaci zlinearyzowanej [27], stosując przekształcenie:

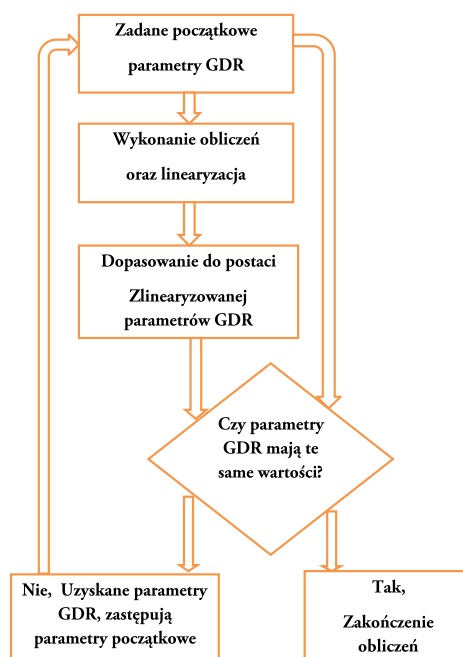
$$Y(E_\gamma) = F_L(E_\gamma) \frac{Y_{\text{exp}}(E_\gamma)}{Y_{\text{obl}}(E_\gamma)}, \quad (4.12)$$

gdzie $Y_{\text{exp}}(E_\gamma)$ jest widmem uzyskanym podczas eksperymentu, $Y_{\text{obl}}(E_\gamma)$ jest to widmo obliczone przy założeniu, że funkcja nasilenia GDR opisywana jest funkcją (lub sumą funkcji) Lorentza $F_L(E_\gamma)$.

Ostateczne parametry GDR otrzymano w wyniku zastosowania następującej procedury, której schemat blokowy przedstawia Rysunek 4.10:

1. wykonanie obliczeń dla zadanych parametrów GDR i otrzymanie zlinearyzowanej postaci wyników poprzez zastosowanie do znormalizowanego względem widma eksperymentalnego wzoru 4.12,
2. dopasowanie do uzyskanej postaci zlinearyzowanej parametrów GDR, stosując jako wartości początkowe parametry z punktu 1,
3. wykonywanie obliczeń aż do momentu, gdy parametry w punkcie 1 i 2 przestały się zmieniać.

Podczas procedury dopasowywania z punktu 2 stosowano fizyczne ograniczenia na zakres zmienności parametrów: suma nasileń trzech składowych musiała być mniejsza niż 1.5 (nasilenia musiały być większe od 0), szerokości składowych musiały być większe niż 3 MeV a mniejsze niż 14 MeV, natomiast centroidy były ograniczone do ± 2 MeV względem wartości początkowej. Czas potrzebny na przeprowadzenie obliczeń za pomocą programu GEMINI++ dla jednego zestawu parametrów wynosił od około 12 h (dla 300 MeV) do 30 h (dla energii wiązki 600 MeV) na komputerze wyposażonym w 4 procesory Intel i5, 3.2 GHz. Dzięki opisanej powyżej procedurze możliwe stało uzyskanie



Rysunek 4.10: Schemat blokowy przedstawiający algorytm zastosowany do wyznaczenia parametrów opisujących GDR.

dopasowań parametrów w 20 iteracjach dla 300 MeV oraz 11 iteracjach dla 600 MeV (dla 450 MeV 15 iteracji).

Niepewności uzyskanych parametrów określających funkcję nasilenia GDR zostały wyznaczone w oparciu o niepewności dopasowania do postaci zlinearyzowanej – punkt 2 procedury.

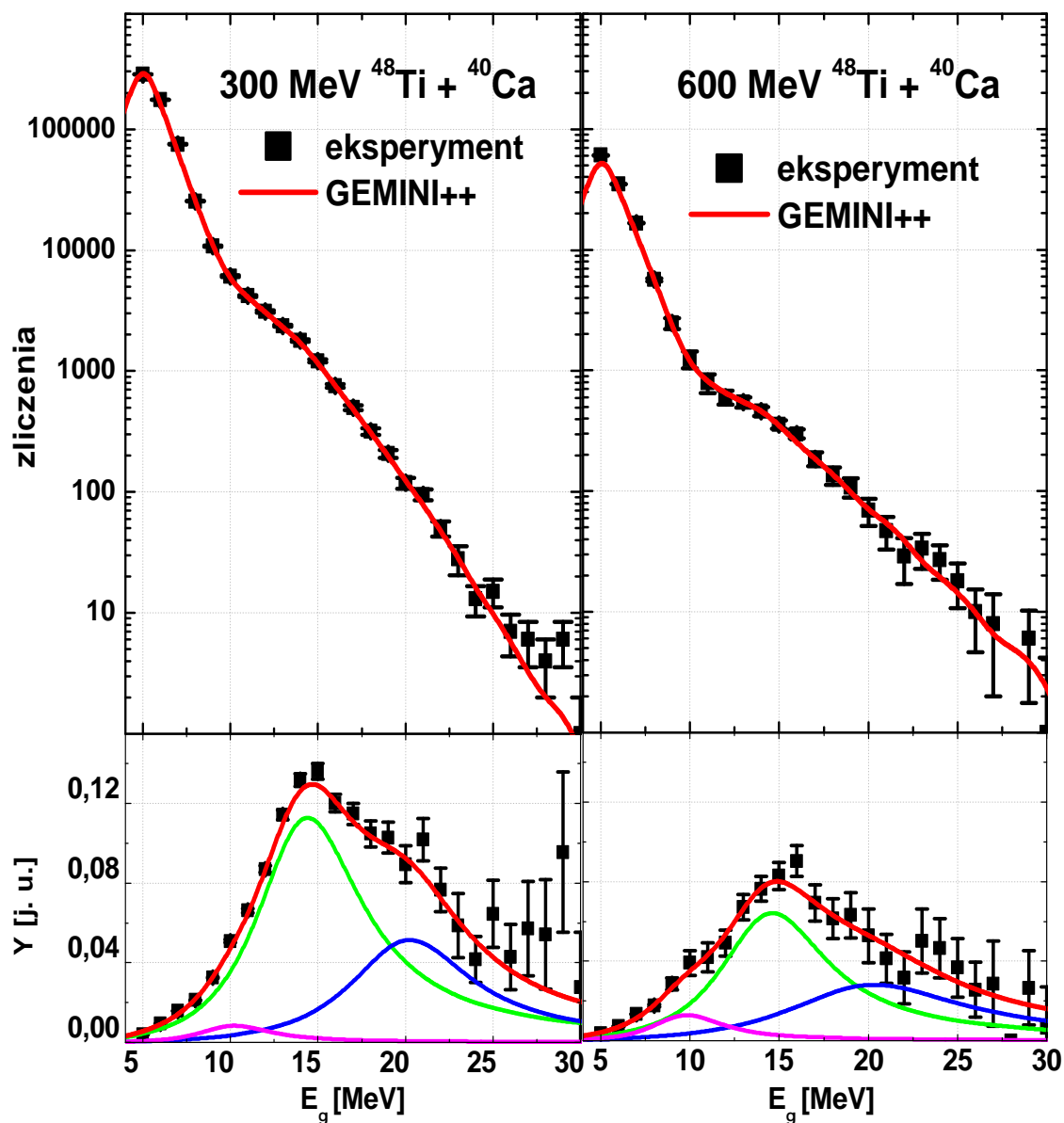
Panele górne Rysunku 4.11 przedstawiają wyniki dopasowania trzech składowych uzyskane dla energii wiązki odpowiednio 300 oraz 600 MeV. Natomiast w panelach dolnych Rysunku 4.11 przedstawiono porównania w postaci zlinearyzowanej. W Tabeli 4.1 zamieszczono zestawienie uzyskanych parametrów nasilenia, centroid oraz szerokości składowych GDR wraz z ich niepewnościami dla badanych energii wzbudzenia.

Szerokość funkcji nasilenia GDR (Γ_{GDR}) oraz wartość centroidy (E_{GDR}) zostały otrzymane poprzez dopasowanie jednej funkcji Lorentza do danych zlinearyzowanych. Wyniki przedstawiono w Tabeli 4.2, natomiast dopasowane funkcje widoczne są na Rysunkach 4.12 oraz 4.13.

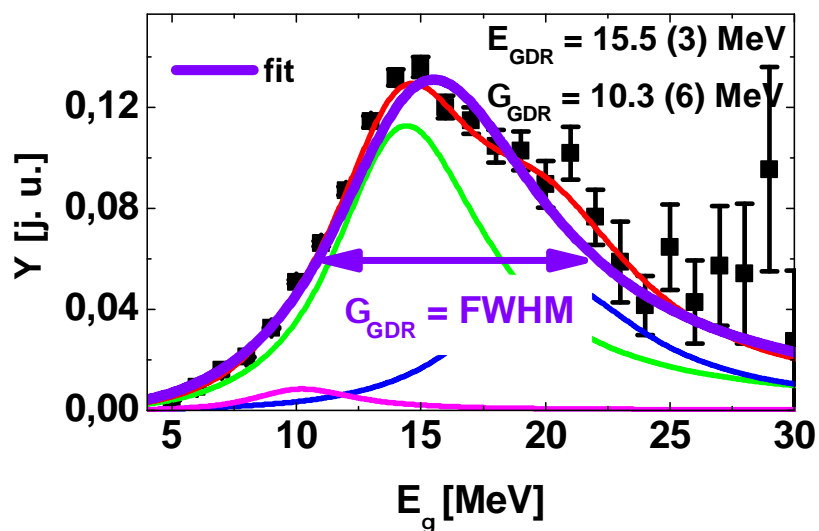
W celu oszacowania wartości średniej parametru deformacji β wykonano także dopasowanie GDR składającego się z dwóch funkcji Lorentza (Rysunek 4.14). Poprzez dopasowanie tylko dwóch składowych i przyjęciu wartości $\gamma = 60^\circ$ pomijamy deformację trójosiową, która widoczna jest poprzez niskoenergetyczną składową funkcji nasilenia GDR.

Uzyskane parametry dopasowania wynosiły $E_1 = 13.8 \pm 0.8$ MeV, $E_2 = 20 \pm 0.9$ MeV; $S_1 = 0.75 \pm 0.04$, $S_2 = 0.68 \pm 0.07$; $\Gamma_1 = 7.0 \pm 0.5$ MeV, $\Gamma_2 = 10.0 \pm 1.5$ MeV (dla 300 MeV) oraz $E_1 = 13.6 \pm 0.9$ MeV, $E_2 = 20 \pm 1.1$ MeV; $S_1 = 0.63 \pm 0.05$, $S_2 = 0.29 \pm 0.06$; $\Gamma_1 = 9.0 \pm 0.7$ MeV, $\Gamma_2 = 10.0 \pm 1.8$ MeV dla energii wiązki 600 MeV.

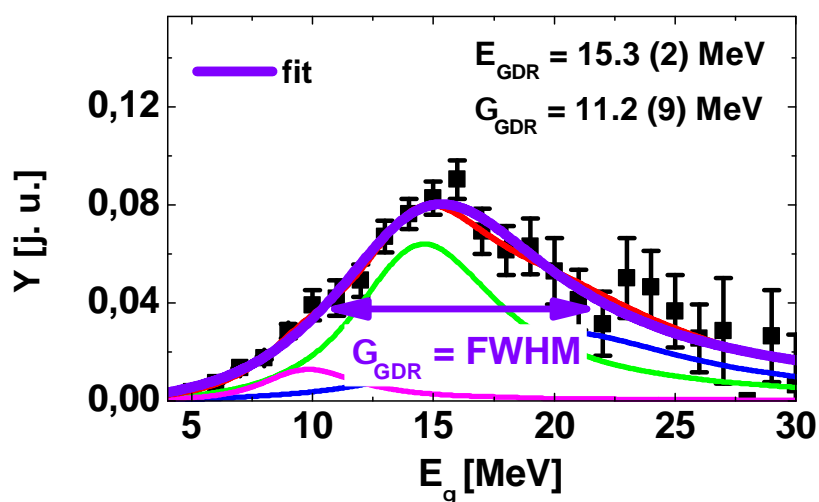
Na podstawie GDR składającego się z dwóch funkcji Lorentza wyznaczono, wartość



Rysunek 4.11: Panel górny przedstawia eksperymentalne widmo promieniowania gamma w porównaniu z dopasowanymi obliczeniami uzyskanymi w programie GEMINI++. Panel dolny zawiera porównanie użytej w obliczeniach funkcji nasilenia (linia czerwona, składająca się z trzech funkcji Lorentza) do zlinearyzowanych danych eksperymentalnych. Dane dla energii wiązki 300 i 600 MeV.



Rysunek 4.12: Wyznaczenie szerokości funkcji nasilenia GDR dla danych odpowiadających reakcji przy energii 300 MeV.



Rysunek 4.13: Wyznaczenie szerokości funkcji nasilenia GDR dla danych odpowiadających reakcji przy energii 600 MeV.

Tabela 4.1: Wyniki dopasowania parametrów opisujących trzy składowe GDR (centroidy – E_k , szerokości – Γ_k oraz nasilenia – S_k), dla rozpadu ^{88}Mo przy energii wiązki 300 i 600 MeV. Niepewności parametrów zostały oszacowane poprzez niepewność przy dopasowywaniu do postaci zlinearyzowanej funkcji nasilenia GDR (punkt 2 procedury).

E_k [MeV]	Γ_k [MeV]	S_k
300 MeV		
10.2 ± 1.4	4.5 ± 1.1	0.04 ± 0.01
14.4 ± 0.3	7.0 ± 0.3	0.81 ± 0.03
20.2 ± 0.4	8.2 ± 1.3	0.43 ± 0.05
600 MeV		
9.8 ± 0.5	4.4 ± 1.5	0.06 ± 0.02
14.6 ± 0.2	7 ± 0.7	0.46 ± 0.03
20.3 ± 0.8	12 ± 3.2	0.34 ± 0.07

Tabela 4.2: Energie centroid E_{GDR} , szerokości Γ_{GDR} funkcji nasilenia GDR. Dane dla rozpadu ^{88}Mo przy energii wiązki 300 i 600 MeV.

E_{GDR} [MeV]	Γ_{GDR} [MeV]
300 MeV	
15.5 ± 0.3	10.3 ± 0.6
600 MeV	
15.3 ± 0.2	11.2 ± 0.9

parametru deformacji β korzystając ze wzoru [77]:

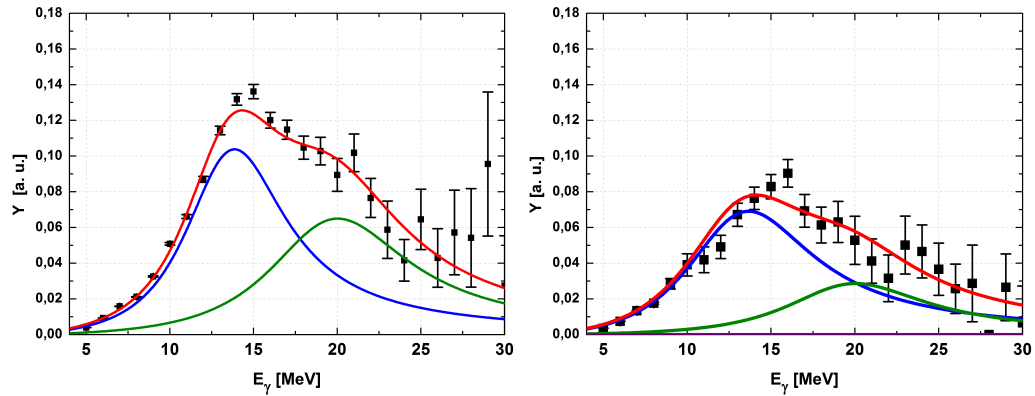
$$\beta = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \ln \frac{E_2}{E_1}, \quad (4.13)$$

gdzie E_1 oraz E_2 centroidami energii składowych GDR.

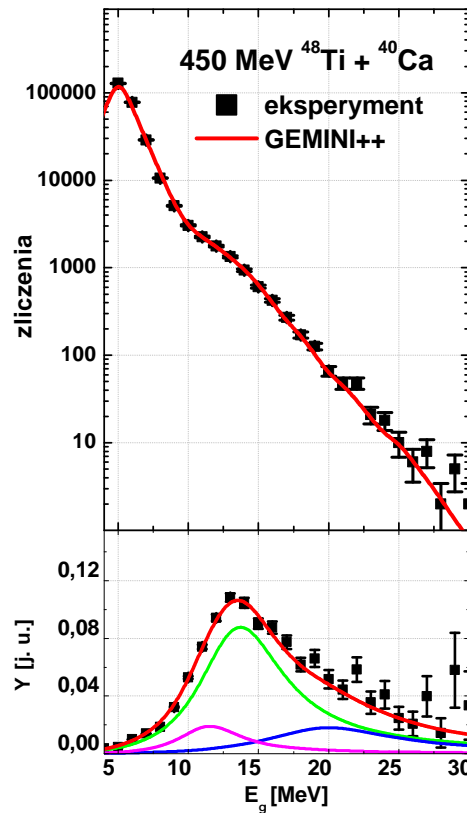
Parametr deformacji $\beta = 0.39 \pm 0.07$ dla parametrów GDR uzyskanych przy energii wiązki 300 MeV, oraz $\beta = 0.40 \pm 0.09$ dla energii wiązki 600 MeV.

W Rozdziale 5 zostaną przedstawione wartości średnich deformacji β oraz γ uzyskanych poprzez obliczenia modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu.

Jak przedstawiono w podrozdziale 3.5, widmo gamma dla wiązki o energii 450 MeV było potencjalnie zanieczyszczone promieniowaniem gamma pochodzącym prawdopodobnie z reakcji części jonów wiązki (halo?) na elementach mocujących tarczę. Dla tych danych także wykonano obliczenia i dopasowano parametry GDR. Uzyskane rezultaty przedstawione zostały na Rysunku 4.15, a dopasowane wartości zebrano w Tabeli 4.3. Należy zaznaczyć, że uzyskane wartości parametrów funkcji nasilenia GDR, takie jak szerokość wynosząca $\Gamma_{GDR} = 9.8 \pm 0.9$ MeV, czy centroida $E_{GDR} = 14.8 \pm 0.3$ MeV, odbiegają od wartości uzyskanych dla energii wiązki 300 i 600 MeV. Istotną wielkością zależną od masy jądra jest centroida, która nie powinna zmieniać się znacząco z energią wzbudzenia jądra. Uzyskana mniejsza wartość centroidy świadczy o zanieczyszczeniu danych pomiarowych. W widmie gamma zmierzonym dla energii 450 MeV występuje



Rysunek 4.14: Porównanie dopasowanej funkcji nasilenia (linia czerwona, składająca się z dwóch funkcji Lorentza) do zlinearyzowanych danych eksperymentalnych. Dane dla energii wiązki 300 (panel lewy) i 600 MeV (panel prawy).



Rysunek 4.15: Panel górny przedstawia eksperymentalne widmo promieniowania gamma w porównaniu z dopasowanymi obliczeniami uzyskanymi w programie GEMINI++. Panel dolny zawiera porównanie użytej w obliczeniach funkcji nasilenia (linia czerwona, składająca się z trzech funkcji Lorentza) do zlinearyzowanych danych eksperymentalnych. Dane dla energii wiązki 450 MeV.

komponenta nie pochodząca od rozpadu jądra złożonego ^{88}Mo . Dlatego też uzyskane parametry GDR dla tego przypadku nie były w kolejnym Rozdziale 5 porównywane z modelami teoretycznymi.

Tabela 4.3: Wyniki dopasowania parametrów opisujących trzy składowe GDR (centroidy – E_k , szerokości – Γ_k oraz nasilenia – S_k), dla rozpadu ^{88}Mo przy energii wiązki 450 MeV.

E_k [MeV]	Γ_k [MeV]	S_k
450 MeV		
11.5 ± 0.7	5.0 ± 0.9	0.1 ± 0.02
13.8 ± 0.2	7.0 ± 0.4	0.62 ± 0.04
20.0 ± 0.3	10.9 ± 1.2	0.28 ± 0.03

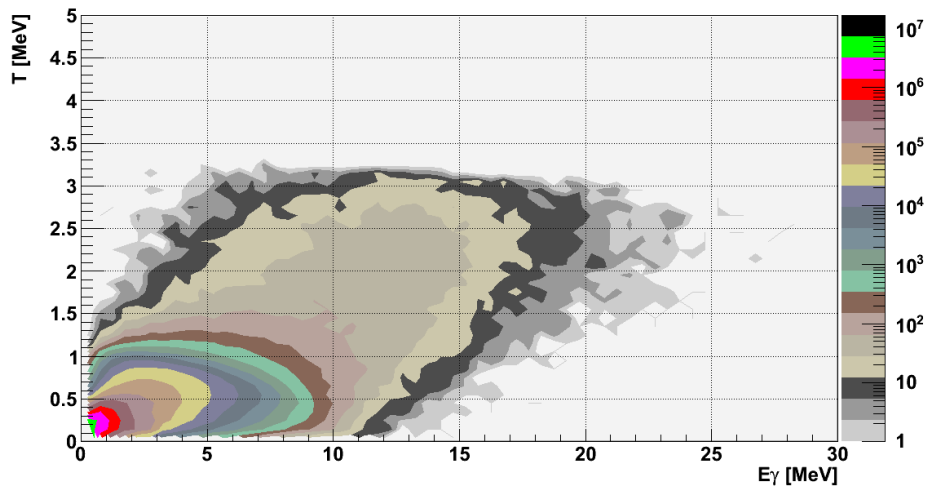
4.3.1 Temperatury i rozkłady krętu

W Tabeli 3.1 zamieszczono obliczone przez GEMINI++ temperatury jąder złożonych powstałych w reakcjach dla trzech badanych energii wiązki. Dla sprawdzenia jak zmienia się szerokość gigantycznego rezonansu dipolowego wraz ze zmianą temperatury jądra, w którym jest on zbudowany, niezbędne stało się jej oszacowanie. Do wyznaczenia średniej temperatury jądra po emisji GDR wykorzystano obliczenia wykonane z zastosowaniem kodu GEMINI++ (równanie 4.11). Następnie, poprzez nałożenie warunków filtru eksperymentalnego (wybierającego przypadki odpowiadające fuzji-wyparowaniu w taki sam sposób, jak dla danych eksperymentalnych), uzyskiwano wartości temperatury które przyjęto za wartości eksperymentalne. Na Rysunku 4.16 pokazano rozkłady temperatury w zależności od energii promieniowania γ . Wybierając wartości energii γ z zakresu 14–16 MeV (czyli dla otoczenia centroidy funkcji nasilenia GDR) otrzymano rozkłady temperatur pokazane na Rysunku 4.17 dla energii wiązki 300, 450 i 600 MeV. Wartości przedstawione w Tabeli 4.4 są temperaturami średnimi rozkładów, a parametr σ_T odpowiada odchyleniu standardowemu rozkładu.

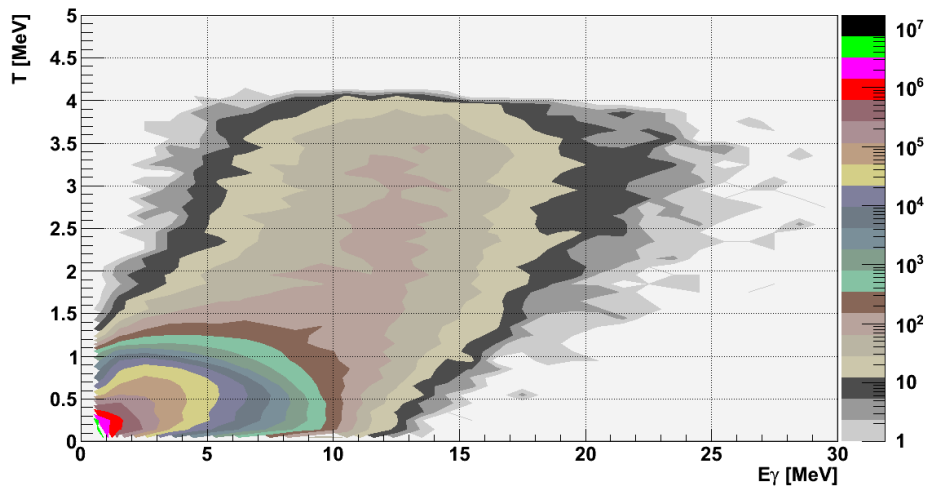
Tabela 4.4: Temperatury jądra złożonego oraz jądra, na którym zbudowany był GDR rozpadający się poprzez emisję promieniowania gamma, σ jest odchyleniem standardowym rozkładu temperatury (widocznego na Rysunku 4.17). Obliczenia dla $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ wykonane programem GEMINI++.

E_{LAB} [MeV]	T_{CN} [MeV]	$\langle T_{\text{GDR}} \rangle$ [MeV]	σ [MeV]
300	3	2.0	0.6
450	3.8	2.6	0.8
600	4.5	3.1	1.0

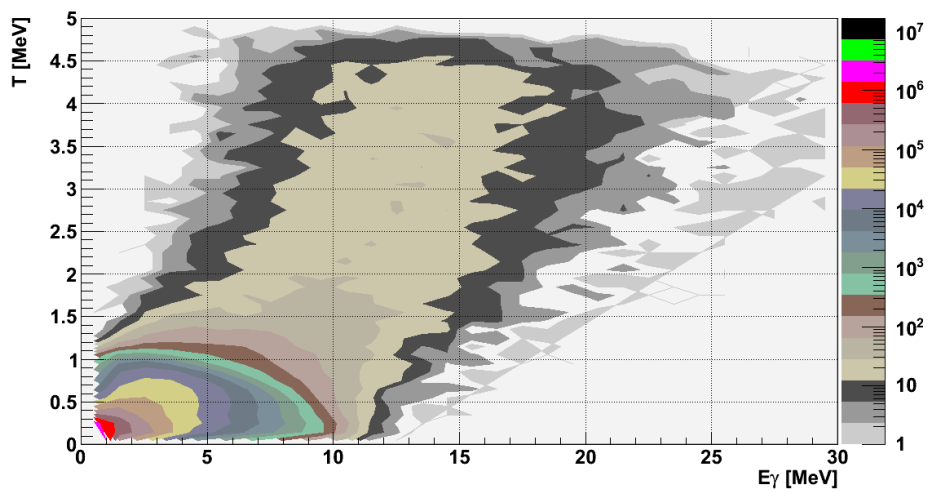
W celu wyznaczenia rozkładu oraz średniej wartości krętu jądra złożonego, które w trakcie kaskady rozpadów emitowało kwant gamma z GDR, wykonano obliczenia przy pomocy kodu GEMINI++. Obliczenia były sortowane z uwzględnieniem warunków eksperymentalnych. Brano pod uwagę tylko takie zdarzenia, w których rezydium rejestrowane było pod odpowiednimi kątami w detektorze "phoswich", a także występowała w nim emisja GDR. Przypadki te oznaczone są na Rysunku 4.18 za pomocą linii niebieskich. Na tym rysunku umieszczono także rozkład krętu dla wszystkich jąder złożonych – linia czarna, a także rozkłady krętu odpowiadające CN, które ulegały rozsz-



(a) Energia wiązki 300 MeV.

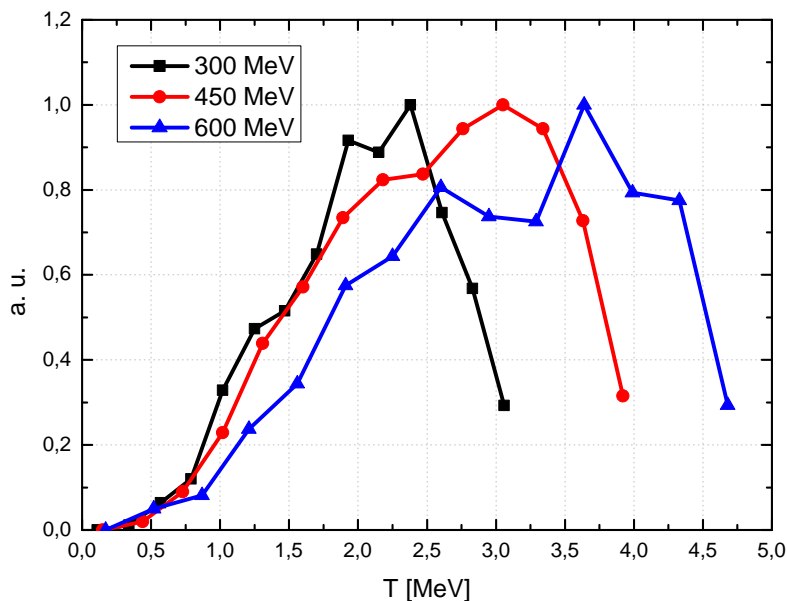


(b) Energia wiązki 450 MeV.



(c) Energia wiązki 600 MeV.

Rysunek 4.16: Macierz przedstawiająca zależność energii promieniowania gamma względem temperatury emitującego jądra, obliczona w GEMINI++ dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ przy energii wiązki a) 300 MeV, b) 450 MeV, c) 600 MeV.



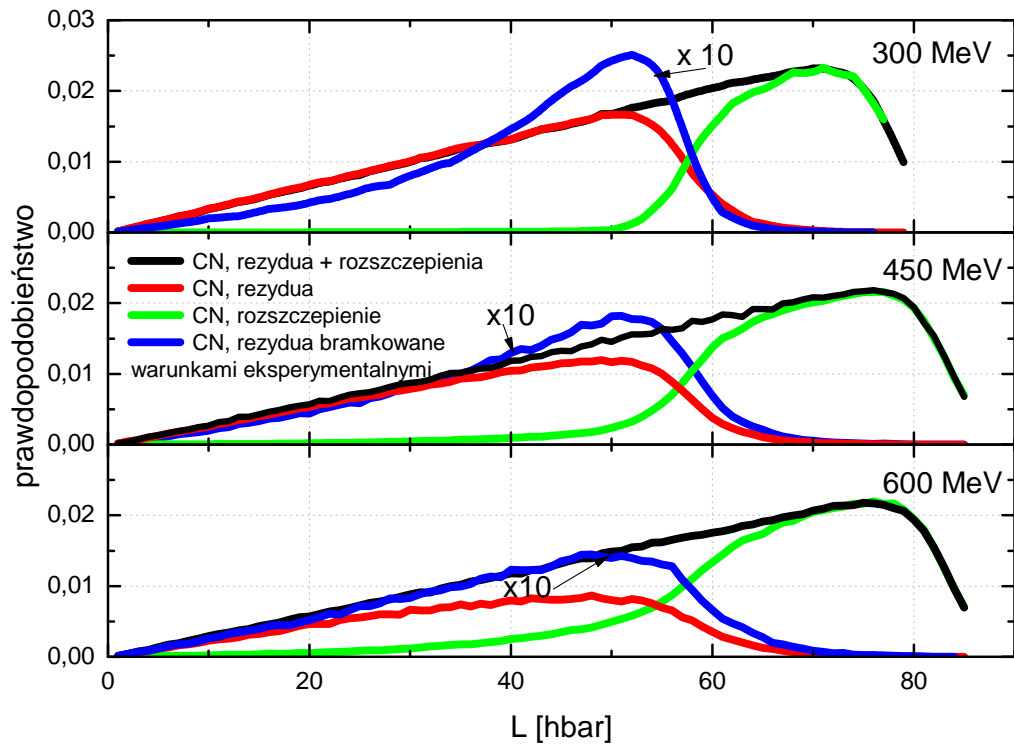
Rysunek 4.17: Rozkłady temperatury dla jąder, na których zbudowany był GDR ($14 < E_\gamma < 16$ MeV) - obliczenia wykonane za pomocą programu GEMINI++ dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ przy energii wiązki 300, 450 oraz 600 MeV.

czepieniom (kolor zielony) lub procesom wyparowania (kolor czerwony). Ze względu na różnice w kinematyce dla różnych energii wiązki rozkłady krętu, odpowiadające zdarzeniom rejestrowanym w eksperymencie, mają różne kształty. W Tabeli 4.5 zamieszczono średnie wartości krętu jądra złożonego ($\langle l \rangle$) dla trzech energii wiązki przy warunku na detekcję rezyduów wyparowania przez układ eksperymentalny. Wartości te są praktycznie takie same, jednak wraz ze wzrostem energii wiązki zwiększa się wartość rozmycia wokół średniej z 6 do $13\hbar$.

Tabela 4.5: Parametry opisujące rozkład krętu jądra złożonego (CN) utworzonego w reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ dla trzech energii wiązki. Średni kręt dla rezyduów, które były rejestrowane przez system pomiarowy – $\langle l \rangle$ wraz z odchyleniem standardowym rozkładu σ . Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++.

E_{LAB} [MeV]	l_{max} [\hbar]	$\langle l \rangle$ [\hbar]	σ [\hbar]
300	78	43	6
450	88	42	9
600	88	41	13

Używając programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki: 300 oraz 600 MeV obliczono macierze populacji kręt-temperatura jądra, na którym zbudowany był GDR (czyli jądra bezpośrednio po rozpadzie GDR, po emisji promieniowania z zakresu $14 < E_\gamma < 16$ MeV) przy zastosowaniu filtra eksperymentalnego dla detekcji rezyduów wyparowania (Rysunek 4.19). Otrzymane rozkłady krętu (Tabela 4.6 oraz Rysunek 4.20) mają znacznie mniejsze wartości średnie od rozkładów krętu dla jądra złożonego (z Tabeli 4.5). Spowodowane jest to tym, że wraz ze wzrostem energii wzbudzenia w obliczeniach rosła liczebność przypadków emisji GDR po emisji cząstki lub cząstek. Ilustruje



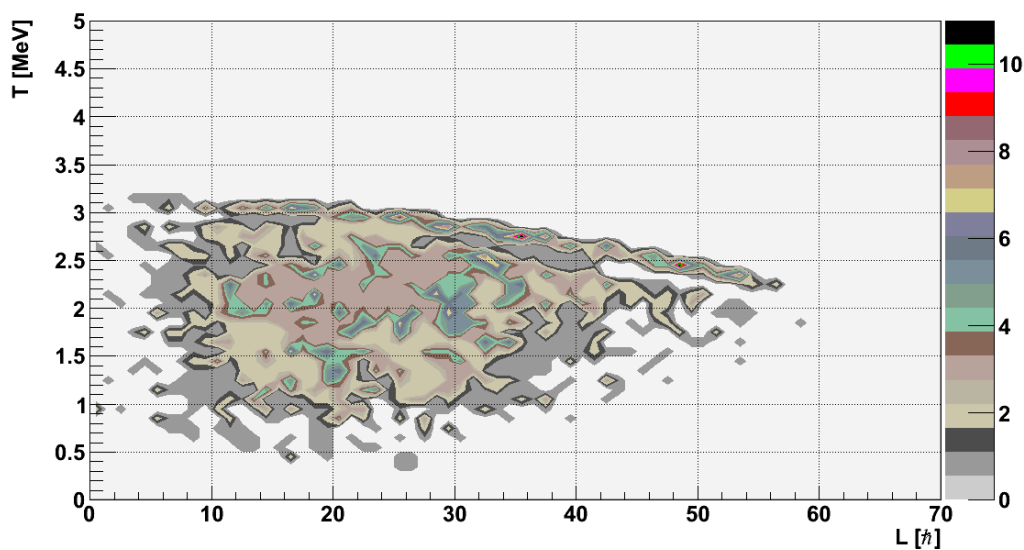
Rysunek 4.18: Rozkłady krętu jądra złożonego powstałego w fuzji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ dla energii wiązki 300, 450 i 600 MeV - kolor czarny; dla przypadków, gdy jądro złożone uległo rozszczepieniu - kolor zielony; przypadki, gdy rozpad następował poprzez wyparowanie - kolor czerwony; kolorem niebieskim oznaczono rozkład krętu CN (przemnożony przez 10) dla przypadków rejestrowanych przez system pomiarowy (detektory foswich).

to Rysunek 4.21 zawierający rozkłady liczby masowej rozpadającego się poprzez emisję GDR jądra. Dla energii wiązki 300 oraz 600 MeV najbardziej prawdopodobnym jądrem emitującym GDR był ^{88}Mo (rozpad w pierwszym kroku kaskady), co zostało pokazane na Rysunku 4.22. Natomiast w przypadku rozkładów liczby masowej A , otrzymuje się dla 300 MeV maksimum $A = 88$, natomiast dla 600 MeV rozkład bez maksimum, o prawie równym prawdopodobieństwie emisji GDR z jąder o masie $A \approx 80$. W późniejszych porównaniach do modeli teoretycznych przyjęto, że GDR emitowany jest z jądra o masie $A = 88$, co jest dobrze spełnione dla energii wiązki 300 MeV (średnie $A = 84$, Rysunek 4.21a). Natomiast w przypadku 600 MeV gdzie masa jądra emitującego GDR zwykle jest niższa od przyjętej w obliczeniach (średnie $A = 79$, Rysunek 4.21b), ewentualna różnica wartości centroidy rozkładu GDR wynosi ~ 0.3 MeV, zgodnie ze wzorem 1.7.

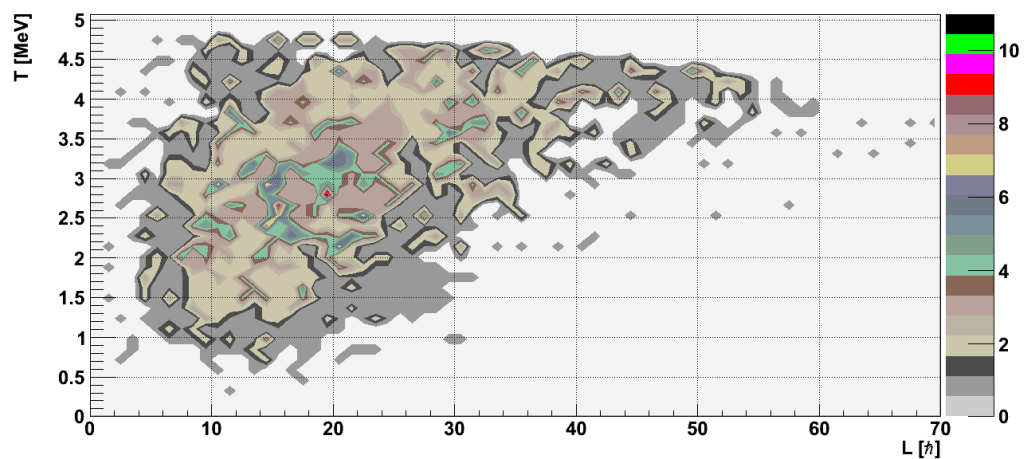
Rozkłady Z i N jąder emitujących GDR przedstawiono na Rysunkach 4.23 oraz 4.24. Dla energii wiązki 300 MeV średnia wartość $Z = 40$, $N = 45$, co można przyjąć jako emisję jednej cząstki α przed emisją GDR. Natomiast przy energii wiązki równej 600 MeV średnie $Z = 37$, $N = 42$, czyli przed emisją GDR średnio emitowane były dwie cząstki α oraz proton i neutron. Emitowane przed rozpadem GDR cząstki α unoszą stosunkowo duże wartości krętu, co tłumaczy różnice między rozkładem krętu jądra złożonego (bramkowanego rozpadem GDR), a rozkładem krętu jądra po rozpadzie GDR, które zostały przedstawione powyżej.

Tabela 4.6: Parametry opisujące rozkład krętu jądra (średni kręt $\langle l_{GDR} \rangle$ wraz z odchyleniem standardowym rozkładu σ_{GDR}), na których zbudowany był GDR, dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ i energii wiązki 300 oraz 600 MeV. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ z uwzględnieniem filtru eksperymentalnego dla detekcji rezyduów wyparowania.

E_{LAB} [MeV]	$\langle l_{GDR} \rangle$ [\hbar]	σ_{GDR} [\hbar]
300	24	11
600	20	11

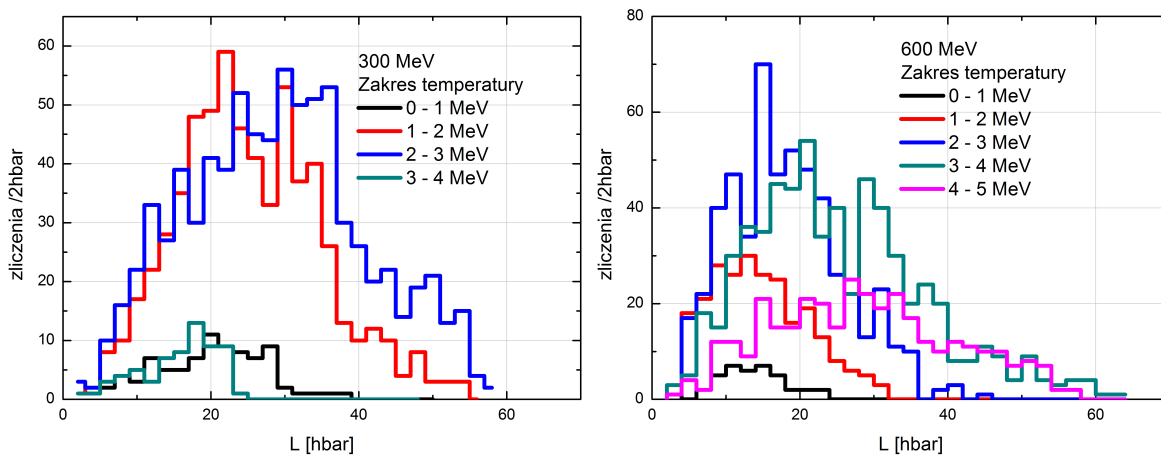


(a) 300 MeV

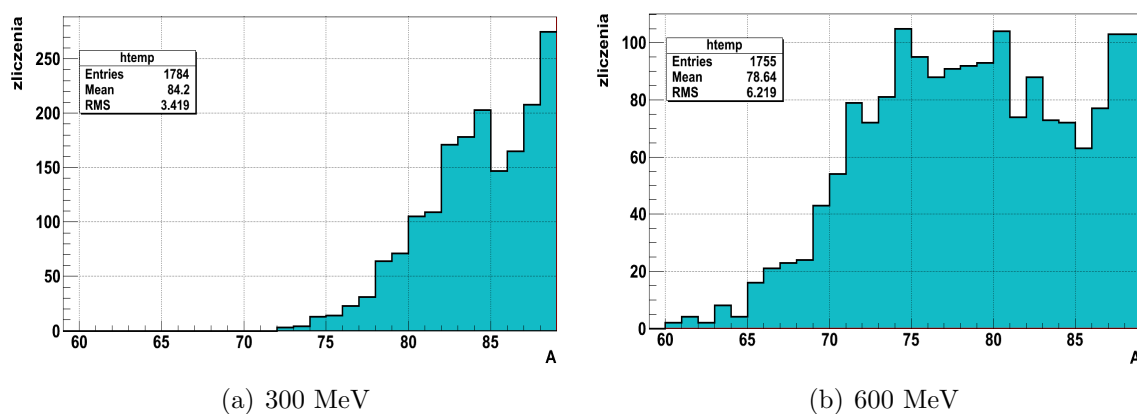


(b) 600 MeV

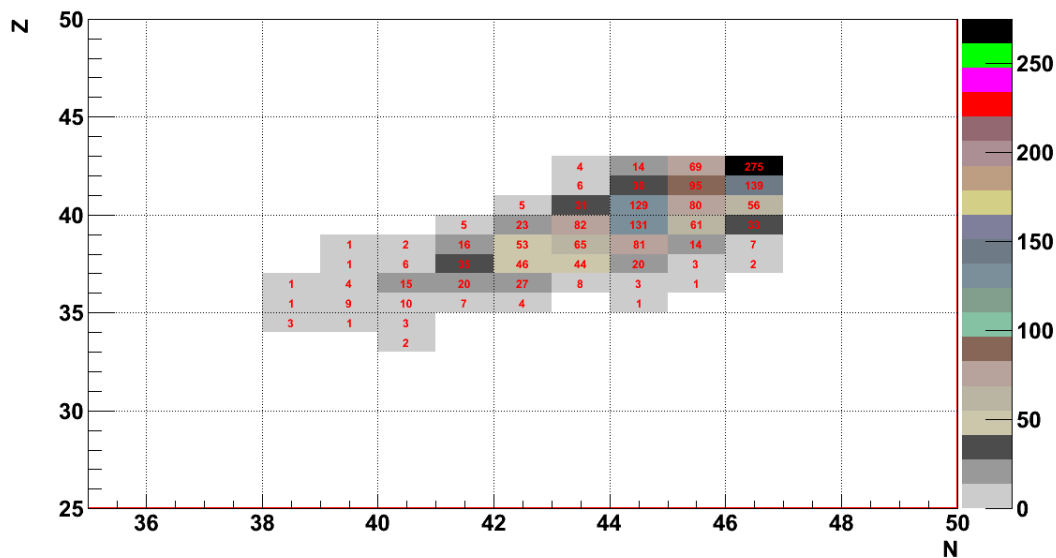
Rysunek 4.19: Macierze obrazujące rozkład krętu względem temperatury jądra, na którym zbudowany był GDR.



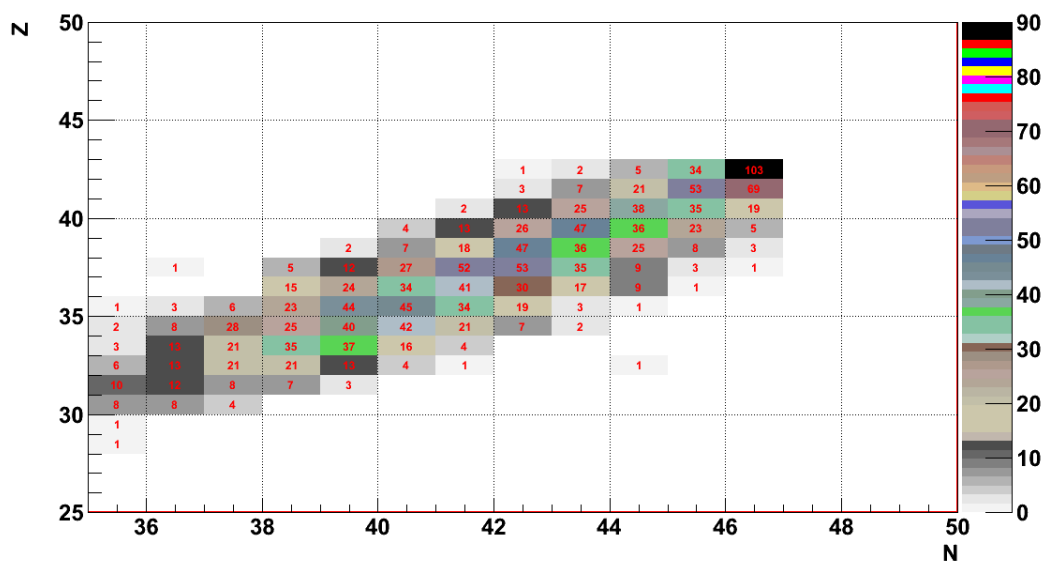
Rysunek 4.20: Rozkłady krętu dla jąder, na których zbudowany był GDR, dla przedziałów temperatur ($\Delta T = 1$ MeV).



Rysunek 4.21: Rozkłady liczby masowej jąder, które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.

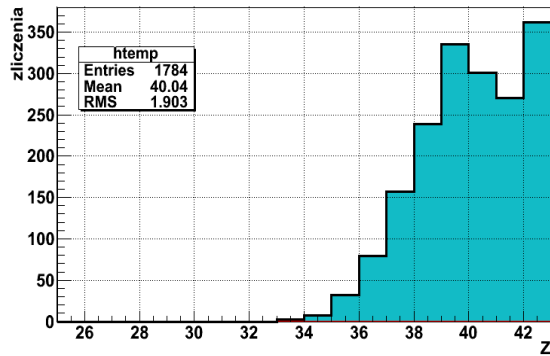


(a) 300 MeV

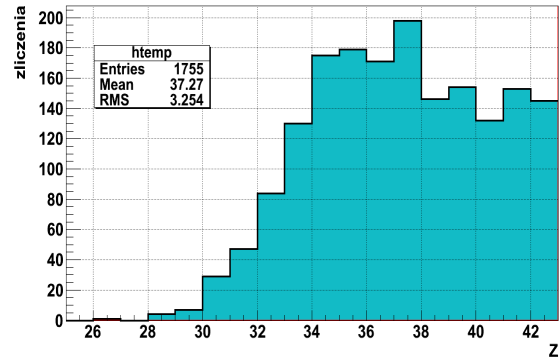


(b) 600 MeV

Rysunek 4.22: Rozkłady liczebności jąder o liczbie neutronów N i liczbie protonów Z , które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.

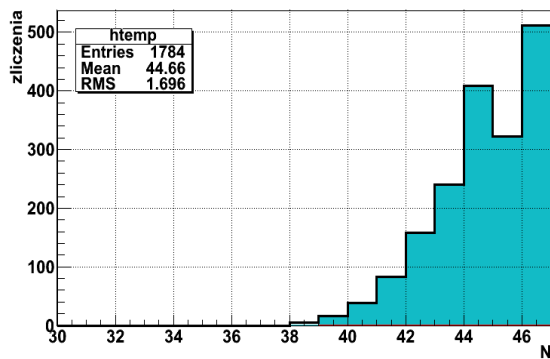


(a) 300 MeV

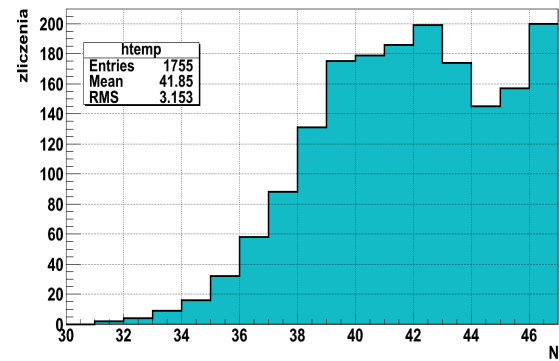


(b) 600 MeV

Rysunek 4.23: Rozkłady liczby ładunkowej Z , które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.



(a) 300 MeV



(b) 600 MeV

Rysunek 4.24: Rozkłady liczby neutronów N , które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.

Dyskusja rezultatów

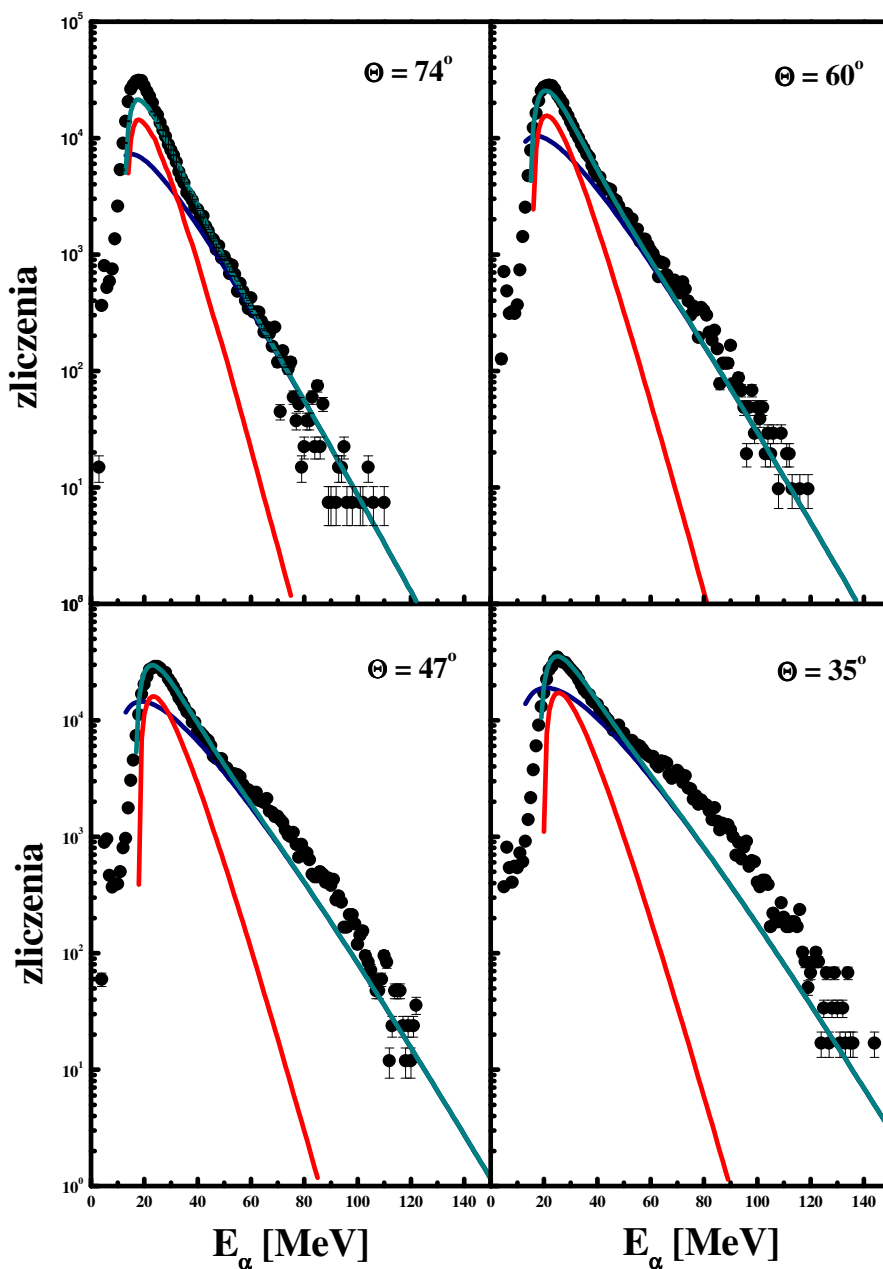
Zmierzone widma cząstek naładowanych oraz wysokoenergetycznych kwantów gamma zostały zinterpretowane na gruncie modeli teoretycznych. Analiza widm cząstek naładowanych pozwoliła na zbadanie mechanizmu reakcji rozpadu jądra złożonego, a w szczególności sprawdzenie czy nie ma przedrównowagowej emisji cząstek. Widma kwantów gamma dostarczyły informacji o parametrach funkcji nasilenia GDR umożliwiając badanie zależności szerokości GDR od temperatury, obserwacji przejścia Jacobiego dla jądra ^{88}Mo oraz dynamiki ewolucji kształtów jądra w procesie wyparowania.

5.1 Cząstki naładowane a kwestia emisji przedrównowagowej

Przy dużych energiach wzbudzenia można spodziewać się emisji przedrównowagowej cząstek [1, 2, 74]. Jest to proces wyemitowania cząstki naładowanej przez układ jąder pocisku i tarczy przed osiągnięciem równowagi termodynamicznej, zanim dojdzie do utworzenia jądra złożonego. W takim przypadku proces statystycznego wyparowania cząstek zachodzi dla niższej energii wzbudzenia, niż dla dostępna po procesie fuzji. Proces emisji przedrównowagowej widoczny jest zwłaszcza dla widm energii cząstek α , poprzez obecność dwóch komponent: niskoenergetycznej związanej z emisją z jądra złożonego, oraz wysokoenergetyczna, którą tworzą cząstki wyemitowane przed osiągnięciem równowagi termodynamicznej (przykład takiego widma pokazano na Rysunku 5.1).

Zgodnie z literaturą [1, 74, 75] dla energii wiązki 450 MeV (9.38 MeV/nukleon) efekty przedrównowagowe powinny być już zauważalne i występować jeszcze wyraźniej dla wiązki 600 MeV (12.5 MeV/nukleon). Zestawienie dostępnych danych literaturowych dotyczących mas i energii pocisków, jąder złożonych i ich energii wzbudzenia, a także energii traconej w procesach przedrównowagowych zamieszczono w Tabeli 5.1. Brak jest innych niż nasze danych literaturowych dla reakcji symetrycznych tworzących jądro złożone o masie 80–100 A i energii wiązki z zakresu 9–13 MeV/nukleon, które mogłyby wskazać czy emisja przedrównowagowa występuje (a jeśli tak to w jakim stopniu) dla badanej reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$.

W niniejszej pracy nie zaobserwowano znacznych różnic pomiędzy obliczeniami modelu statystycznego a danymi eksperymentalnymi (Rysunki 4.4–4.9 z Rozdziału 4.2), które by mogły świadczyć o udziale emisji przedrównowagowej. Niemniej jednak trzeba zauważyć, że dla reakcji w odwrotnej kinematyce (jądro pocisku cięższe od jądra tarczy) emisje przedrównowagowe w układzie środka masy są skierowane głównie w zakres



Rysunek 5.1: Widma energetyczne cząstek α otrzymane w koincydencji z rezydentami wyparowania dla reakcji $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ przy energii wiązki 250 MeV wraz z obliczeniami. Punkty odpowiadają danym eksperymentalnym, linia czerwona (składowa niskoenergetyczna) to obliczenia dla jądra złożonego, linia granatowa (składowa wysokoenergetyczna) to obliczenia emisji z jąder, które nie osiągnęło równowagi termodynamicznej, a linia zielona to suma składowej nisko- i wysokoenergetycznej. Rysunek pochodzi z pracy doktorskiej M. Brekiesz [74].

kątów Θ zbliżonych do 180° [73] (co w układzie LAB dla badanych energii reakcji oznaczało zakres kątów powyżej 70°). Stąd też cząstki z emisji przedrównowagowej nie były możliwe do zarejestrowania przez użyty w analizowanym eksperymencie układ pomiarowy, który poprawnie działał dla zakresu kątów (w układzie LAB) od 34.85 do 47° .

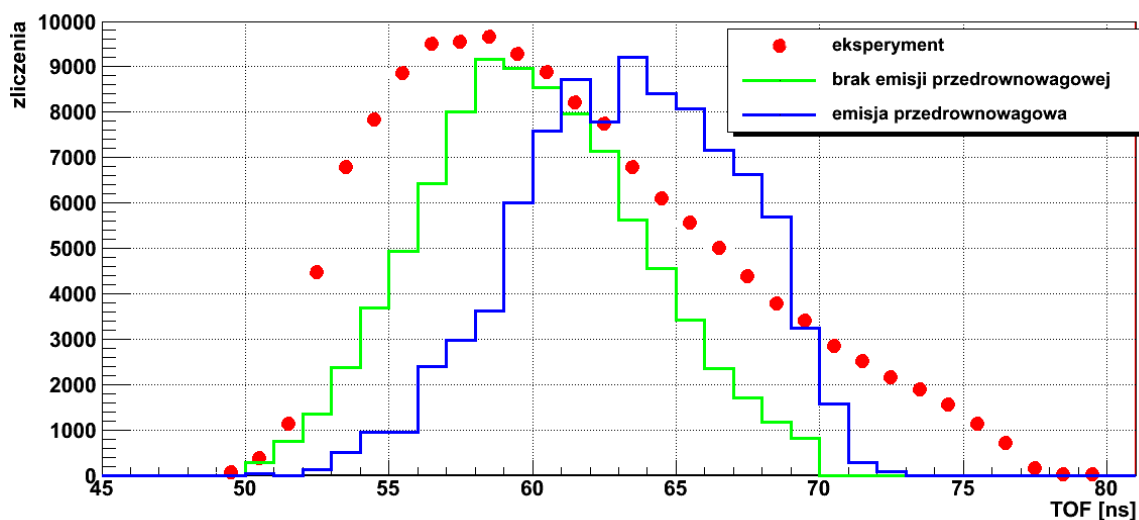
Tabela 5.1: Dane literaturowe dotyczące średnich energii unoszonych w procesach przedrównowagowych dla różnych reakcji, oraz zakresu energii wiązki od 5 do 19 MeV/nukleon.

Reakcja	CN	Energia		Tracona		Źródło
		wiązki [MeV/A]	E* [MeV]	energia [%]	[MeV]	
$^{27}\text{Al} + ^{19}\text{F}$	$^{46}\text{Ti}^*$	5.3	85	0	0	[74]
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	$^{132}\text{Ce}^*$	6.25	149	0	0	[74]
$^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$	$^{88}\text{Mo}^*$	6.25	124	0	0	obecna praca
$^{18}\text{O} + ^{100}\text{Mo}$	$^{118}\text{Sn}^*$	6.7	108	1.0	1.1	[1]
$^{64}\text{Ni} + ^{68}\text{Zn}$	$^{132}\text{Ce}^*$	7.81	200	$\leq 3.1 \pm 1.6$	$\leq 6.3 \pm 3.2$	[74]
$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$	$^{179}\text{Re}^*$	8	112	8.0 ± 2.7	9.0 ± 3.0	[75]
$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$	$^{189}\text{Au}^*$	8	108	8.3 ± 2.8	9.0 ± 3.0	[75]
$^{18}\text{O} + ^{100}\text{Mo}$	$^{118}\text{Sn}^*$	8.2	129	10.3	13.3	[1]
$^{18}\text{O} + ^{100}\text{Mo}$	$^{118}\text{Sn}^*$	9.2	145	15.4	22.4	[1]
$^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$	$^{88}\text{Mo}^*$	9.38	192	0	0	obecna praca
$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$	$^{179}\text{Re}^*$	10	148	10.1 ± 0.7	15.0 ± 1.0	[75]
$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$	$^{189}\text{Au}^*$	10	144	8.3 ± 0.7	12.0 ± 1.0	[75]
$^{18}\text{O} + ^{100}\text{Mo}$	$^{118}\text{Sn}^*$	10.9	172	21.9	37.6	[1]
$^{18}\text{O} + ^{100}\text{Mo}$	$^{118}\text{Sn}^*$	11.9	186	24.2	45.0	[1]
$^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$	$^{88}\text{Mo}^*$	12.5	261	0	0	obecna praca
$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$	$^{179}\text{Re}^*$	13	201	13.9 ± 1.5	28.0 ± 3.0	[75]
$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$	$^{189}\text{Au}^*$	13	197	12.7 ± 1.5	25.0 ± 3.0	[75]
$^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$	$^{132}\text{Ce}^*$	15.6	205	16.9 ± 3.0	32.7 ± 6.2	[74]
$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$	$^{179}\text{Re}^*$	16	254	18.5 ± 2.4	47.0 ± 6.0	[75]
$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$	$^{189}\text{Au}^*$	16	251	15.9 ± 2.4	40.0 ± 6.0	[75]

Ważniejszym wskazaniem, że emisja przedrównowagowa cząstek w badanych reakcjach nie miała miejsca, jest dobre odwzorowanie centroid widma czasu przelotu (TOF) dla rezyduów, zamieszczone na Rysunku 3.11. Rozkłady TOF wyznaczone przez GEMINI++ nieznacznie odbiegają od eksperymentalnych, jednak największe odstępstwo występuje dla energii wiązki 300 MeV (odpowiadającej 6.25 MeV/nukleon), przy której emisja przedrównowagowa nie powinna mieć miejsca [2, 74] (Tabela 5.1).

Żeby sprawdzić jak procesy emisji przedrównowagowej wpływają na widmo TOF rezyduów wypadowania, przyjęto istnienie takiej emisji i szacując (zgodnie z danymi z Tabeli 5.1) wyemitowaną energię jako równą 30 MeV, dla energii wiązki 12.5 MeV/nukleon wykonano obliczenia czasu przelotu programem GEMINI++. W obliczeniach tych emisja przedrównowagowa została uwzględniona poprzez zmniejszenie o 1 liczby protonów i o 1 liczby neutronów w jądrze pocisku i obniżenie energii wzbudzenia jądra złożonego o 30 MeV. Wyniki obliczeń dla tej reakcji ($^{46}\text{Sc} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{86}\text{Nb}^*$), prowadzącej do energii wzbudzenia jądra ^{86}Nb równej 230 MeV, umieszczono, wraz z uprzednimi dla $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$, na Rysunku 5.2. Widoczne jest przesunięcie centroidy rozkładu TOF przy założonej emisji przedrównowagowej względem rozkładu zmierzonego dla ^{88}Mo . Natomiast centroida rozkładu TOF przy założeniu braku emisji przed osiągnięciem równowagi termodynamicznej jest równa centroidzie dla rozkładu eksperymentalnego.

Dobre odtworzenie widm cząstek naładowanych przez model statystyczny (program GEMINI++) oraz przede wszystkim widma czasu przelotu rezyduów, świadczą o braku obserwacji emisji przedrównowagowej cząstek dla wszystkich energii wiązki (300, 450 oraz 600 MeV). Tym samym energie wzbudzenia jader złożonych w badanych reakcjach jak i rozkłady temperatur jąder emitujących GDR wydają się być prawidłowo ustalone.



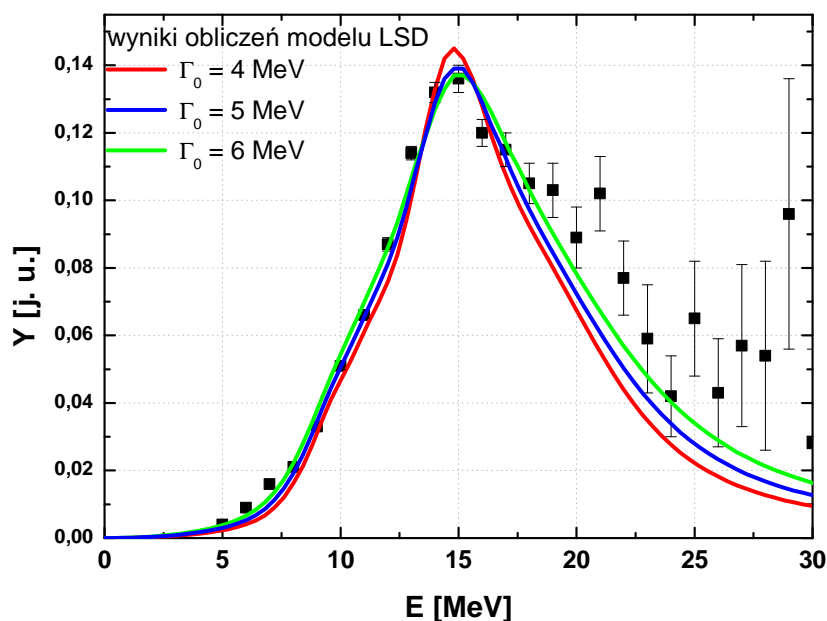
Rysunek 5.2: Porównanie między obliczonym za pomocą GEMINI++ a eksperymentalnym czasem przelotu do detektorów typu phoswich; kolor czerwony - rezydwa wyparowania, kolor zielony - obliczony TOF dla rezydów wyparowania - $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ przy energii wiązki 600 MeV, kolor niebieski - obliczony TOF dla rezydów wyparowania - $^{46}\text{Sc} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{86}\text{Nb}^*$.

5.2 Funkcja nasilenia GDR

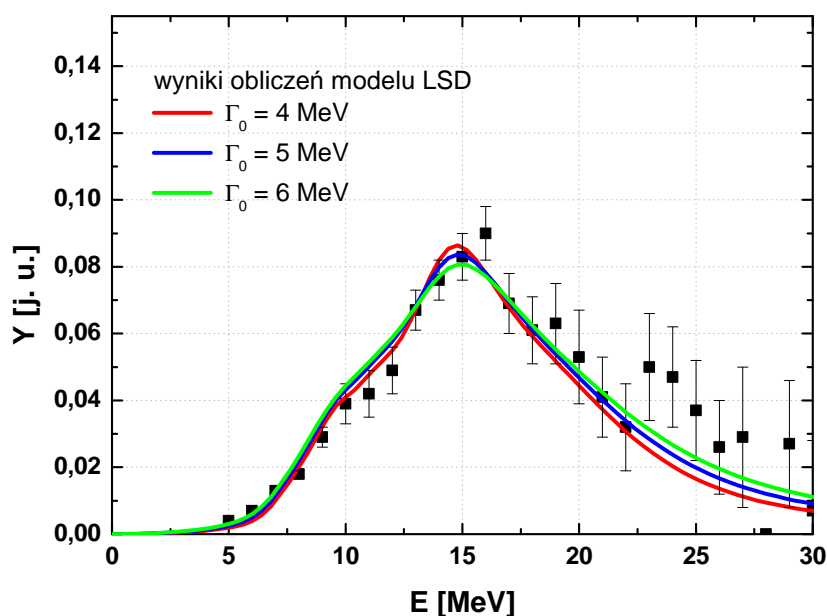
Używając modelu *Lublin Strasbourg Drop* (LSD) opisanego w Rozdziale 1.3 i [30, 31] oraz modelu termicznych fluktuacji kształtu (Rozdział 1.2), wykonano obliczenia funkcji nasilenia GDR pochodzącego z rozpadu jądra złożonego ^{88}Mo zakładając średnie wartości krętu $43\hbar$ (300 MeV) oraz $41\hbar$ (600 MeV) (Rozdział 4.3.1). Obliczenia wykonano dla rozkładu temperatur (wyznaczonego programem GEMINI++), który odpowiadał temperaturze jądra po rozpadzie GDR, przy założeniu różnych wartości szerokości wewnętrznej Γ_0 GDR (równej szerokości dla $T = 0$ MeV). Moment pędu przyjęty do obliczeń był średni krętem jądra złożonego $\langle l \rangle$ z Tabeli 4.5. Okazuje się, że wyniki obliczeń zamieszczone na Rysunku 5.3 oraz 5.4 całkiem dobrze odwzorowują kształt funkcji nasilenia otrzymanej eksperymentalnie. Na uwagę zasługuje bardzo dobre odtworzenie danych zebranych przy energii wiązki 600 MeV, a zwłaszcza uzyskanie w obliczeniach takiego samego udziału składowej niskoenergetycznej względem maksimum jak w eksperymencie.

Używając takich samych parametrów, tj. rozkładu temperatury jąder w których zbudowany był GDR, jak i średniej wartości momentu pędu jądra złożonego, wykonano obliczenia używając modelu PDM (Rozdział 1.5) oraz [79, 80]¹. Wyniki, w porównaniu do danych eksperymentalnych, zamieszczone są na Rysunkach 5.5 oraz 5.6. Odzworowanie kształtu oraz szerokości funkcji nasilenia GDR wydaje się być również dobre jak dla wyników obliczeń modelu LSD. Jednakże obliczenia nie opisują dobrze niskoenergetycznej części, zwłaszcza w przypadku energii wiązki 600 MeV. Potencjalną tego przyczyną może być nieuwzględnienie zmiany kształtu oraz siły Coriolisa w obliczeniach PDM.

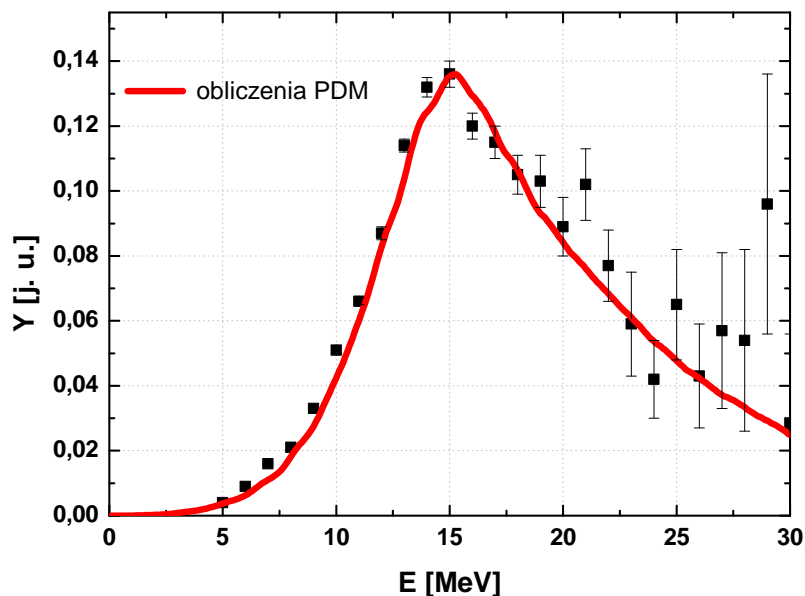
¹Należy zaznaczyć, że obliczenia te były wykonane specjalnie dla niniejszej pracy przez prof. Nguyen Dinh Danga z instytutu RIKEN w Japonii.



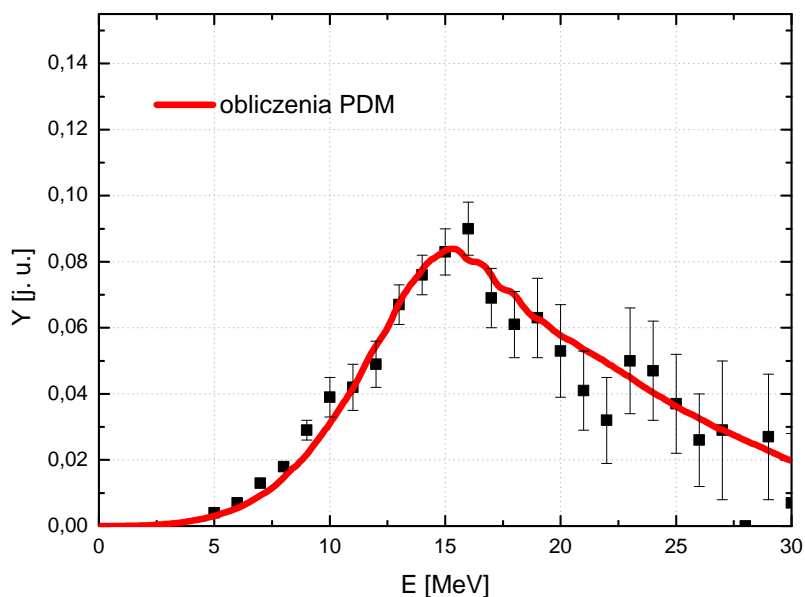
Rysunek 5.3: Porównanie funkcji nasilenia GDR obliczonych przy pomocy modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu, dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 123.8 MeV (energia wiązki 300 MeV), przy zadanych szerokościach Γ_0 równych 4, 5 lub 6 MeV (linie) z danymi uzyskanymi podczas eksperymentu.



Rysunek 5.4: Obliczone przy pomocy modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu funkcje nasilenia GDR dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 260.7 MeV (energia wiązki 600 MeV) przy zadanych szerokościach $\Gamma_0 = 4, 5$ lub 6 MeV (linie) wraz z danymi uzyskanymi podczas eksperymentu (punkty).



Rysunek 5.5: Porównanie funkcji nasilenia GDR dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 123.8 MeV (energia wiązki 300 MeV) zmierzonej (punkty) oraz obliczonej przy pomocy modelu PDM (linia).



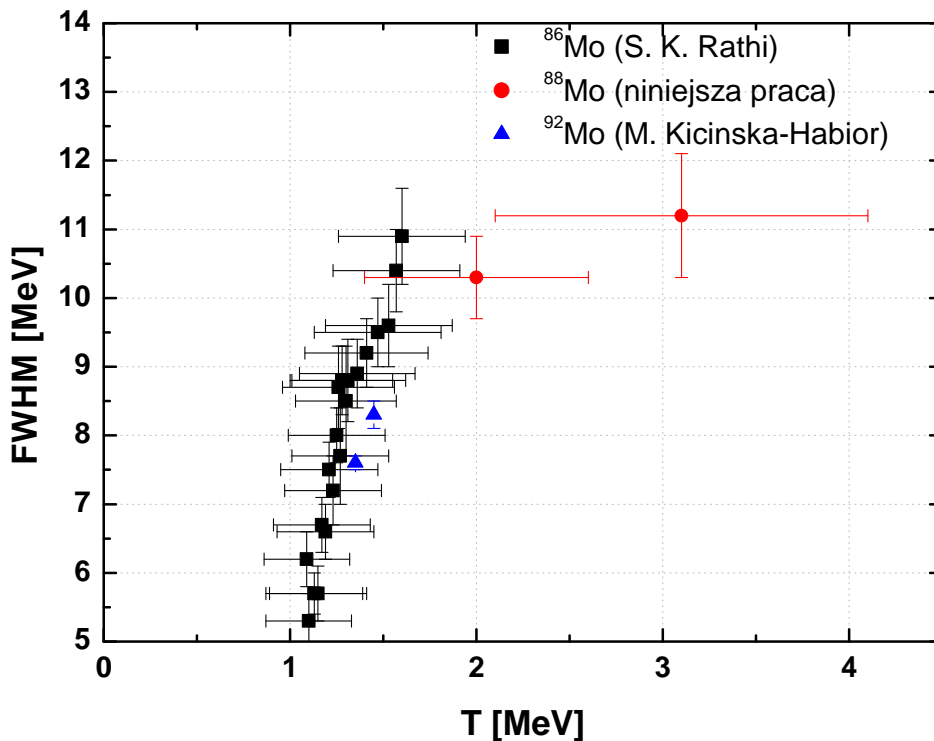
Rysunek 5.6: Funkcja nasilenia GDR dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 260.7 MeV (energia wiązki 600 MeV) obliczona przy pomocy modelu PDM (linia) wraz z danymi eksperymentalnymi (punkty).

Należy zaznaczyć, że rozkłady i średnie wartości krętu jądra złożonego dla wysokich energii wzbudzenia nie są tożsame z wartościami krętu jądra po rozpadzie GDR (co pokazano w podrozdziale 4.3.1). W kolejnym podrozdziale 5.5, zostanie omówione porównanie danych eksperymentalnych do obliczeń ważonych rozkładami krętu CN jak i jąder po emisji GDR.

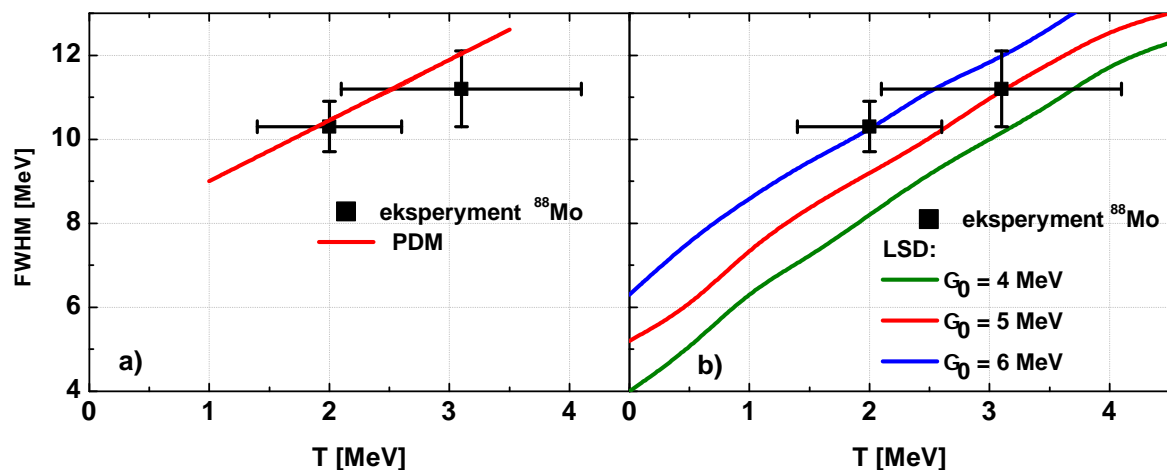
5.3 Zależność szerokości GDR od temperatury

W wyniku analizy danych eksperymentalnych uzyskano szerokości funkcji nasilenia GDR dla dwóch temperatur $T = 3.1 \pm 1.0$ MeV dla wiązki o energii 600 MeV oraz 2.0 ± 0.6 MeV dla wiązki o energii 300 MeV (Tabela 4.2 w Rozdziale 4.3). Otrzymano wartości wynoszące odpowiednio 11.2(9) MeV oraz 10.3(6) MeV. Ponieważ średnie wartości momentu pędu jąder, których rozpady GDR były mierzone, były właściwie równe i wynosiły odpowiednio $41 \pm 13\hbar$ dla 600 MeV oraz $43 \pm 6\hbar$ dla energii wiązki 300 MeV, obserwowana zmiana szerokości wynika głównie ze zmian temperatury jądra (w szczególności z termicznych fluktuacji kształtów).

Uzyskane wartości szerokości GDR porównano z opublikowanymi rezultatami innych, wcześniej przeprowadzonych pomiarów. Na Rysunku 5.7 przedstawiono zebrane dane literaturowe dla szerokości funkcji nasilenia GDR w ^{86}Mo [76] i w ^{92}Mo [77] w porównaniu do wyników dla ^{88}Mo . Wyniki otrzymane w niniejszej pracy dla najwyższych temperatur płynnie ekstrapolują dotychczasowe dane. Otrzymana systematyka sugeruje również rozpoczęcie efektu wysycania wzrostu szerokości GDR dla $T \geq 2$ MeV. Należy jednak zaznaczyć, że dane dotyczące ^{86}Mo oraz ^{92}Mo były zmierzone dla wartości momentu pędu niższych niż dla ^{88}Mo , mieszczących się w zakresie od 9 do $31\hbar$. Ze względu na różnice wartości krętów porównanie to ma charakter przybliżony, jednakże ponieważ szerokość GDR wzrasta wraz ze wzrostem momentu pędu jądra (Rysunek 1.3 w Rozdziale 1) mniejszy wzrost szerokości GDR obserwowany dla wyższych krętów tym bardziej potwierdza obecność jej wysycenia.



Rysunek 5.7: Zależność szerokości GDR względem temperatury jądra (dla różnych wartości momentu pędu rozpadającego się jądra), na którym rezonans był zbudowany. Kolorem czerwonym oznaczono uzyskane w tej pracy wyniki dla jądra złożonego ^{88}Mo . Dane dla ^{86}Mo pochodzą z pracy [76], dla ^{92}Mo z pracy [77].



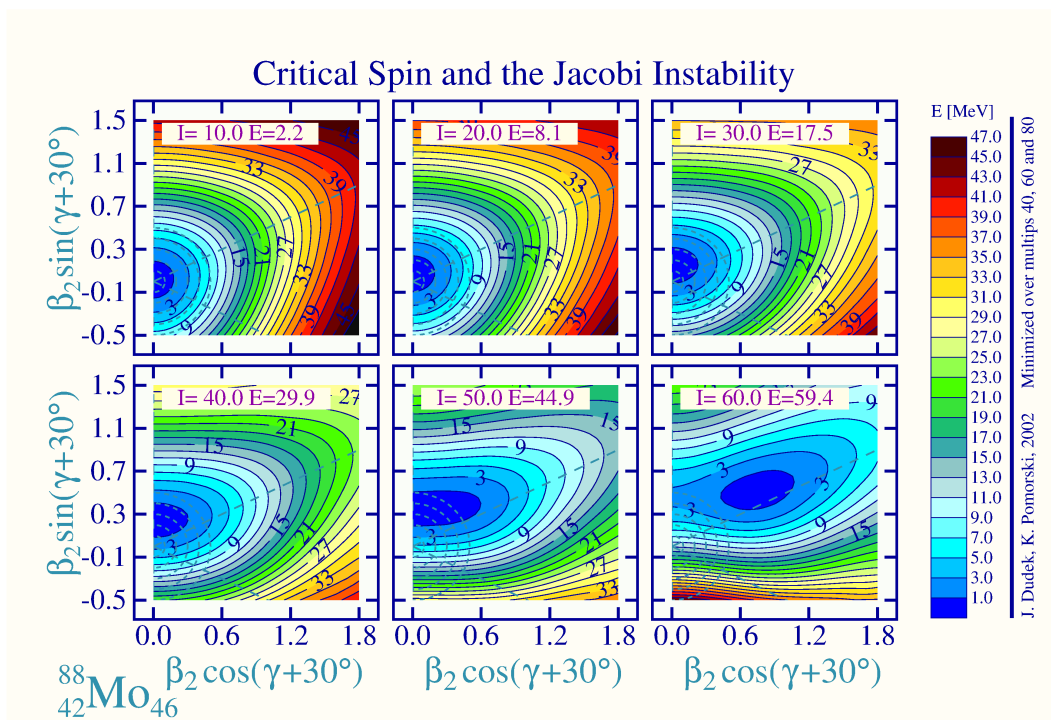
Rysunek 5.8: Przewidywania modeli PDM oraz LSD dla ewolucji szerokości funkcji nasilenia GDR wraz ze wzrostem temperatury jądra, na którym rezonans jest zbudowany. Obliczenia wykonano dla jądra złożonego ^{88}Mo .

Zmierzone szerokości GDR porównano z wartościami uzyskanymi z obliczeń według modeli PDM (Rysunek 5.8a) oraz LSD (Rysunek 5.8b) z uwzględnieniem termicznych fluktuacji kształtów. W przypadku modelu PDM szerokość jest bardzo dobrze przewidywana dla temperatury 2 MeV (czyli dla energii wiązki 300 MeV), natomiast dla temperatury 3.1 MeV szerokość przewidywana mieści się wprawdzie w zakresie niepewności pomiarowych, jest jednak na ich granicy. Podobnie w przypadku modelu LSD, dane pomiarowe są bardzo dobrze odtwarzane dla niższej temperatury (wartość parametru $\Gamma_0 = 6$ MeV) lecz dla $T = 3.1$ MeV tak jak przy obliczeniach PDM eksperymentalna szerokość jest na granicy niepewności pomiarowych. Zmiana parametru modelu na $\Gamma_0 = 5$ MeV powoduje wprawdzie, że dobrze odtwarzany jest punkt o wyższej temperaturze, jednak wtedy traci się przewidywanie dla temperatury równej 2 MeV. Otrzymane rezultaty świadczą o równie dobrym opisie doświadczalnych szerokości GDR za pomocą zarówno modelu tłumienia fononów jak i modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu.

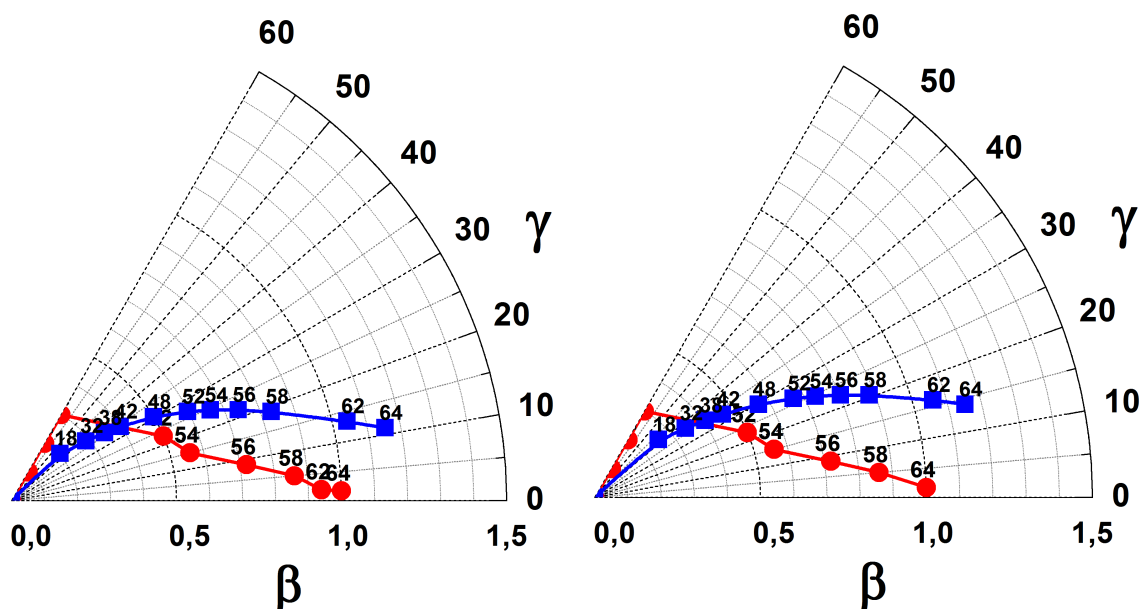
5.4 Przesłanki na istnienie przejścia Jacobiego w $^{88}\text{Mo}^*$

Jednym z celów przeprowadzonego eksperymentu było sprawdzenie czy dla badanego jądra występuje przejście Jacobiego (opisane w Rozdziale 1.4). Obliczenia modelu LSD dla jądra ^{88}Mo wykazują istnienie zmiany rodzaju deformacji dla wartości krętu w przedziale $52 - 58\hbar$. Zaprezentowana na Rysunku 5.9 mapa energii makroskopowej jądra ^{88}Mo pokazuje, że wraz ze wzrostem momentu pędu następuje zmiana położenia minimum energetycznego. Rysunek 5.10 przedstawia wartości parametrów deformacji równowagowej β , γ odpowiadającej minimum energii (punkty czerwone) dla rosnących krętów, a także dla deformacji efektywnej, tzn. przy uwzględnieniu termicznych fluktuacji kształtu (punkty niebieskie).

Przesłanką wskazującą na istnienie zmiany deformacji jest widoczny zwłaszcza dla energii wiązki 300 MeV (na Rysunku 3.22 w Rozdziale 3) względny wzrost nasilenia

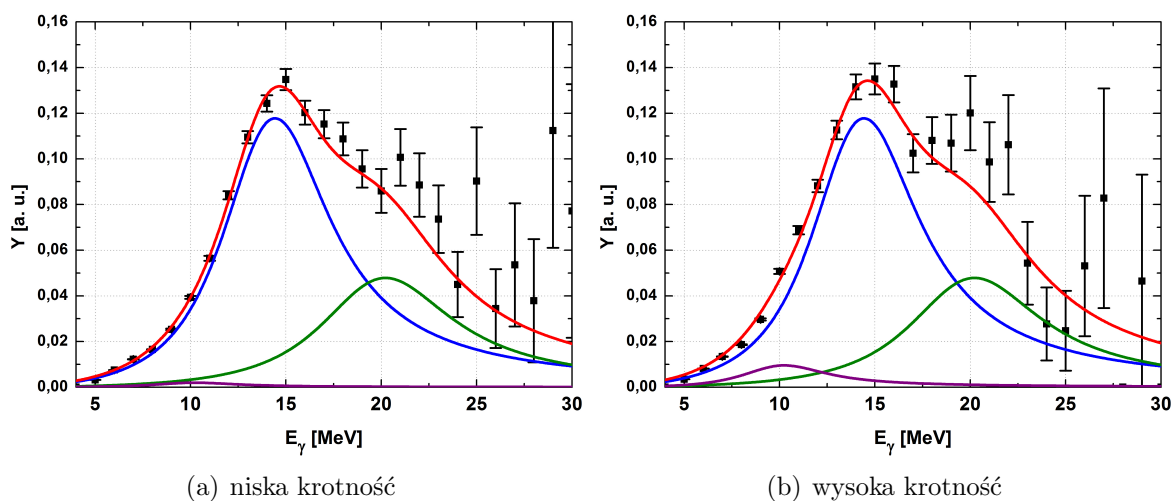


Rysunek 5.9: Mapa energii makroskopowej jądra (obliczona przy użyciu modelu LSD) obrazująca ewolucję deformacji wraz ze wzrostem krętu dla ^{88}Mo .



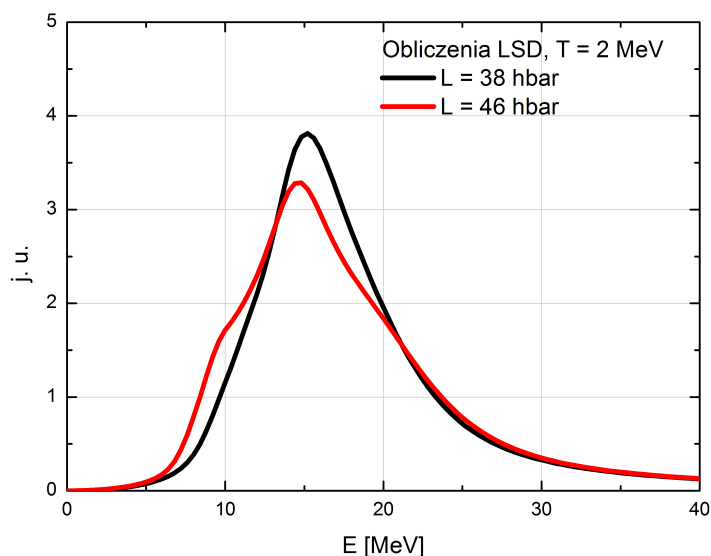
Rysunek 5.10: Przewidywania modelu LSD dla zmian deformacji wraz ze zmianą krętu dla jądra ^{88}Mo , wyznaczone jako minima energii z Rysunku 5.9 (punkty czerwone); punkty niebieskie – obliczenia deformacji efektywnej uwzględniające termiczne fluktuacje kształtu dla temperatury $T = 2$ MeV (lewy panel) oraz $T = 3$ MeV (prawy panel).

niskoenergetycznej składowej (w zakresie 10–12 MeV) przy bramkowaniu wysoką krotnością w kryształach CsI (co odpowiadało średniemu krętowni jądra złożonego $46 \pm 10\hbar - 300$ MeV) względem bramkowania niską krotnością (odpowiadającą krętowni średniemu CN $38 \pm 14\hbar$). Wyznaczone kształty funkcji nasilenia GDR odpowiadające wysokiej i niskiej krotności w detektorach CsI przedstawione są na Rysunku 5.11. W obliczeniach dopasowywano jedynie niskoenergetyczną składową GDR której nasilenie w przypadku niskiej krotności wynosiło 0.01 ± 0.02 oraz 0.05 ± 0.02 dla wysokiej krotności. Tym samym pokazano, że wraz ze wzrostem średniego krętu wzrasta nasilenie niskoenergetycznej składowej GDR. Dla porównania na Rysunku 5.12 przedstawiono przewidywany według modelu LSD wzrost nasilenia niskoenergetycznej składowej GDR obliczonego dla $T = 2$ MeV i średniego krętu równego $38\hbar$ oraz $46\hbar$.

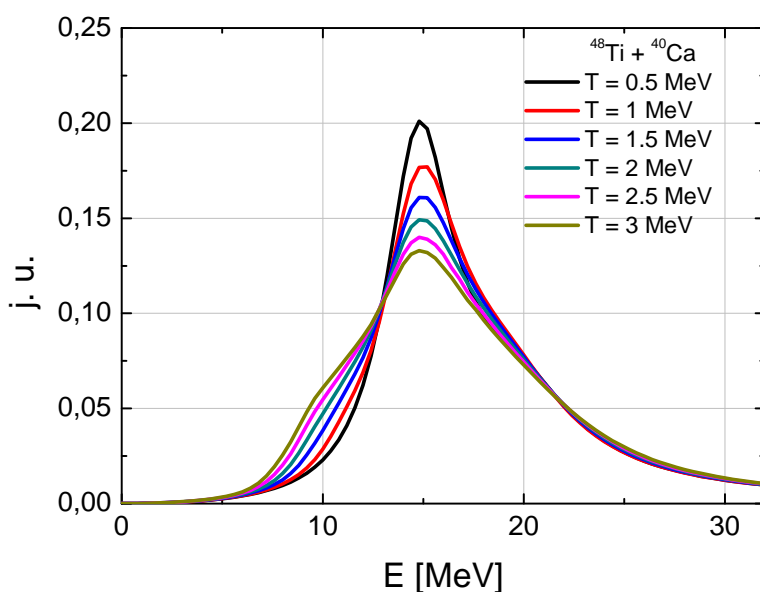


Rysunek 5.11: Porównanie otrzymanych dla energii wiązki 300 MeV kształtów GDR uzyskanych przy bramkowaniu niską (<5) oraz wysoką (≥ 5) krotnością w detektorach CsI.

Jak zobrazowano na Rysunku 5.13, niskoenergetyczna składowa GDR przewidywana z modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu, wskazująca na istnienie przejścia Jacobiego w badanym jądrze, zwiększa swoją względną intensywność także wraz ze zmianą temperatury. Może to być zinterpretowane większymi termicznymi fluktuacjami kształtów ze wzrostem temperatury, przez co udział większych deformacji się zwiększa. Jak wynika z tych obliczeń, względny udział niskoenergetycznej składowej w całości funkcji nasilenia GDR wynosi 4% dla przypadku 300 MeV oraz 11% dla przypadku wiązki o energii 600 MeV. Udział składowej niskoenergetycznej w funkcji nasilenia GDR dla danych eksperymentalnych wynosi odpowiednio $3 \pm 1\%$ oraz $8 \pm 3\%$ (czerwony Lorentzian na Rysunku 5.14). Zgodność eksperymentalnych wyników udziału tej składowej oraz obliczeń modelu wskazuje na istnienie przewidywanej obliczeniami zmiany kształtu Jacobiego w jądrze ^{88}Mo .



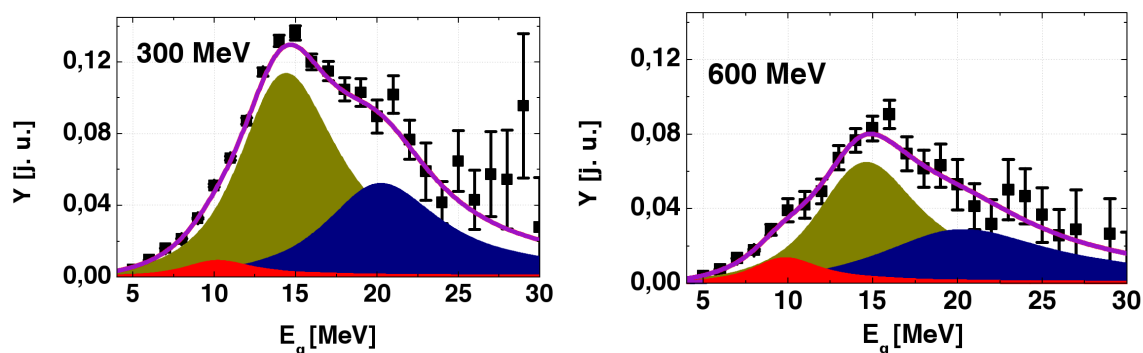
Rysunek 5.12: Przewidywania modelu LSD uwzględniającego TFM kształtów funkcji nasilenia GDR jądra ^{88}Mo przy temperaturze równej 2 MeV dla krętu jądra złożonego równego 38 oraz $46\hbar$ (obliczenia wykonane dla parametru $\Gamma_0 = 5$ MeV).



Rysunek 5.13: Przewidywania modelu LSD uwzględniającego TFM kształtów funkcji nasilenia GDR jądra ^{88}Mo przy temperaturze równej 2, 3, 4 i 5 MeV (obliczenia wykonane dla parametru $\Gamma_0 = 5$ MeV oraz średniego krętu jądra złożonego równego $42\hbar$).

5.5 Dynamika ewolucji kształtów jądra w procesie wyparowania

W poprzednich podrozdziałach przedstawiono porównania przewidywań modelu dla rozkładu temperatury jądra na którym zbudowany był GDR oraz wartości średniej

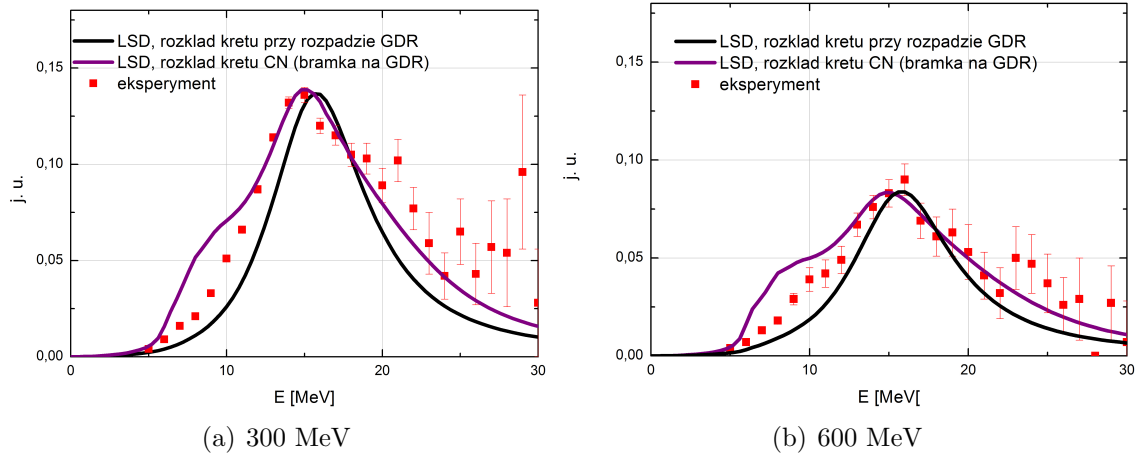


Rysunek 5.14: Funkcje nasilenia GDR dla energii wiązki 300 i 600 MeV – dane eksperymentalne.

krętu jądra złożonego. Taki sposób porównania danych eksperymentalnych do przewidywań modelu jest powszechnie stosowany. Otrzymane wyniki obliczeń są dość zgodne z danymi eksperymentalnymi. Nasuwa się jednak pytanie, czy podejście to nie jest zbyt uproszczone. Teoretycznie określona deformacja jądra dla średniej wartości rozkładu krętu nie musi być taka jak średnia wartość deformacji. Innym pytaniem jest, czy duże deformacje jądra złożonego dla wysokich krętów “przetrwają” proces wyparowania i będą tak samo duże dla produktów ewaporacji o dużo niższych krętach? Czy też jądro podczas wyparowania zmienia się i dopasowuje do deformacji przewidywanych przez model LSD dla niższych krętów? Pierwszy scenariusz występowałby dla sytuacji, gdy szybkość zmian deformacji jądra jest dużo wolniejsza niż proces ewaporacji. Natomiast drugi, gdy zmiana kształtu jest szybsza od wyparowania cząstek. Pytania te w zasadzie dotyczą dynamiki ewolucji kształtu jądra w procesie wyparowania.

Starając się znaleźć odpowiedź na wyżej postawione pytania wykonano obliczenia przewidywanych kształtów GDR przy ważeniu macierzą populacji kręt-temperatura (Rysunek 4.19). Rozkłady krętu były wyznaczone dla: a) jądra złożonego (które rozpadało się poprzez GDR) oraz b) jądra na którym zbudowany był GDR. W przypadku ważenia wyników obliczeń rozkładem krętu jądra złożonego można byłoby się spodziewać zwiększenia się wpływu kształtów odpowiadających wysokim wartościom momentu pędu - zwiększeniem się względnego nasilenia niskoenergetycznej składowej. W przypadku ważenia rozkładem krętu jąder na których zbudowany był GDR można byłoby się spodziewać bardzo dobrego odtworzenia wyników eksperymentalnych. Byłoby tak pod warunkiem, że deformacje jąder w trakcie rozpadów dostosowuje się do przewidywanych dla danego krętu i temperatury, czyli zmieniają się szybciej niż czas potrzebny na kolejny rozpad (szybka dynamika zmian kształtu). Natomiast w przypadku gdyby dynamika zmian kształtów była dużo wolniejsza od czasu rozpadu, to deformacje (a tym samym kształt GDR) będą odpowiadały wartościom dla krętu jądra złożonego (deformacja będzie “zamrożona”).

Na Rysunku 5.15 przedstawiono porównanie eksperymentalnego nasilenia GDR do obliczonego przy użyciu modelu LSD z TFM zważonego rozkładami krętu i temperatury. Dla rozkładu krętu CN otrzymano większe niż w eksperymencie nasilenie niskoenergetycznej składowej. Natomiast kształt nasilenia GDR uzyskany przy ważeniu macierzą populacji posiada mniejsze nasilenie niskoenergetycznej składowej od wyników eksperymentalnych. Ten niski udział niskoenergetycznej składowej i przesunięcie centroidy ku wyższej energii związane są z brakiem dużych deformacji w macierzy populacji. Wska-



Rysunek 5.15: Porównanie funkcji nasilenia GDR obliczonych przy pomocy modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu, dla rozpadu jądra ^{88}Mo z danymi eksperymentalnymi. Obliczenia LSD ważone były rozkładami krętu jąder złożonych lub jąder po emisji GDR, a także wyznaczone dla wartości średniej krętu CN. Wszystkie obliczenia ważone były rozkładami temperatury jądra po rozpadzie GDR.

zuje to, że obserwowane eksperymentalnie zmiany kształtów nie są na tyle szybkie by całkowicie nadażyć za kolejnymi rozpadami procesu wyparowania. Bardziej dokładne wyznaczenie dynamiki procesu zmian kształtu wymagałoby wykonania obliczeń dla różnych wartości czasu zmian deformacji po każdym wyparowaniu cząstek, co niestety było niemożliwe z użyciem istniejących kodów obliczeniowych.

Wyznaczono ponadto średnie wartości parametrów deformacji β , γ uzyskane w obliczeniach LSD z TFM zważone rozkładami krętu wyznaczonymi przez obliczenia GEMINI++ z uwzględnieniem geometrii układu detektorów, dla przypadku rozkładu krętu jądra złożonego (bramkowanego GDR) jak i rozkładu krętu jądra po emisji GDR. Obliczenia przeprowadzono dla temperatury jądra równej 2 MeV (co odpowiadało średniej dla energii wiązki 300 MeV) oraz 3 MeV (średnia dla energii wiązki 600 MeV).

Wyznaczone średnie parametry deformacji w przypadku rozkładu krętu CN wynosiły $\beta = 0.43$ i $\gamma = 34^\circ$ dla 300 MeV, oraz $\beta = 0.47$ i $\gamma = 34^\circ$ dla przypadku 600 MeV. W przypadku ważenia obliczeń rozkładami krętu jąder po emisji GDR uzyskano średnie $\beta = 0.25$ oraz $\gamma = 42^\circ$ dla 300 MeV, oraz $\beta = 0.31$ oraz $\gamma = 40^\circ$ dla przypadku 600 MeV.

Uzyskane w poprzednim Rozdziale, poprzez analizę kształtu GDR, parametry deformacji $\beta = 0.39 \pm 0.07$ (300 MeV) oraz $\beta = 0.40 \pm 0.09$ (600 MeV) wskazują, że efektywna średnia deformacja jądra emitującego GDR jest wyższa niż by to wynikało z obliczeń LSD dla krętu takiego jądra. Można więc stwierdzić, że jądro w procesie ewaporacji zdaje się “pamiętać” o początkowej deformacji jądra złożonego. Podobne efekty “zamrażania” deformacji lub powolnych zmian w pierwszych krokach po rozpadzie poprzez cząstki α zaobserwowano w pracach dotyczących ^{59}Cu [81] oraz ^{46}Ti [82, 83]. Ten efekt może też być odpowiedzialny za zaobserwowane w pracy [84] zasilanie pasma superdeformowanego w ^{42}Ca poprzez niskoenergetyczną składową GDR.

Podsumowanie i perspektywy

W ramach przedstawionej pracy doktorskiej przeprowadzono analizę danych eksperymentalnych uzyskanych podczas eksperymentu w LNL Legnaro dla rozpadu jądra złożonego ^{88}Mo , przy trzech energiach wzbudzenia uzyskanych dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ (dla energii wiązki: 300, 450 oraz 600 MeV).

W celu porównania danych eksperymentalnych i obliczeń modelu statystycznego rozpadu jądra złożonego w zakresie widm promieniowania gamma dodano do programu GEMINI++ możliwość rozpadu GDR oraz emisje kwantów γ typu $E1$, $E2$, $M1$ i $M2$ [69].

Przeprowadzone porównanie zmierzonych eksperymentalnie widm cząstek α do obliczeń modelu statystycznego zdaje się wskazywać na brak emisji przedrównowagowej dla badanej reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$, dla wszystkich energii wiązki (aż do 12.5 MeV/nukleon).

Uzyskano nowe informacje dotyczące szerokości funkcji nasilenia Gigantycznego Rezonansu Dipolowego dla wysokich temperatur (aż do 3.1 MeV), które wskazują na stopniowe wysycanie się wzrostu szerokości w funkcji temperatury. Dokonano także porównania kształtów i szerokości GDR do obliczeń modeli LSD oraz PDM. Wyniki eksperymentalne, a w szczególności wielkość niskoenergetycznej składowej GDR, wskazują na istnienie zmiany deformacji jądra ^{88}Mo – przejścia Jacobiego przy wysokich krętach.

Porównanie obliczeń LSD ważonych rozkładami krętów jąder złożonych (które rozpadają się poprzez GDR) i jąder po emisji GDR wskazuje, że zmiany kształtów jądra w rozpadzie ^{88}Mo nie są na tyle szybkie by całkowicie nadażyć za kolejnymi rozpadami procesu wyparowania. Wskazuje także na to porównanie wyznaczonych poprzez dopasowanie dwóch składowych GDR, parametrów deformacji: $\beta = 0.39 \pm 0.07$ (300 MeV) oraz $\beta = 0.40 \pm 0.09$ (600 MeV) do obliczonych w modelu LSD z TFM i zważonych rozkładami krętu jądra złożonego (bramkowanego GDR) oraz jądra po emisji GDR.

W ramach pracy doktorskiej wykonano także, opisany w apendyksie, generator przypadków fuzji-wyparowania, który sprzężony z programem GEANT4 został użyty poza analizą danych eksperymentalnych opisanych powyżej także do przeprowadzenia szeregu symulacji dla nowo powstającego kalorymetru promieniowania gamma – PARIS.

Perspektywicznie planowane jest kontynuowanie opisanych w pracy doktorskiej badań dotyczących przejścia Jacobiego jak i przewidzianego w pracach [88, 89] przejścia Poincarego. Dla kształtu jądra ^{142}Ba w funkcji krętu przewiduje się, ewolucję od sfery poprzez kształt “oblate”, następnie wydłużony trójosiowy i ostatecznie o deformacji oktopolowej (przejście Poincarego). Planowane pomiary dla jąder Ba mają zostać przeprowadzone w GANIL na układzie SPIRAL2, wymagać będą równoczesnego pomiaru

wysokoenergetycznego promieniowania gamma (układ PARIS) jak i przejść dyskretnych (układ AGATA) z dużą wydajnością.

Planowane jest także zastosowanie wiązek protonów z cyklotronu CCB w Krakowie do badań GDR wzbudzonych w reakcjach fuzji-wyparowania. Kręt wnoszony do reakcji byłby na tyle mały, że możliwe byłoby badanie GDR w funkcji temperatury z pominięciem wpływu krętu na funkcje nasilenia rezonansu.

Podziękowania

Pragnę podziękować promotorowi prof. dr hab. Adamowi Majowi za zaangażowanie i pracę włożoną w pomoc przy pisaniu rozprawy doktorskiej. Zwłaszcza za czas poświęcony na dyskusje dotyczące analizy i interpretacji wyników eksperymentu.

Pragnąłbym również podziękować dr Marii Kmieciak oraz dr Katarzynie Mazurek za pomoc okazaną przy porównywaniu wyników eksperymentalnych do obliczeń programów CASCADE oraz GEMINI++. Przy modyfikacji kodu programu GEMINI++ pomogły mi konsultacje z autorem kodu Robertem Charity (Washington University, St. Louis, USA) Davidem Mancusi (CEA Saclay, Francja).

Serdeczne podziękowania kieruję także dla dr Giovani Casini, dr Sandro Barlini (INFN, Florencja) za pomoc przy kalibracji i analizie widm cząstek naładowanych, dla prof. Nguyen Dinh Dang z RIKEN (Japonia) za wykonanie obliczeń kształtu funkcji nasilenia GDR przy pomocy modelu PDM. Za owocne dyskusje dotyczące analizy danych eksperymentalnych kieruję podziękowania dla Franco Camera (INFN Mediolan, Włochy), Jean-Pierre'a Wieleczko, Christelle Schmitt (GANIL, Francja), prof. Jerzego Dudka z Uniwersytetu w Strasbourgu oraz dr hab. Piotra Bednarczyka.

Dziękuję również wszystkim kolegom z Zakładu Struktury Jądra (NZ22), którzy zawsze służyli mi pomocą.

Praca ta była w części finansowana przez grant NCN N N202 486339, jak także MNiSW w ramach projektów 801/N-COPIN/2010/0 i 627/N-LEA/2009/0.

Bardzo dziękuję mojej Rodzinie, za pomoc i wsparcie, dzięki któremu ta praca powstała.

Dodatek 1: Symulacje reakcji fuzji-wyparowania

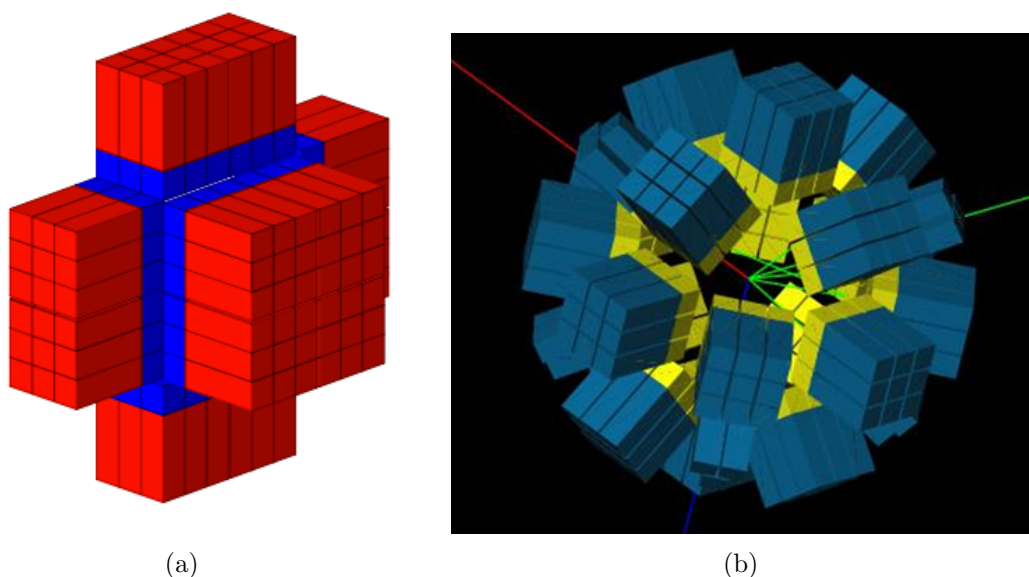
Niniejszy rozdział zawiera informacje dotyczące napisanego na potrzeby analizy danych eksperymentalnych generatora przypadków fuzji-wyparowania dla GEANT4 [85, 86]. Zamieszczono także podstawowe dane dotyczące budowanego kalorymetru wysokoenergetycznego promieniowania γ PARIS – *Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable* [3], oraz przykładowe wyniki symulacji z wykorzystaniem generatora przypadków.

Generator przypadków reakcji powstawania i rozpadu jądra złożonego

Planowane do użycia w przyszłych eksperymentach nowe układy detekcyjne powinny się cechować wysoką wydajnością oraz rozdzielczością, stąd też wymagany jest sprawdzenie koncepcji, geometrii i materiałów poprzez symulacje komputerowe. W celu poprawnej symulacji komputerowej eksperymentu konieczne jest użycie realistycznych generatorów przypadków opisujących badane procesy. Generator przypadków składa się z programu GEMINI++, którego wyniki obliczeń są zapisywane w postaci drzewa programu ROOT. Dla każdego kroku rozpadu w pliku wyjściowym przechowywane są informacje o:

- momencie pędu jądra złożonego,
- momencie pędu dla jądra, które rozpada się w danym kroku,
- energii wzbudzenia jądra,
- liczbie A , Z , a także kątach θ , ϕ i energii kinetycznej emitowanej cząstki lub promieniowania gamma,
- temperaturze jądra po emisji cząstki lub promieniowania,
- w ostatnim kroku rozpadu przechowywane są informacje o energii kinetycznej, kierunku prędkości i A oraz Z dla rezydiumu wyparowania.

Program GEMIINI++ wykonywał obliczenia do momentu, gdy rozpadające się jądro osiągało linię *Yrast*, zachodzące następnie przejścia gamma były dodawane przy założeniu, że unoszą one $2\hbar$. Linie *Yrast* zostały natomiast obliczone przy pomocy modelu RLDM. Obliczenia były przerywane gdy moment pędu lub energia wzbudzenia osiągały wartości ujemne lub równe zero. Plik wyjściowy generatora był następnie przetwarzany przez klasę wejściową programu GEANT4, w którym była zdefiniowana geometria pomiarowa układu (np. PARIS widoczny na Rysunku 16). W programie GEANT4 uzyskiwano odpowiedź detektorów dla każdej cząstki oraz promieniowania gamma. Symulowane były jedynie oddziaływania elektromagnetyczne (głównie w celu uzyskania poprawnej odpowiedzi detektorów na promieniowanie gamma), pominięto więc możliwe reakcje jądrowe z udziałem cząstek (rozproszenia, wzbudzenia itp.).



Rysunek 16: Przykładowe geometrie budowanego zespołu detektorów PARIS: a) układ w geometrii 2π i rozmieszczeniu klastrów w kształt sześciianu, b) geometria 4π w konfiguracji sferycznie symetrycznego ustawienia klastrów.

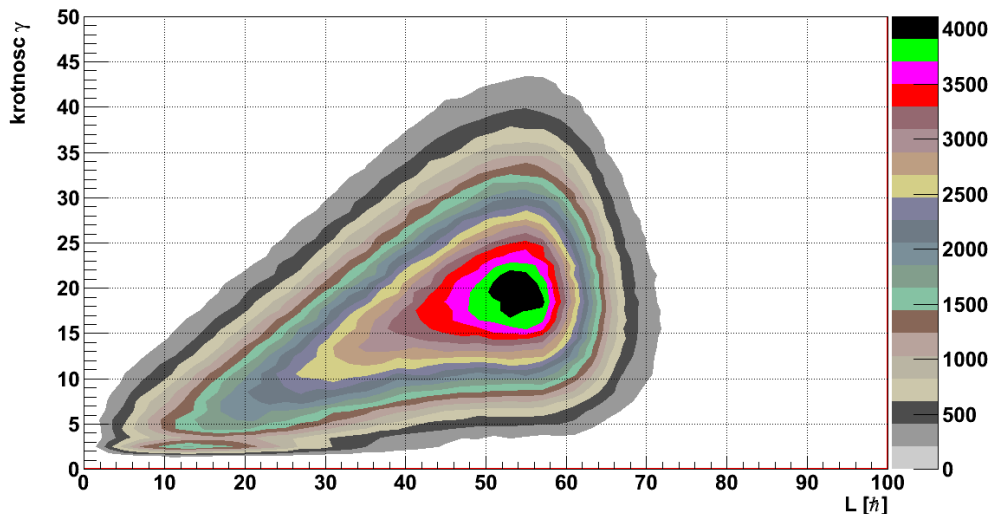
Projekt PARIS

Projekt PARIS został powołany w celu zaprojektowania, a następnie konstrukcji układu detektorów służących do pomiarów promieniowania γ z zakresu 300 keV do 40 MeV. Pierwszym miejscem, w którym dokonywane będą pomiary z użyciem tego układu jest laboratorium GANIL we Francji. W ramach projektu SPIRAL2 [87] będą w tym laboratorium wytwarzane wiązki radioaktywne o wysokiej intensywności. Wiązki te będą mogły być wykorzystane do przeprowadzenia reakcji fuzji-wyparowania, produkowane będą egzotyczne nuklid o kręcie maksymalnym nawet do $100\hbar$, tj. znacznie większego niż to jest obecnie możliwe przy wiązkach stabilnych. Zwiększą się więc możliwości badania własności jąder atomowych. Do pomiarów kwantów gamma pochodzących z rozpadów wyprodukowanych egzotycznych jąder będzie służył układ PARIS. Nowo budowany zestaw detektorów PARIS będzie się składał z modułów nazwanych klastrami, które będą złożone z 9 detektorów typu “phoswich” każdy. Moduły będą mogły być ustawione w

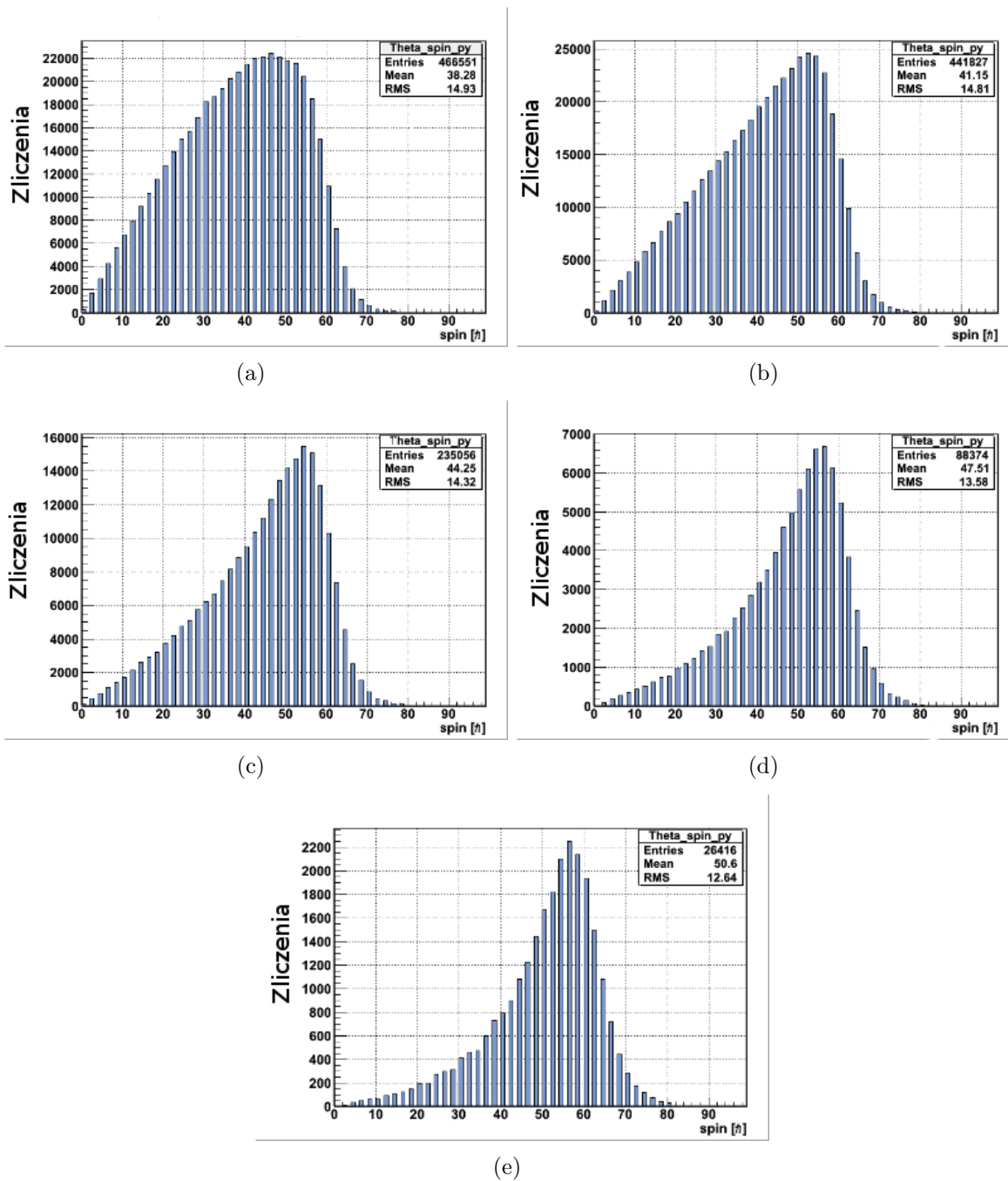
różnych konfiguracjach, co przedstawiono na Rysunku 16. Każdy detektor “phoswich” składa się z dwóch części, $2'' \times 2'' \times 2''$ LaBr₃ doklejony do $2'' \times 2'' \times 6''$ NaI, z którego następuje odczyt sygnału poprzez jeden fotopowielacz. Dzięki takiej konstrukcji poprzez pomiar w LaBr₃ zachowano bardzo dobrą czasową i energetyczną zdolność rozdzielczą dla energii poniżej 5 MeV, natomiast dla energii powyżej 10 MeV dzięki dodawaniu depozytów energii w obu częściach uzyskano dużą wydajność na pomiar kwantów γ .

Przykładowe zastosowanie generatora przypadków rozpadu jądra złożonego

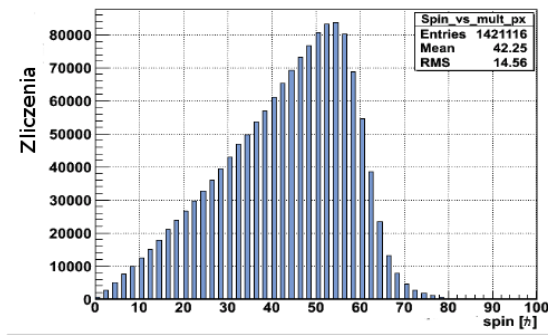
Reakcja $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{88}\text{Mo}$ przy energii wiązki równej 300 MeV została użyta do sprawdzenia czułości wyboru początkowego momentu pędu jądra złożonego poprzez pomiar krotności promieniowania γ w układzie PARIS dla geometrii 4π (Rysunek 17). Poprzez stawianie warunków na dwóch zakresach krotności promieniowania otrzymano średni kręt $42\hbar$ (Rysunek 19a) oraz $51\hbar$ (Rysunek 19b). Tym samym potwierdzono możliwość użycia w przyszłości krotności γ w układzie PARIS jako warunku selekcji danych przy pomiarach GDR. Zbadano także wpływ jaki na rozkład początkowego krętu jądra złożonego ma selekcja rezyduów wyparowania. Selekcja ta następuje poprzez ustawienie detektorów rezyduów dla zakresu kątów θ . Widoczna na Rysunku 18 ewolucja rozkładów krętu CN pokazuje, że wraz ze wzrostem wartości kąta θ rośnie średni kręt.



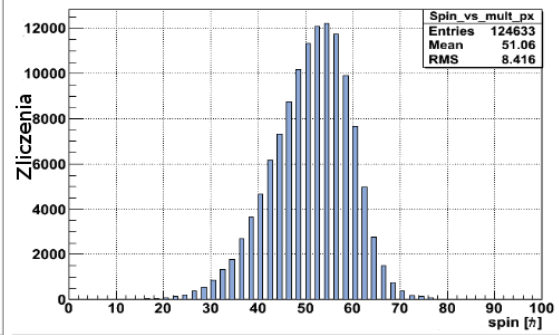
Rysunek 17: Zmierzona przez układ PARIS (w konfiguracji 4π) krotność promieniowania γ względem krętu jądra złożonego.



Rysunek 18: Rozkład krętu jądra złożonego przy bramkowaniu kątem Θ rezyduów wyparowania: a) $1-3^\circ$ b) $3-5^\circ$ c) $5-7^\circ$ d) $7-9^\circ$ e) $9-11^\circ$.



(a)



(b)

Rysunek 19: Rozkład krętu jądra złożonego: a) bez bramek na zmierzonej krotności γ , b) bramkowany krotnością γ 0–5, c) bramkowany krotnością γ 30–35.

Dodatek 2:

Lista publikacji autora

Poniższa lista zawiera spis publikacji, których autorem lub współautorem jest Michał Ciemała. Publikacje poniższe powstały w trakcie studiów doktoranckich autora.

1. N. Dinh Dang, M. Ciemała, M. Kmiecik, A. Maj, *Giant dipole resonance in strength functions averaged over temperature and angular ^{88}Mo from phonon damping model's momentum distributions*, Phys. Rev. C, wysłana do publikacji (2013).
2. Zieblinski M. , Jastrzab M., Neha Dokaniak , Nanal V., Brambilla S., Bednarczyk P., Ciemała M., Dutkiewicz E., Kmiecik M., Krzysiek M., Lekki J., Maj A., Szklarz Z., Wasilewska B., Dudelo M., Hadynska-Klek K., Genolin B., Schmitt Ch., Napiorkowski P., Catford W., Nakhostin M., Yaviszkanat N., Dorvaux O., Pillayj, R.G., Posej M.S., Mishraj S., Mathimalark S., Singhk V., Katyanl N., Chakrabartym D.R., Datarm V.M., Suresh Kumarm , Mishram G., Mukhopadhyayn S., Deepak Panditn *Testing of the PARIS LaBr3 - NaI phoswich detectors with high-energy gamma-rays*, Acta Physica Polonica B 44, 651 (2013).
3. Ciemała, M., Kmiecik, M., Krzysiek, M., Maj, A., Mazurek, K., Charity R., Mancusi D., *Gamma-decay of the GDR in the GEMINI++ code*, Acta Physica Polonica B 44, 611 (2013).
4. Hadyńska-Klęk K., Napiorkowski, P.J., Maj, A., Azaiez, F., Kicińska-Habior. M., (...), Ciemała, M., et al., *Towards the determination of superdeformation in $^{42}\text{Ca}^*$* , Acta Physica Polonica B 44, 617 (2013).
5. Matejska-Minda M., Bednarczyk P., Ciemała M., Fornal B., Kmiecik M., Krzysiek M., Maj A., Męczyński W., Myalski S., Styczeń J., Ziębliński M., Angelis G. de, Huyuk T., Michelagnoli C., Sahin E., Aydin S., Farnea E., Menegazzo R., Recchia F., Ur C., Brambilla S., Leoni S., Montanari D., Jaworski G., Palacz M., Wadsworth R., *Lifetime measurement of high-lying short lived states in ^{69}As* , Acta Physica Polonica B 44, 501 (2013).
6. Crespi, F.C.L., Avigo, R., Camera, F., Akkoyun, S., Atac, A., Bazzacco, D., Bellato, M., Benzoni, G., Blasi, N., Bortolato, D., Bottoni, S., Bracco, A., Brambilla, S., Bruyneel, B., Ceruti, S., Ciemała, M., Coelli, S., Eberth, J., Fanin, C., Farnea, E., Gadea, A., Giaz, A., Gottardo, A., Hess, H., Kmiecik, M., Leoni, S., Maj, A.,

- Mengoni, D., Michelagnoli, C., Million, B., Montanari, D., Nicolini, R., Pellegrini, L., Recchia, F., Reiter, P., Riboldi, S., Ur, C.A., Vandone, V., Valiente-Dobon, J.J., Wieland, O., Wiens, A., The AGATA Collaboration, *Response of AGATA segmented HPGe detectors to gamma rays up to 15.1 MeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 705, 47-54 (2013).
7. Matejska-Minda, M., Bednarczyk, P., Fornal, B., Ciemala, M., Kmiecik, M., Krzysiek, M., Maj, A., Meczynski, W., Myalski, S., Styczen, J., Zieblinski, M., de Angelis, G., Huyuk, T., Michelagnoli, C., Sahin, E., Aydin, S., Farnea, E., Menegazzo, R., Recchia, F., Ur, C. A., Brambilla, S., Leoni, S., Montanari, D., Jaworski, G., Palacz, M., Wadsworth, R., *Lifetime Measurements of High-lying Short Lived States in As-69*, Nuclear structure, dynamics '12, AIP Conference Proceedings 1491, 128-130 (2012).
 8. Corsi, A., Bracco, A., Camera, F., Crespi, F. C. L., Giaz, A., Leoni, S., Montanari, D., Nicolini, R., Vandone, V., Wieland, O., Benzoni, G., Blasi, N., Brambilla, S., Million, B., Kravchuk, V. L., Cinausero, M., Degerlier, M., Gramegna, F., Marchi, T., Barlini, S., Bardelli, L., Bini, M., Casini, G., Nannini, A., Pasquali, G., Poggi, G., Baiocco, G., Bruno, M., D'Agostino, M., Morelli, L., Vannini, G., Ciemala, M., Kmiecik, M., Maj, A., Mazurek, K., Meczynski, W., Myalski, S., *Isospin mixing at finite temperature in Zr-80*, Rutherford centennial conference on nuclear physics, Journal of Physics Conference Series 381, 012045 (2012).
 9. Giaz, A., Corsi, A., Camera, F., Bracco, A., Crespi, F. C. L., Leoni, S., Nicolini, R., Vandone, V., Benzoni, G., Blasi, N., Brambilla, S., Million, B., Wieland, O., Cinausero, M., Degerlier, M., Gramegna, F., Kravchuk, V. L., Marchi, T., Rizzi, V., Bardelli, L., Barlini, S., Bini, M., Carboni, S., Casini, G., Chiari, M., Nannini, A., Pasquali, G., Piantelli, S., Poggi, G., Baiocco, G., Bruno, M., D'agostino, M., Morelli, L., Vannini, V., Colonna, M., Di Toro, M., Rizzo, C., Bednarczyk, P., Ciemala, M., Kmiecik, M., Maj, A., Mazurek, K., Meczynski, W., Alba, R., Maiolino, C., Santonocito, D., Montanari, D., Ordine, A., *Measurements of Dynamical Dipole in isospin asymmetric fusion reactions*, XIX International school on nuclear physics, neutron physics, applications (Varna 2011), Journal of Physics Conference Series 366, 012018 (2012).
 10. Corsi, A., Wieland, O., Barlini, S., Bracco, A., Camera, F., Kravchuk, V. L., Baiocco, G., Bardelli, L., Benzoni, G., Bini, M., Blasi, N., Brambilla, S., Bruno, M., Casini, G., Ciemala, M., Cinausero, M., Crespi, F. C. L., D'Agostino, M., Degerlier, M., Giaz, A., Gramegna, F., Kmiecik, M., Leoni, S., Maj, A., Marchi, T., Mazurek, K., Meczynski, W., Million, B., Montanari, D., Morelli, L., Myalski, S., Nannini, A., Nicolini, R., Pasquali, G., Poggi, G., Vandone, V., Vannini, G., *Measurement of isospin mixing at a finite temperature in Zr-80 via giant dipole resonance decay*, Physical REVIEW C 84, 041304 (2011).
 11. Lebhertz, D., Courtin, S., Haas, F., Jenkins, D. G., Ciemala, M., Goasduff, A., Hutcheon, D. A., Labiche, M., Michalon, A., Roberts, O., Salsac, M. -D., Stezowski, O., PARIS Collaboration, *Probing the C-12-C-12, C-12-O-16 molecular states by radiative capture reactions: present status, future*, International Journal of Modern Physics E-Nuclear Physics 20, 793-796 (2011).

12. Corsi, A., Giaz, A., Bracco, A., Camera, F., Crespi, F. C. L., Leoni, S., Nicolini, R., Vandone, V., Wieland, O., Benzoni, G., Blasi, N., Brambilla, S., Million, B., Barlini, S., Bardelli, L., Bini, M., Casini, G., Nannini, A., Pasquali, G., Poggi, G., Carboni, S., Kravchuk, V. L., Cinausero, M., Degerlier, M., Gramegna, F., Marchi, T., Montanari, D., Baiocco, G., Bruno, M., D'Agostino, M., Morelli, L., Sambì, S., Vannini, G., Ciemala, M., Kmiecik, M., Maj, A., Mazurek, K., Meczynski, W., Myalski, S., Santonocito, D., Rosa, A., Maiolino, C., Colonna, M., Di Toro, M., Rizzo, G., *Prompt high energy dipole gamma emission*, Acta Physica Polonica B 42, 619-628 (2011).
13. Ciemala, M., Kmiecik, M., Kravchuk, V. L., Maj, A., Barlini, S., Casini, G., Gramegna, F., Camera, F., Corsi, A., Bardelli, L., Bednarczyk, P., Fornal, B., Matejska-Minda, M., Mazurek, K., Meczynski, W., Myalski, S., Styczen, J., Szpak, B., Zieblinski, M., Cinausero, M., Marchi, T., Rizzi, V., Prete, G., Degerlier, M., Benzoni, G., Blasi, N., Bracco, A., Brambilla, S., Crespi, F., Leoni, S., Million, B., Wieland, O., Montanari, D., Nicolini, R., Giaz, A., Vandone, V., Baiocco, G., Bruno, M., D'Agostino, M., Morelli, L., Vannini, G., Chiari, M., Nannini, A., Piantelli, S., Chbihi, A., Wieleczko, J. P., Mazumdar, I., Roberts, O., Dudek, J., *Search for jacobi shape transition in hot rotating Mo-88 nuclei through Giant Dipole Resonance decay*, Acta Physica Polonica B 42, 633-637 (2011).
14. Barlini, S., Carboni, S., Ciemala, M., Kravchuk, V. L., Bardelli, L., Bini, M., Casini, G., Nannini, A., Pasquali, G., Kmiecik, M., Maj, A., Zieblinski, M., Cinausero, M., Degerlier, M., Gramegna, F., Marchi, T., Baiocco, G., Bruno, M., D'Agostino, M., Morelli, L., Camera, F., Corsi, A., Crespi, F. C. L., Montanari, D., Wieland, O., *Light charged particles distribution, fission fragments selection in Ti-48+Ca-40 at 600 MeV*, Acta Physica Polonica B 42, 639-642 (2011).
15. Nicolini, R., Bracco, A., Mengoni, D., Leoni, S., Camera, F., Bazzacco, D., Farnea, E., Gadea, A., Birocchi, F., Camplani, A., Corsi, A., Crespi, F. C. L., Giaz, A., Pellegrì, L., Riboldi, S., Vandone, V., Blasi, N., Boiano, C., Brambilla, S., Million, B., Wieland, O., Bellato, M., Gottardo, A., Isocrate, R., Michelagnoli, C., Montanari, D., Recchia, F., Ur, C., Bortolato, D., Calore, E., Molini, P., Napoli, D. R., Sahin, E., Valiente-Dobon, J. J., Ciemala, M., Kmiecik, M., Maj, A., Myalski, S., Burger, A., Kempsey, R., Reiter, P., AGATA Collaboration, *Study of high-lying states in Pb-208 with the AGATA demonstrator*, Acta Physica Polonica B 42, 653-657 (2011).
16. Lebhertz, D., Ciemala, M., Courtin, S., Goasduff, A., Haas, F., Jenkins, D. G., Labiche, M., Roberts, O., Stezowski, O., PARIS Collaboration, *Performances of the future multidetector PARIS illustrated on the radiative capture physics case*, Acta Physica Polonica B 42, 721-724 (2011).
17. Hadynska-Klek, K., Napiorkowski, P. J., Maj, A., Azaiez, F., Valiente-Dobon, J. J., de Angelis, G., Kumar, G. Anil, Bazzacco, D., Bednarczyk, P., Bellato, M., Benzoni, G., Berti, L., Bortolato, D., Bruyneel, B., Camera, F., Ciemala, M., Cocconi, P., Colombo, A., Corsi, A., Crespi, F., Czermak, A., Dulny, B., Farnea, E., Fornal, B., Franchoo, S., Gadea, A., Giaz, A., Gottardo, A., Grave, X., Grebosz, J., Gulmini, M., Hess, H., Isocrate, R., Jaworski, G., Kicinska-Habior,

- M., Kmiecik, M., Kondratyev, N., Korichi, A., Korten, W., Lehaut, G., Lenzi, S., Leoni, S., Lunardi, S., Maron, G., Menegazzo, R., Mengoni, D., Merchan, E., Meczynski, W., Michelagnoli, C., Molini, P., Napoli, D. R., Nicolini, R., Niikura, M., Palacz, M., Rampazzo, G., Recchia, F., Redon, N., Reiter, P., Rosso, D., Sahin, E., Srebrny, J., Stefan, I., Stezowski, O., Styczen, J., Toniolo, N., Ur, C. A., Vandone, V., Wadsworth, B., Wiens, A., Wrzosek-Lipska, K., Zielinska, M., Zieblinski, M., AGATA Collaboration, *Refinement of the Ca-42 level scheme. preliminary results from the first AGATA demonstrator experiment*, Acta Physica Polonica B 42, 817-824 (2011).
18. Corsi, A., Wieland, O., Barlini, S., Kravchuk, V. L., Bracco, A., Camera, F., Crespi, F. C. L., Giaz, A., Leoni, S., Nicolini, R., Vandone, V., Benzoni, G., Blasi, N., Brambilla, S., Million, B., Montanari, D., Bardelli, L., Bini, M., Casini, G., Nannini, A., Pasquali, G., Poggi, G., Cinausero, M., Degerlier, M., Gramegna, F., Marchi, T., Baiocco, G., Bruno, M., D'Agostino, M., Morelli, L., Vannini, G., Ciemala, M., Kmiecik, M., Maj, A., Mazurek, K., Meczynski, W., Myalski, S., Ordine, A., *Measurement of isospin mixing in Zr-80* at finite temperature*, Frontiers in nuclear structure, astrophysics, reactions (FINUSTAR 3), AIP Conference Proceedings 1377, 51-55 (2011).
19. Crespi, F. C. L., Avigo, R., Camera, F., Benzoni, G., Blasi, N., Bottoni, S., Bracco, A., Brambilla, S., Casati, P., Coniglio, F., Corsi, A., Giaz, A., Leoni, S., Million, B., Nicolini, R., Pellegrini, L., Riboldi, S., Vandone, V., Wieland, O., Akkoyun, S., Atac, A., Bazzacco, D., Bellato, M., Bortolato, D., Calore, E., Ciemala, M., Farnea, E., Gadea, A., Gottardo, A., Kmiecik, M., Maj, A., Mengoni, D., Michelagnoli, C., Montanari, D., Napoli, D. R., Nyberg, J., Recchia, F., Sahin, E., Soderstrom, P. -A., Ur, C., Dobon, J. J. Valiente, AGATA Collaboration, *Response of AGATA Segmented HPGe Detectors to Gamma-Rays up to 15.1 MeV*, 2011 IEEE Nuclear science symposium, medical imaging conference (NSS/MIC), IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 1147-1149 (2011).
20. Kmiecik, M., Maj, A., Gerl, J., Neyens, G., Atanasova, L., Balabanski, D. L., Becker, F., Bednarczyk, P., Benzoni, G., Blasi, N., Bracco, A., Brambilla, S., Caceres, L., Camera, F., Ciemala, M., Crespi, F. C. L., Chamoli, S. K., Chmel, S., Daugas, J. M., Detistov, P., Doornenbal, P., Georgiev, G., Gladnishki, K., Gorska, M., Grawe, H., Grebosz, J., Hass, M., Hoischen, R., Ilie, G., Ionescu-Bujor, M., Jolie, J., Kojuharov, I., Krasznahorkay, A., Kulesa, R., Lach, M., Lakshmi, S., Leoni, S., Lo Bianco, G., Lozeva, R., Maier, K. H., Mallion, S., Mazurek, K., Meczynski, W., Million, B., Montanari, D., Myalski, S., Petrache, C., Pfuetzner, M., Pietri, S., Podolyak, Zs., Prokopowicz, W., Rudolph, D., Saito, N., Saito, T. R., Saltarelli, A., Simpson, G. S., Styczen, J., Vermeulen, N., Werner-Malento, E., Wieland, O., Wollersheim, H. J., Zieblinski, M., *Spin-alignment, g-factor measurement of the I-pi=12(+) isomer in Pb-192 produced in the relativistic-energy fragmentation of a U-238 beam*, European Physical Journal A 45, 153-158 (2010).
21. Ciemala, M., Balabanski, D., Csatos, M., Daugas, J. M., Georgiev, G., Gulyas, J., Kmiecik, M., Krasznahorkay, A., Lalkovski, S., Lefebvre-Schuhl, A., Lozeva, R., Maj, A., Vitez, A., *Measurements of high-energy gamma-rays with LaBr3 :*

Ce detectors, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors, Associated Equipment 608, 76-79 (2009).

22. Maj, A., Azaiez, F., Jenkins, D., Schmitt, Ch., Stezowski, O., Wieleczko, J. P., Balabanski, D., Bednarczyk, P., Brambilla, S., Camera, F., Chakrabarty, D. R., Chelstowska, M., Ciemala, M., Courtin, S., Csatlos, M., Dombradi, Z., Dorvaux, O., Dudek, J., Erduran, M. N., Ertuerk, S., Fornal, B., Franchoo, S., Georgiev, G., Gulyas, J., Harissopoulos, S., Joshi, P., Kicinska-Habior, M., Kmiecik, M., Krasznahorkay, A., Kumar, G. Anil, Kumar, Suresh, Labiche, M., Mazumdar, I., Mazurek, K., Meczynski, W., Myalski, S., Nanal, V., Napiorkowski, P., Peyre, J., Pouthas, J., Roberts, O., Rousseau, M., Scarpaci, J. A., Smith, A., Stefan, I., Strachan, J., Watts, D., Zieblinski, M., Paris Collaboration, *The PARIS project*, Acta Physica Polonica B 40, 565-575 (2009).

Spis rysunków

1.1	Całkowity przekrój czynny na reakcje oraz składowe pochodzące od różnych procesów jądrowych w funkcji momentu pędu. Zaznaczone na rysunku obszary odpowiadają reakcjom: CN - reakcja poprzez jądro złożone (fuzji-wyparowania oraz fuzji-rozszczepienia), DIC - zderzenia głęboko nieelastyczne i QE - zderzenia kwazielastyczne.	8
1.2	Porównanie zmierzonych (Wieland <i>et al.</i> [2]; Garman <i>et al.</i> [12]; Voitech <i>et al.</i> [13]) oraz obliczonych szerokości GDR w funkcji temperatury jądra. Dane dla $\langle L \rangle = 45 \hbar$ (pełna kropka), $\langle L \rangle = 8 - 16 \hbar$ (trójkąt w górę), $\langle L \rangle = 23 - 27 \hbar$ (trójkąt w dół). Obliczenia TFM z (linia ciągła pogrubiona) i bez (linia ciągła cienka) uwzględnienia szerokości rozpadu CN. Linię przerywaną oznaczono średnią deformacją obliczoną na podstawie TFM. Rysunek pochodzi z pracy Wieland <i>et al.</i> [2].	10
1.3	Zmierzona szerokość funkcji nasilenia GDR w funkcji zmian momentu pędu rozpadającego się jądra. Dane eksperymentalne pochodzą z prac [15, 16, 17, 18]. Rysunek pochodzi z pracy habilitacyjnej M. Kmiecik [20].	11
1.4	Rozkłady prawdopodobieństwa kształtu jądra obliczone przy pomocy modelu LSD z uwzględnieniem termicznych fluktuacji kształtu. Obliczenia wykonane dla jądra ^{46}Ti o momencie pędu $L = 24\hbar$ oraz $L = 28 - 34\hbar$. Rysunek z pracy [20].	12
1.5	Przekrój czynny na absorpcję promieniowania γ dla izotopów Nd. Wraz ze zwiększającą się deformacją (od $\beta = 0$ dla ^{142}Nd do $\beta = 0.29$ dla ^{150}Nd) można obserwować rozdzielanie się składowych GDR. Rysunek pochodzi z [24].	13
1.6	Mapa energii makroskopowej jądra (obliczona przy użyciu modelu LSD) obrazująca ewolucję zmian deformacji wraz ze zmianą krętu dla ^{46}Ti (obliczenia wykonane przez dr Katarzynę Mazurek) [26].	15
1.7	Przykład ewolucji zmian kształtu funkcji nasilenia GDR wraz ze zmianą deformacji.	15
1.8	Eksperymentalnie zmierzona funkcja nasilenia GDR porównana z obliczeniami modelu <i>Lublin Strasbourg Drop</i> . Rysunek z pracy [28].	16
1.9	Schematyczne przedstawienie procesu rozpadu jądra złożonego utworzonego w procesie fuzji.	17

2.1	Schematyczne przedstawienie układu pomiarowego użytego podczas eksperymentów $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$	19
2.2	Próżniowa komora rozprożeń układu GARFIELD (cylinder o średnicy ~ 3 m, długości ~ 5 m), wewnątrz której umieszczono wszystkie detektory układu pomiarowego.	20
2.3	(a) 8 detektorów scyntylacyjnych układu HECTOR wewnątrz komory rozprożeń GARFIELD. (b) Widok po dołączeniu detektorów BaF_2 z układu HELENA.	20
2.4	Widmo czasu przelotu (TOF) dla scyntylatora BaF_2 z układu HECTOR z wyraźnie rozdzieloną częścią pochodzącą od promieniowania γ i neutronów; sygnał start – RF wiązki, stop – depozyt energii w $\text{BaF}_2 > 4.5$ MeV. Widmo zebrane w trakcie eksperymentu $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ przy energii wiązki 600 MeV.	21
2.5	Widmo promieniowania γ o energii 15.1 MeV powstałego przy przejściu jąder ^{12}C (powstałych w reakcji $^{11}\text{B} + ^2\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{n}$) do stanu podstawowego dla 7 liczników BaF_2 układu HECTOR. Widmo to składa się z trzech linii: 15.1 (pełna absorpcja), 15.1 – 0.511 (pojedyncza ucieczka) oraz 15.1 – 1.022 MeV (podwójna ucieczka), które ze względu na rozdzielczość energetyczną BaF_2 uległy zsumowaniu.	22
2.6	Widmo sygnałów pulsera zebrane dla jednego z detektorów BaF_2 , użyte podczas kalibracji pomiaru czasu. Odstęp między pulsami wynoszą 200 ns.	22
2.7	Widok komory C2 układu GARFIELD obejmującej kąty Θ od 29.5° do 82.5° . Zdjęcie pochodzi z pracy [50].	24
2.8	Pojedynczy segment układu GARFIELD z czterema kryształami $\text{CsI}(\text{Tl})$, długość kryształów wynosiła ~ 3 cm.	24
2.9	Wymiary i kształty kryształów $\text{CsI}(\text{Tl})$ używanych w układzie GARFIELD.	25
2.10	Składowa szybka względem składowej wolnej sygnału dla jednego z scyntylatorów $\text{CsI}(\text{Tl})$, obrazująca możliwość dobrej separacji pomiędzy protonami, cząstkami alfa oraz promieniowaniem γ i neutronami. Dane dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ przy energii wiązki 300 MeV.	25
2.11	Schemat budowy detektora “phoswich” składającego się z trzech rodzajów scyntylatora. Na dolnym panelu przedstawiono czas wyświecania dla użytych materiałów, w którym różnice umożliwiają rozróżnienie pomiędzy depozytami energii w różnych warstwach. Rysunek pochodzi z pracy [54].	28
2.12	32 detektory typu “phoswich” ustawione wkoło osi wiązki, służące do detekcji rezyduów wyparowania – po 8 detektorów na każdy segment.	28
3.1	Schemat logiczny działania układu wyzwalań.	32
3.2	Energia promieniowania gamma względem czasu przelotu (TOF) między tarczą a detektorem HECTOR. Zmierzone dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$	34
3.3	Widmo czasu przelotu między tarczą a detektorami układu HECTOR. Zmierzone dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$	35

3.4	Widmo promieniowania gamma dla 300, 450 i 600 MeV przy bramkowaniu na TOF w zakresie $-0.5-2$ ns (punkty), linia niebieska – widmo promieniowania hamowania (z możliwym udziałem promieniowania kosmicznego) dopasowane do zakresu $E_\gamma \geq 30$ MeV.	35
3.5	Macierz zależności między czasem przelotu, a depozytem energii w pierwszej warstwie “phoswicha” (gA), dla energii wiązki 300, 450 oraz 600 MeV.	36
3.6	Macierz czasu przelotu między tarczą a detektorem phoswich <i>versus</i> E_γ mierzona przez detektory HECTOR, dla trzech energii wiązki.	38
3.7	Widmo promieniowania gamma dla 300, 450 i 600 MeV przy warunku na TOF ($-0.5-2$ ns) oraz warunku detekcji poprzez detektory “phoswich” rezyduum wyparowania.	39
3.8	Kąt między wektorami prędkości (Θ_{rel}) dwóch ciężkich fragmentów w układzie CM.	40
3.9	Prędkość względna (v_{rel}) dwóch ciężkich fragmentów, wyznaczona dla układu CM.	41
3.10	Różnica kątów ($\phi_1 - \phi_2 = \phi_{rel}$) dwóch ciężkich fragmentów, w układzie CM (linia czarna), oraz przy dodatkowym warunku na v_{rel} oraz Θ_{rel} (linia czerwona).	42
3.11	Porównanie między obliczonym za pomocą GEMINI++ a eksperymentalnym czasem przelotu do detektorów typu phoswich; kolor czarny - TOF dla ciężkich fragmentów, kolor czerwony - rezydua wyparowania, kolor niebieski - TOF dla ciężkich fragmentów wyznaczony w GEMINI++, kolor zielony - obliczony TOF dla rezyduów wyparowania.	43
3.12	Kolor czarny – widmo promieniowania gamma dla 300, 450 i 600 MeV przy warunku na TOF ($-0.5-2$ ns), warunku detekcji poprzez detektory “phoswich” rezyduum wyparowania oraz odjęciu wpływu promieniowania gamma powstałego w rozpadach z udziałem rozszczepienia. Kolor czerwony – widmo promieniowania gamma dla przypadków rozszczepienia symetrycznego.	44
3.13	Macierze składowej szybkiej względem wolnej sygnali scyntylicyjnego, obrazujące selekcję cząstek naładowanych w detektorach CsI. Dane dla trzech energii wiązki dla jednego kryształu ustawionego pod kątem Θ 34.85°	45
3.14	Widma energii (w układzie CM) cząstek alfa dla trzech energii wiązki: 300, 450 oraz 600 MeV przy średnich kątach detekcji: 34.85° , 47° , 60° oraz 75.25° , odpowiadających kątom sektorów układu GARFIELD (Tabela 2.2).	46
3.15	Widma energii (w układzie CM) protonów dla trzech energii wiązki: 300, 450 oraz 600 MeV przy średnich kątach detekcji: 34.85° , 47° , 60° oraz 75.25° , odpowiadających kątom sektorów układu GARFIELD (Tabela 2.2).	47
3.16	Porównanie znormalizowanych widm promieniowania gamma zmierzonych dla trzech energii wiązki.	48
3.17	Porównanie widma promieniowania gamma zmierzonego dla energii wiązki 450 MeV dla bramek na TOF HECTORA -0.5 do 1 ns, 1 do 2 ns oraz -0.5 do 2 ns.	49

3.18	Rozkłady krotności neutronów i promieniowania gamma rejestrowane przez detektory CsI układu GARFIELD dla trzech energii wiązki, rozkłady krotności znormalizowane do wartości maksymalnych – a) skala liniowa, b) skala logarytmiczna.	50
3.19	Rozkłady krotności neutronów i promieniowania gamma rejestrowane w kryształach CsI układu GARFIELD w zależności od czasu trwania pomiaru dla trzech energii wiązki. Czas trwania eksperymentu dla każdej energii wiązki podzielono na równe części.	51
3.20	Widma promieniowania gamma zmierzone przez układ HECTOR bramkowane krotnością promieniowania gamma zarejestrowanego przez kryształy CsI układu GARFIELD.	52
3.21	Porównanie krotności promieniowania gamma w kryształach CsI do symulacji przeprowadzonych za pomocą generatora przypadków, dla energii wiązki 300 oraz 600 MeV.	52
3.22	Iloraz znormalizowanych widm promieniowania gamma zmierzonych przez układ HECTOR przy bramkowaniu wysoką i niską krotnością promieniowania gamma zarejestrowanego przez kryształy CsI układu GARFIELD.	53
3.23	Porównanie rozkładów krętu uzyskanych w symulacji przy warunku odpowiadającym eksperymentalnej krotności w kryształach CsI mniejszej/większej od 5.	54
4.1	(a) Wyparowanie; (b) Binarny rozpad. W pierwszym przypadku lekkie cząstki (kolor szary) są emitowane z wzbudzonego jądra (czerwony), prowadząc do powstania rezyduum (biały). Natomiast w przypadku binarnego rozpadu wzbudzone jądro może rozpaść się na dwa również wzbudzone fragmenty. Następnie z jednego lub obu powstałych fragmentów możliwa jest emisja cząstek lub ponowny rozpad.	56
4.2	Porównanie widm γ uzyskanych przy użyciu programu MC CASCADE i GEMINI++ dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ dla energii wiązki: 300 (lewy panel), 600 MeV (prawy panel).	58
4.3	Linia <i>Yrast</i> dla ^{88}Mo : obliczona przy użyciu modelu RLDM (zastosowana w niniejszej pracy) oraz linia <i>Yrast</i> odpowiadające jądra sferycznemu.	58
4.4	Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) cząstek alfa dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle\Theta\rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 300$ MeV.	60
4.5	Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) protonów dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle\Theta\rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 300$ MeV.	61
4.6	Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) cząstek alfa dla dwóch średnich kątów detekcji: $\langle\Theta\rangle = 34.85, 47^\circ$. Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 450$ MeV.	61

4.7	Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) protonów dla dwóch średnich kątów detekcji: $\langle\Theta\rangle = 34.85, 47^\circ$. Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 450$ MeV.	62
4.8	Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) cząstek alfa dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle\Theta\rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 600$ MeV.	62
4.9	Porównanie eksperymentalnych i obliczonych za pomocą GEMINI++ widm energii (w układzie CM) protonów dla czterech średnich kątów detekcji: $\langle\Theta\rangle = 34.85, 47, 60$ oraz 75.25° . Widma zebrane dla reakcji przy $E_{\text{LAB}} = 600$ MeV.	63
4.10	Schemat blokowy przedstawiający algorytm zastosowany do wyznaczenia parametrów opisujących GDR.	65
4.11	Panel górny przedstawia eksperymentalne widmo promieniowania gamma w porównaniu z dopasowanymi obliczeniami uzyskanymi w programie GEMINI++. Panel dolny zawiera porównanie użytej w obliczeniach funkcji nasilenia (linia czerwona, składająca się z trzech funkcji Lorentza) do zlinearyzowanych danych eksperymentalnych. Dane dla energii wiązki 300 i 600 MeV.	66
4.12	Wyznaczenie szerokości funkcji nasilenia GDR dla danych odpowiadających reakcji przy energii 300 MeV.	67
4.13	Wyznaczenie szerokości funkcji nasilenia GDR dla danych odpowiadających reakcji przy energii 600 MeV.	67
4.14	Porównanie dopasowanej funkcji nasilenia (linia czerwona, składająca się z dwóch funkcji Lorentza) do zlinearyzowanych danych eksperymentalnych. Dane dla energii wiązki 300 (panel lewy) i 600 MeV (panel prawy).	69
4.15	Panel górny przedstawia eksperymentalne widmo promieniowania gamma w porównaniu z dopasowanymi obliczeniami uzyskanymi w programie GEMINI++. Panel dolny zawiera porównanie użytej w obliczeniach funkcji nasilenia (linia czerwona, składająca się z trzech funkcji Lorentza) do zlinearyzowanych danych eksperymentalnych. Dane dla energii wiązki 450 MeV.	69
4.16	Macierz przedstawiająca zależność energii promieniowania gamma względem temperatury emitującego jądra, obliczona w GEMINI++ dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ przy energii wiązki a) 300 MeV, b) 450 MeV, c) 600 MeV.	71
4.17	Rozkłady temperatury dla jąder, na których zbudowany był GDR ($14 < E_\gamma < 16$ MeV) - obliczenia wykonane za pomocą programu GEMINI++ dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ przy energii wiązki 300, 450 oraz 600 MeV.	72
4.18	Rozkłady krętu jądra złożonego powstałego w fuzji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ dla energii wiązki 300, 450 i 600 MeV - kolor czarny; dla przypadków, gdy jądro złożone ulegało rozszczepieniu - kolor zielony; przypadki, gdy rozpad następował poprzez wyparowanie - kolor czerwony; kolorem niebieskim oznaczono rozkład krętu CN (przemnożony przez 10) dla przypadków rejestrowanych przez system pomiarowy (detektory phoswich).	73
4.19	Macierze obrazujące rozkład krętu względem temperatury jądra, na którym zbudowany był GDR.	74

4.20	Rozkłady krętu dla jąder, na których zbudowany był GDR, dla przedziałów temperatur ($\Delta T = 1$ MeV).	75
4.21	Rozkłady liczby masowej jąder, które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.	75
4.22	Rozkłady liczebności jąder o liczbie neutronów N i liczbie protonów Z , które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.	76
4.23	Rozkłady liczby ładunkowej Z , które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.	77
4.24	Rozkłady liczby neutronów N , które rozpadały się poprzez emisję GDR, a z których rezyduum było wykrywane przez eksperymentalny układ pomiarowy. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ dla dwóch energii wiązki 300 i 600 MeV.	77
5.1	Widma energetyczne cząstek α otrzymane w koincydencji z rezyduami wyparowania dla reakcji $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ przy energii wiązki 250 MeV wraz z obliczeniami. Punkty odpowiadają danym eksperymentalnym, linia czerwona (składowa niskoenergetyczna) to obliczenia dla jądra złożonego, linia granatowa (składowa wysokoenergetyczna) to obliczenia emisji z jąder, które nie osiągnęło równowagi termodynamicznej, a linia zielona to suma składowej nisko- i wysokoenergetycznej. Rysunek pochodzi z pracy doktorskiej M. Brekiesz [74].	80
5.2	Porównanie między obliczonym za pomocą GEMINI++ a eksperymentalnym czasem przelotu do detektorów typu phoswich; kolor czerwony - rezydua wyparowania, kolor zielony - obliczony TOF dla rezyduów wyparowania - $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{88}\text{Mo}^*$ przy energii wiązki 600 MeV, kolor niebieski - obliczony TOF dla rezyduów wyparowania - $^{46}\text{Sc} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{86}\text{Nb}^*$	82
5.3	Porównanie funkcji nasilenia GDR obliczonych przy pomocy modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu, dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 123.8 MeV (energia wiązki 300 MeV), przy zadanych szerokościach Γ_0 równych 4, 5 lub 6 MeV (linie) z danymi uzyskanymi podczas eksperymentu.	83
5.4	Obliczone przy pomocy modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu funkcje nasilenia GDR dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 260.7 MeV (energia wiązki 600 MeV) przy zadanych szerokościach $\Gamma_0 = 4, 5$ lub 6 MeV (linie) wraz z danymi uzyskanymi podczas eksperymentu (punkty).	83
5.5	Porównanie funkcji nasilenia GDR dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 123.8 MeV (energia wiązki 300 MeV) zmierzonej (punkty) oraz obliczonej przy pomocy modelu PDM (linia).	84

5.6	Funkcja nasilenia GDR dla rozpadu jądra ^{88}Mo o energii wzbudzenia 260.7 MeV (energia wiązki 600 MeV) obliczona przy pomocy modelu PDM (linia) wraz z danymi eksperymentalnymi (punkty).	84
5.7	Zależność szerokości GDR względem temperatury jądra (dla różnych wartości momentu pędu rozpadającego się jądra), na którym rezonans był zbudowany. Kolorem czerwonym oznaczono uzyskane w tej pracy wyniki dla jądra złożonego ^{88}Mo . Dane dla ^{86}Mo pochodzą z pracy [76], dla ^{92}Mo z pracy [77].	85
5.8	Przewidywania modeli PDM oraz LSD dla ewolucji szerokości funkcji nasilenia GDR wraz ze wzrostem temperatury jądra, na którym rezonans jest zbudowany. Obliczenia wykonano dla jądra złożonego ^{88}Mo	86
5.9	Mapa energii makroskopowej jądra (obliczona przy użyciu modelu LSD) obrazująca ewolucję deformacji wraz ze wzrostem krętu dla ^{88}Mo	87
5.10	Przewidywania modelu LSD dla zmian deformacji wraz ze zmianą krętu dla jądra ^{88}Mo , wyznaczone jako minima energii z Rysunku 5.9 (punkty czerwone); punkty niebieskie – obliczenia deformacji efektywnej uwzględniające termiczne fluktuacje kształtu dla temperatury $T = 2$ MeV (lewy panel) oraz $T = 3$ MeV (prawy panel).	87
5.11	Porównanie otrzymanych dla energii wiązki 300 MeV kształtów GDR uzyskanych przy bramkowaniu niską (< 5) oraz wysoką (≥ 5) krotnością w detektorach CsI.	88
5.12	Przewidywania modelu LSD uwzględniającego TFM kształtów funkcji nasilenia GDR jądra ^{88}Mo przy temperaturze równej 2 MeV dla krętu jądra złożonego równego 38 oraz $46\hbar$ (obliczenia wykonane dla parametru $\Gamma_0 = 5$ MeV).	89
5.13	Przewidywania modelu LSD uwzględniającego TFM kształtów funkcji nasilenia GDR jądra ^{88}Mo przy temperaturze równej 2, 3, 4 i 5 MeV (obliczenia wykonane dla parametru $\Gamma_0 = 5$ MeV oraz średniego krętu jądra złożonego równego $42\hbar$).	89
5.14	Funkcje nasilenia GDR dla energii wiązki 300 i 600 MeV – dane eksperymentalne.	90
5.15	Porównanie funkcji nasilenia GDR obliczonych przy pomocy modelu LSD z termicznymi fluktuacjami kształtu, dla rozpadu jądra ^{88}Mo z danymi eksperymentalnymi. Obliczenia LSD ważone były rozkładami krętu jąder złożonych lub jąder po emisji GDR, a także wyznaczone dla wartości średniej krętu CN. Wszystkie obliczenia ważone były rozkładami temperatury jądra po rozpadzie GDR.	91
16	Przykładowe geometrie budowanego zespołu detektorów PARIS: a) układ w geometrii 2π i rozmieszczeniu klastrów w kształt sześcianu, b) geometria 4π w konfiguracji sferycznie symetrycznego ustawienia klastrów.	98
17	Zmierzona przez układ PARIS (w konfiguracji 4π) krotność promieniotwórczości γ względem krętu jądra złożonego.	99
18	Rozkład krętu jądra złożonego przy bramkowaniu kątem Θ rezyduów wyparowania: a) $1-3^\circ$ b) $3-5^\circ$ c) $5-7^\circ$ d) $7-9^\circ$ e) $9-11^\circ$	100
19	Rozkład krętu jądra złożonego: a) bez bramek na zmierzonej krotności γ , b) bramkowany krotnością γ 0–5, c) bramkowany krotnością γ 30–35.	101

Spis tabel

2.1	Odległości od środka tarczy oraz kąty $\langle \Theta \rangle$, ϕ dla 8 liczników BaF ₂ układu HECTOR.	23
2.2	Kąty $\langle \Theta \rangle$, Θ_{\min} i Θ_{\max} dla sektorów CsI zespołu detektorów GARFIELD.	25
2.3	Reakcje użyte do kalibracji detektorów układu GARFIELD.	26
2.4	Odległości od środka tarczy oraz kąty $\langle \Theta \rangle$, $\langle \phi \rangle$ dla detektorów “phoswich” – 32 detektory służące detekcji rezyduów wyparowania.	29
2.5	Odległości od środka tarczy oraz kąty $\langle \Theta \rangle$, $\langle \phi \rangle$ dla detektorów “phoswich” – 18 detektorów służących detekcji fragmentów rozszczepienia.	29
3.1	Parametry reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$	32
3.2	Średni kręt jądra złożonego dla przypadków rozpadu prowadzącego do rezyduum oraz krotności gamma w kryształach CsI mniejszej od 5 – $l_{k < 5}$, natomiast średni kręt CN gdy krotność w CsI była większa lub równa 5 – $l_{k \geq 5}$	52
4.1	Wyniki dopasowania parametrów opisujących trzy składowe GDR (centroidy – E_k , szerokości – Γ_k oraz nasilenia – S_k), dla rozpadu ^{88}Mo przy energii wiązki 300 i 600 MeV. Niepewności parametrów zostały oszacowane poprzez niepewność przy dopasowywaniu do postaci zlinearyzowanej funkcji nasilenia GDR (punkt 2 procedury).	68
4.2	Energie centroid E_{GDR} , szerokości Γ_{GDR} funkcji nasilenia GDR. Dane dla rozpadu ^{88}Mo przy energii wiązki 300 i 600 MeV.	68
4.3	Wyniki dopasowania parametrów opisujących trzy składowe GDR (centroidy – E_k , szerokości – Γ_k oraz nasilenia – S_k), dla rozpadu ^{88}Mo przy energii wiązki 450 MeV.	70
4.4	Temperatury jądra złożonego oraz jądra, na którym zbudowany był GDR rozpadający się poprzez emisję promieniowania gamma, σ jest odchyleniem standardowym rozkładu temperatury (widocznego na Rysunku 4.17). Obliczenia dla $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ wykonane programem GEMINI++.	70
4.5	Parametry opisujące rozkład krętu jądra złożonego (CN) utworzonego w reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ dla trzech energii wiązki. Średni kręt dla rezyduów, które były rejestrowane przez system pomiarowy – $\langle l \rangle$ wraz z odchyleniem standardowym rozkładu σ . Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++.	72

4.6	Parametry opisujące rozkład krętu jądra (średni kręt l_{GDR} wraz z odchyleniem standardowym rozkładu σ_{GDR}), na których zbudowany był GDR, dla reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{40}\text{Ca}$ i energii wiązki 300 oraz 600 MeV. Obliczenia wykonane przy pomocy programu GEMINI++ z uwzględnieniem filtru eksperymentalnego dla detekcji rezyduów wyparowania.	74
5.1	Dane literaturowe dotyczące średnich energii unoszonych w procesach przedrównowagowych dla różnych reakcji, oraz zakresu energii wiązki od 5 do 19 MeV/nukleon.	81

Bibliografia

- [1] M. P. Kelly, K. A. Snover, J. P. S. van Schagen, M. Kicińska-Habior, Z. Trznadel, *Phys. Rev. Lett.* 82, 3404 (1999).
- [2] O. Wieland, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, N. Blasi, S. Brambilla, F. Crespi, A. Giussani, S. Leoni, P. Mason, B. Million, A. Moroni, S. Barlini, V. L. Kravchuk, F. Gramegna, A. Lanchais, P. Mastinu, A. Maj, M. Brekiesz, M. Kmiecik, M. Bruno, E. Geraci, G. Vannini, G. Casini, M. Chiari, A. Nannini, A. Ordine, E. Ormand, *Phys. Rev. Lett.* 97, 012501 (2006).
- [3] A. Maj, F. Azaiez, D. Jenkins, Ch. Schmitt, O. Stezowski, J.P. Wieleczko, D. Balabanski, P. Bednarczyk, S. Brambilla, F. Camera, D.R. Chakrabarty, M. Chełstowska, M. Ciemała, S. Courtin, M. Csatlos, Z. Dombardi, O. Dorvaux, J. Dudek, M.N. Erduran, S. Ertürk, B. Fornal, S. Franchoo, G. Georgiev, J. Gulyás, S. Harrisopoulos, P. Joshi, M. Kicińska-Habior, M. Kmiecik, A. Krasznahorkay, G. Anil Kumar, Suresh Kumar, M. Labiche, I. Mazumdar, K. Mazurek, W. Męczyński, S. Myalski, V. Nanal, P. Napiorkowski, J. Peyre, J. Pouthas, O. Roberts, M. Rousseau, J.A. Scarpaci, A. Smith, I. Stefan, J. Strachan, D. Watts, M. Ziębliński, *Acta Phys. Pol. B* 40, 565 (2009).
- [4] N. Bohr, *Nature* 137, 344 (1936).
- [5] G. C. Baldwin, G. S. Klaiber, *Phys. Rev.* 71 3 (1947).
- [6] G. C. Baldwin, G. S. Klaiber, *Phys. Rev.* 73 1156 (1948).
- [7] J. J. Gaardhøje, “Nuclear structure at high excitation energy studied with giant resonances”, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen (1992).
- [8] D. M. Brink, Ph. D. Thesis, Oxford Univ. (1955).
- [9] F. S. Dietrich, J. C. Brown, W. J. O’Connell, M. J. Kay, *Phys. Rev.* C10, 795 (1974).
- [10] M. A. Kovash, S. L. Blatt, R. N. Boyd, T. R. Donoghue, H. J. Hausman, A. D. Bacher, *Phys. Rev. Lett.* 42, 700 (1979).
- [11] J. O. Newton, , B. Herskind, R. M. Diamond, E. L. Dines, J. E. Draper, K. H. Lindenberger, C. Schück, S. Shih, F. S. Stephens, *Phys. Rev. Lett.* 46, 1383, (1981).

- [12] E. F. Garman, K. A. Snover, S. H. Chew, S. K. B. Hesmondhalgh, W. N. Catford, P. M. Walker, *Phys. Rev. C* 28, 2554 (1983).
- [13] R. J. Vojtech, R. Butsch, V. M. Datar, M. G. Herman, R. L. McGrath, P. Paul, M. Thoennessen, *Phys. Rev. C* 40, R2441 (1989).
- [14] A. Bracco, F. Camera, O. Wieland, E. Ormand, *Mod. Phys. Lett. A* 33, 2479 (2007).
- [15] M. Mattiuzzi, A. Bracco, F. Camera, W. E. Ormand, J. J. Gaardhøje, A. Maj, B. Million, M. Pignanelli, T. Tveter, *Nucl. Phys. A* 612, 262 (1997).
- [16] M. Kmiecik, A. Maj, A. Bracco, F. Camera, B. Million, S. Leoni, M. Casanova, B. Herskind, R. Bark, W. E. Ormand, *Nucl. Phys. A* 674, 29 (2000).
- [17] M. Kmiecik, A. Maj, B. Million, M. Brekiesz, W. Królas, W. Męczyński, J. Styczeń, M. Ziębliński, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, S. Leoni, O. Wieland, S. Brambilla, B. Herskind, M. Kicińska-Habior, N. Dubray, J. Dudek, N. Schunck, *Phys. Rev. C* 70, 064317 (2005).
- [18] F. Camera, A. Bracco, S. Leoni, B. Million, M. Mattiuzzi, M. Pignanelli, *Phys. Rev. C* 60, 014306 (1999).
- [19] M. Kmiecik, Praca doktorska, IFJ PAN, Kraków (2001).
- [20] M. Kmiecik, Monografia, IFJ PAN, Kraków (2013).
- [21] J. J. Gaardhøje, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 42, 483 (1992).
- [22] K. Mazurek, M. Kmiecik, A. Maj, J. Dudek, N. Schunck, *Acta Phys. Pol. B* 38, 1455 (2007).
- [23] D. L. Hill, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* 89, 1102 (1953).
- [24] M. N. Harakeh, A. van der Woude, "Giant Resonances", Oxford University Press, Oxford (2001).
- [25] R. Beringer, W. K. Knox, *Phys. Rev.* 121, 1195 (1961).
- [26] K. Mazurek, informacja prywatna.
- [27] M. Kicińska-Habior, K. A. Snover, J. A. Behr, C. A. Gossett, Y. Alhassid, N. Whelan, *Phys. Lett. B* 308, 225 (1993).
- [28] A. Maj, M. Kmiecik, A. Bracco, F. Camera, P. Bednarczyk, B. Herskind, S. Brambilla, G. Benzoni, M. Brekiesz, D. Curien, G. De Angelis, E. Farnea, J. Grębosz, M. Kicińska-Habior, S. Leoni, W. Męczyński, B. Million, D. R. Napoli, J. Nyberg, C.M. Petrache, J. Styczeń, O. Wieland, M. Ziębliński, K. Zuber, N. Dubray, J. Dudek, K. Pomorski, *Nucl. Phys. A* 731, 319 (2004).
- [29] V. Pandid, S. Mukhopadhyay, Srijit Bhattacharya, Surajit Pal, A. De, S. Bhattacharya, C. Bhattacharya, K. Banerjee, S. Kundu, T. K. Rana, A. Dey, G. Mukherjee, T. Ghosh, D. Gupta, S. R. Banerjee, *Phys. Rev. C* 81, 061302(R) (2010).

- [30] K. Pomorski, J. Dudek, Phys. Rev. C 67, 044316 (2003).
- [31] J. Dudek, K. Pomorski, N. Schunck, N. Dubray, Eur. Phys. J. A 20, 15 (2004).
- [32] J. Rayleigh, *The theory of sound*, Mac Millan, Londyn (1877).
- [33] N. Dinh Dang, A. Arima, Phys. Rev. Lett. 80, 4145 (1998).
- [34] N. Dinh Dang, A. Arima, Nucl. Phys. A 636, 427 (1998).
- [35] N. Dinh Dang, Kosai Tanabe, Akito Arima, Phys. Rev. C 58, 3374 (1998).
- [36] N. Dinh Dang, Kosai Tanabe, Akito Arima, Nucl. Phys. A 645, 536 (1999).
- [37] V. F. Weisskopf, D. H. Ewing, Phys. Rev. 57, 472 (1940).
- [38] W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. 87, 366 (1952).
- [39] P. E. Hodgson, E. Gadioli, "Introductory Nuclear Physics", Clarendon Press, Oxford (1997).
- [40] M. G. Herman, "The Statistical Model and The Evaporation Mode Code Cascade", The University of Rochester (1987).
- [41] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A 280, 267 (1977).
- [42] R. J. Charity, Phys. Rev. C 82, 014610 (2010).
- [43] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", Wiley, New York (1958).
- [44] D. E. di Gregorio, M. diTada, D. Abriola, M. Elgue, A. Etchegoyen, M. C. Etchegoyen, J. O. Fernandez Niello, A. M. J. Ferrero, S. Gil, A. O. Macchiavelli, A. J. Pacheco, J. E. Testoni, P. R. Silveira Gomes, V. R. Vanin, R. Ligoori Neto, and E. Crema, R. G. Stokstad, Phys. Rev. C 39, 516 (1989).
- [45] R. Bass, "Nuclear Reaction with Heavy Ions", Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, (1980).
- [46] J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, C. Rousset, U. C. Schlottauer-Voos, X. Tarrago, Phys. Rev. C 9, 1113 (1974).
- [47] F. Gramegna *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A 389, 474 (1997).
- [48] A. Maj *et al.*, Nucl. Phys. A 571, 185 (1994).
- [49] M. Bini *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A 515, 497 (2003).
- [50] A. Corsi, Ph. D. Thesis, Milano Univ., (2010).
- [51] S. Carboni, Ph. D. Thesis, INFN Firenze (2012).
- [52] L. Bardelli, G. Poggi, M. Bini, G. Pasquali, Nucl. Instr. Meth. A 572, 882 (2007).
- [53] G. Pasquali *et al.*, Nucl. Instr. Res. A 570, 126 (2007).

- [54] L. Bardelli, M. Bini, G. Poggi, N. Taccetti, Nucl. Instr. Meth. A 491, 244 (2002).
- [55] M. Parlog *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 482, 693 (2002).
- [56] G. Casini *et al.*, “Refining energy calibrations of the Nucl-ex CsI(Tl) scintillators”, LNL Annual Report (2004).
- [57] J. Birks, “Theory and Practice of Scintillation Counting”, Pergamon Press (1964).
- [58] R. Bass, Nucl. Phys. A 231, 45 (1974).
- [59] R. Bass, Phys. Rev. Letts. 39, 265 (1977).
- [60] K. X. Jing *et al.*, Nucl. Phys. A 645, 203 (1999).
- [61] M. Kicińska-Habior, Z. Trznadel, A. Maj, M.P. Kelly, J.P.S. van Schagen, K.A. Snover, Nucl. Phys. A 649, 130 (1999).
- [62] Y. Schutz, G. Martínez, F.M. Marqués *et al.*, Nucl. Phys. A 622, 404 (1997).
- [63] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker, Phys. Rev. C 31, 1550 (1985).
- [64] S. Barlini, S. Carboni, M. Ciemala, V. L. Kravchuk, L. Bardelli, M. Bini, G. Casini, A. Nannini, G. Pasquali, M. Kmiecik, A. Maj, M. Zieblinski, M. Cinausero, M. Degerlier, F. Gramegna, T. Marchi, G. Baiocco, M. Bruno, M. D’Agostino, L. Morelli, F. Camera, A. Corsi, F. C. L. Crespi, D. Montanari, O. Wieland, Acta Phys. Pol. B 42, 639 (2011).
- [65] M. Ciemała, M. Kmiecik, V. L. Kravchuk, A. Maj, S. Barlini, G. Casini, F. Gramegna, F. Camera, A. Corsi, L. Bardelli, P. Bednarczyk, B. Fornal, M. Matejska-Minda, K. Mazurek, W. Meczynski, S. Myalski, J. Styczen, B. Szpak, M. Ziebliński, M. Cinausero, T. Marchi, V. Rizzi, G. Prete, M. Degerlier, G. Benzoni, N. Blasi, A., Bracco, S. Brambilla, F. Crespi, S. Leoni, B. Million, O. Wieland, D. Montanari, R. Nicolini, A. Giaz, V. Vandone, G. Baiocco, M. Bruno, M. D’Agostino, L. Morelli, G. Vannini, M. Chiari, A. Nannini, S. Piantelli, A. Chbihi, J. P. Wieleczko, I. Mazumdar, O. Roberts, J. Dudek, Acta Phys. Pol. B 42, 633 (2011).
- [66] R. J. Charity, “GEMINI: a code to simulate the decay of compound nucleus by a series of binary decays”, p. 139, Trieste, Italy, IAEA (2008).
- [67] W. Reisdorf Z. Phys. A 300, 227 (1981).
- [68] M. Kicińska-Habior, K.A. Snover, J.A. Behr, G. Feldman, C.A. Gossett, J.H. Gundlach, Phys. Rev. C 41, 2075 (1990).
- [69] M. Ciemała, M. Kmiecik, M. Krzysiek, A. Maj, K. Mazurek, R. Charity, D. Mancusi, Acta Phys. Pol. B 44, 611 (2013).
- [70] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, A.S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. 21, 255 (1975).
- [71] A.V. Ignatyuk, K.K. Istekov, and G.N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. 29, 450 (1979).

- [72] R. Brun *et al.*, CERN Report No. CERN-DD/EE/84-1 (1984).
- [73] M. Gonin, J. P. Coffin, G. Guillaume, F. Jundt, P. Wagner, P. Fintz, B. Heusch, A. Malki, A. Fahli, S. Kox, F. Merchez, J. Mistretta, Phys. Rev. C 38, 135 (1988).
- [74] M. Brekiesz, Praca doktorska, IFJ PAN Kraków (2006).
- [75] J. Cabrera, Th. Keutgen, Y. El Masri, Ch. Dufauquez, V. Roberfroid, I. Tilquin, J. Van Mol, R. Régimbart, R. J. Charity, J. B. Natowitz, K. Hagel, R. Wada, D. J. Hinde, Phys. Rev. C 68, 034613 (2003).
- [76] S. K. Rathi, D. R. Chakrabarty, V. M. Datar, Suresh Kumar, E. T. Mirgule, A. Mitra, V. Nanal, H. H. Oza, Phys. Rev. C 67, 024603 (2005).
- [77] M. Kicińska-Habior, K. A. Snover, J. A. Behr, C. A. Gossett, J. H. Gundlach, G. Feldman, Phys. Rev. C 45, 569 (1992).
- [78] N. Dinh Dang, Phys. Rev. C 85, 064323 (2012).
- [79] N. Dinh Dang, M. Ciemała, M. Kmiecik, A. Maj, Phys. Rev. C, wysłana do publikacji (2013).
- [80] N. Dinh Dang, komunikacja prywatna.
- [81] B. Fornal, *et al.*, Phys. Rev. C 40, 664 (1989).
- [82] M. Brekiesz, A. Maj, M. Kmiecik, K. Mazurek, W. Meczynski, J. Styczen, K. Zuber, P. Papka, C. Beck, F. Haas, V. Rauch, M. Rousseau, A. Sanchez i Zafra, J. Dudek, N. Schunck, Nucl. Phys. A 788, 224c (2007).
- [83] M. Kmiecik, A. Maj, M. Brekiesz, K. Mazurek, P. Bednarczyk, J. Grebosz, W. Meczynski, J. Styczen, M. Zieblinski, K. Zuber, P. Papka, C. Beck, D. Curien, F. Haas, V. Rauch, M. Rousseau, J. Dudek, N. Schunck, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, O. Wieland, B. Herskind, E. Farnea, G. De Angelis, Acta. Phys. Pol. B38, 165 (2007).
- [84] M. Kmiecik, A. Maj, J. Styczeń, P. Bednarczyk, M. Brekiesz, J. Grębosz, M. Lach, W. Męczyński, M. Ziębliński, K. Zuber, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, B. Million, S. Leoni, O. Wieland, B. Herskind, D. Curien, N. Dubray, J. Dudek, N. Schunck, K. Mazurek, Acta. Phys. Pol. B36, 1169 (2005).
- [85] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A 506, 250 (2003).
- [86] K. Amako *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science 53, 270 (2006).
- [87] The SPIRAL 2 Project APD Report, GANIL (2005).
- [88] A. Maj, K. Mazurek, J. Dudek, M. Kmiecik, D. Rouvel, J. Mod. Phys. E 19, 532 (2010).
- [89] K. Mazurek, J. Dudek, M. Kmiecik, A. Maj, J.P. Wieleczko, D. Rouvel, Acta. Phys. Pol. B42, 471 (2011).