UNIWERSYTET WARSZAWSKI
WYDZIAŁ FIZYKI

Krzysztof Miernik

Badanie promieniotwórczości dwuprotonowej jąder ^{45}Fe

Praca doktorska wykonana
w Zakładzie Spektroskopii Jądrowej
Instytutu Fizyki Doświadczalnej
pod kierunkiem

dr. hab. Zenona Janasa

WARSZAWA, KWIECIEŃ 2009

Spis treści

1 Promieniotwórczość dwuprotonowa **11**
- 1.1 Charakterystyka procesu 11
- 1.2 Historia badań 14

2 Produkcja jąder ^{45}Fe **18**
- 2.1 Wstęp 18
- 2.2 Reakcja fragmentacji 19
- 2.3 Separacja produktów fragmentacji pocisków 20
- 2.4 Identyfikacja jonów 21
- 2.5 Separator A1900 22

3 Komora OTPC **26**
- 3.1 Wstęp 26
- 3.2 Zasada działania detektora 26
- 3.3 Budowa komory 27
- 3.4 Dobór mieszanki gazowej 32
- 3.5 Dobór folii WLS 35
- 3.6 System zbierania danych 37
- 3.7 Eksperyment testowy 41
  - 3.7.1 Produkcja i separacja jąder ^{13}O, ^{12}N i ^{8}Li 42
  - 3.7.2 Wyniki eksperymentu testowego 42
- 3.8 Rekonstrukcja zdarzeń zarejestrowanych w komorze OTPC 47
  - 3.8.1 Procedura rekonstrukcji torów cząstek 47
  - 3.8.2 Prędkość dryfu elektronów 51
  - 3.8.3 Rekonstrukcja rozpadów z emisją protonów opóźnionych . 53
  - 3.8.4 Rekonstrukcja rozpadu dwuprotonowego 57

4 Wyniki badania rozpadów jąder ^{45}Fe **63**
- 4.1 Identyfikacja kanałów rozpadu 63
- 4.2 Czas życia ^{45}Fe 69
- 4.3 Korelacje kątowe i energetyczne w rozpadzie 2p ^{45}Fe 71
- 4.4 Wydajność rejestracji zdarzeń w komorze OTPC 74
- 4.5 Dyskusja wydajności rekonstrukcji zdarzeń 76

5 Opis teoretyczny promieniotwórczości dwuprotonowej **77**
5.1 Podstawy opisu promieniotwórczości protonowej i dwuprotonowej 77
5.1.1 Emisja cząstek naładowanych z jąder atomowych 77
5.1.2 Podstawowy opis promieniotwórczości dwuprotonowej . . 81
5.1.3 Współrzędne Jacobiego 86
5.1.4 Zasady zachowania w rozpadzie dwuprotonowym 89
5.2 Przegląd modeli rozpadu dwuprotonowego 90
5.2.1 Wczesne modele 90
5.2.2 Teoria macierzy R 90
5.2.3 Model SMEC 91
5.2.4 Model trójciałowy 91
5.3 Porównanie wyników modeli i eksperymentalnych 93
5.3.1 Czas życia i energia rozpadu 2p ^{45}Fe 94
5.3.2 Korelacje energetyczne i kątowe pomiędzy protonami . . 95

6 Podsumowanie i perspektywy **99**

Spis rysunków

1.1 Zależność energii separacji protonu i dwóch protonów od liczby atomowej dla izotonów N = 19 12
1.2 Promieniotwórczość dwuprotonowa a inne procesy emisji dwóch protonów 14
1.3 Oryginalna ilustracja z pracy Goldańskiego 15
1.4 Fragment mapy nuklidów w okolicach jądra ^{45}Fe 16

2.1 Przekrój czynny na wytworzenie izotopów żelaza w reakcji fragmentacji 20
2.2 Schemat separatora fragmentów A1900 22
2.3 Wykres identyfikacyjny jonów z eksperymentu na separatorze A1900 24
2.4 Ustawienie komory OTPC na wiązce separatora A1900 24
2.5 Rozrzut zasięgu jonów ^{45}Fe w gazie stosowanym w komorze OTPC 25
2.6 Fotografia detektora OTPC ustawionego na wiązce separatora A1900 25

3.1 Zasada działania komory OTPC 27
3.2 Szczegóły konstrukcji komory OTPC 28
3.3 Porównanie gęstości jonizacji różnych cząstek w gazie używanym w komorze OTPC 29
3.4 Detektor OTPC 30
3.5 Wydajność kwantowa rejestracji fotonów przez kamerę CCD . . . 31
3.6 Wpływ domieszek gazów nieszlachetnych na ślady rejestrowane w komorze OTPC 33
3.7 Wzmocnienie ładunkowe i liczba emitowanych fotonów w funkcji pola elektrycznego 35
3.8 Widmo pobudzania próbek folii WLS 36
3.9 Widmo emisji próbek folii WLS 37
3.10 Wykres identyfikacyjny jonów z eksperymentu na separatorze A1900 38
3.11 Schemat systemu zbierania danych detektora OTPC 39
3.12 Tryb losowego wyzwalania migawki 40
3.13 Tryb sterowania wyzwalaniem migawki 41
3.14 Schemat separatora fragmentów Acculinna 42
3.15 Ustawienie detektora OTPC podczas eksperymentu w ośrodku ZIBJ 43

3.16 Wykres identyfikacyjny jonów z eksperymentu na separatorze Acculinna . . . 43
3.17 Schemat rozpadu jądra ^{13}O . . . 44
3.18 Obserwacja rozpadu β jądra ^{13}O z emisją protonu opóźnionego . . 44
3.19 Schemat rozpadu jądra ^{12}N . . . 45
3.20 Rejestracja rozpadu jądra ^{12}N . . . 45
3.21 Schemat rozpadu jądra ^{8}Li . . . 46
3.22 Przykład rozpadu jądra ^{8}Li . . . 47
3.23 Idea rekonstrukcji zdarzenia w komorze OTPC . . . 48
3.24 Przykład rejestracji cząstki α wyemitowanej pod kątem θ około 60° 49
3.25 Przykład rejestracji cząstki α wyemitowanej pod kątem θ około 90° 49
3.26 Zależność prędkości dryfu elektronów od wartości pola dryfu dla różnych mieszanek gazowych. . . . 52
3.27 Metoda wyznaczania prędkości dryfu elektronów w komorze OTPC 52
3.28 Przykład rekonstrukcji sygnału zarejestrowanego przez fotopowielacz po rozpadzie β z emisją protonu . . . 54
3.29 Wyniki rekonstrukcji torów protonów emitowanych po rozpadzie β ^{13}O . . . 55
3.30 Rozkład zasięgu protonów o energii 1.44 MeV . . . 55
3.31 Rozkład kąta emisji protonów względem osi Z . . . 56
3.32 Przykład rozpadu dwuprotonowego jądra ^{45}Fe . . . 58
3.33 Mapa χ^2 zawierająca minimum globalne . . . 59
3.34 Przykład dopasowania profilu światła dla emisji dwóch protonów . 60
3.35 Przykład trójwymiarowej rekonstrukcji rozpadu dwuprotonowego 61
3.36 Wybrane mapy χ^2 odpowiadające różnym podziałom energii między protony . . . 62

4.1 Schemat rozpadu jądra ^{45}Fe . . . 64
4.2 Przykład rozpadu dwuprotonowego jądra ^{45}Fe zarejestrowanego wraz z torem jonu . . . 64
4.3 Trójwymiarowa rekonstrukcja rozpadu dwuprotonowego . . . 65
4.4 Przykład rozpadu dwuprotonowego jądra ^{45}Fe oraz następującego po nim rozpadu βp jądra ^{43}Cr . . . 66
4.5 Przykład rozpadu dwuprotonowego jądra ^{45}Fe oraz następującego po nim rozpadu β2p jądra ^{43}Cr . . . 66
4.6 Przykład rozpadu βp jądra ^{45}Fe . . . 67
4.7 Przykład rozpadu β2p jądra ^{45}Fe . . . 67
4.8 Przykład rozpadu β3p jądra ^{45}Fe . . . 67
4.9 Wszystkie zaobserwowane przypadki rozpadu β3p ^{45}Fe . . . 68
4.10 Pomiar czasu życia jądra ^{45}Fe . . . 70
4.11 Rozkład kąta θ dla pojedynczego protonu . . . 72
4.12 Rozkład kąta $\Delta\varphi$ dla pojedynczego protonu . . . 72
4.13 Rozkład kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów w rozpadzie 2p ^{45}Fe w układzie laboratoryjnym . . . 73

4.14 Rozkład energii protonów emitowanych w rozpadzie 2p ^{45}Fe w układzie laboratoryjnym 73
4.15 Korelacje kątowe i energetyczne protonów emitowanych w rozpadzie 2p ^{45}Fe w układzie laboratoryjnym 74

5.1 Wypadkowy potencjał dla protonów i jego składowe 79
5.2 Prawdopodobieństwo tunelowania i częstość podejmowania prób ucieczki w funkcji energii protonu 80
5.3 Prawdopodobieństwo jednoczesnego przetunelowania przez barierę potencjału dwóch protonów w funkcji podziału energii 83
5.4 Prawdopodobieństwo obserwacji protonów w funkcji kąta emisji i podziału energii 85
5.5 Prawdopodobieństwo obserwacji kąta θ_{pp} między kierunkami emisji protonów 86
5.6 Układy współrzędnych Jacobiego 87
5.7 Porównanie przewidywań modeli teoretycznych dotyczących czasu życia ^{45}Fe z wynikami pomiaru 94
5.8 Wyznaczenie wartości domieszki stanu p^2 na podstawie czasu życia jądra 95
5.9 Porównanie przewidywań modelu trójciałowego i wyników eksperymentu dla rozkładu energii E_X w układzie współrzędnych Jacobiego "T" 96
5.10 Porównanie przewidywań modelu trójciałowego i wyników eksperymentu dla rozkładu $\cos\theta_k$ w układzie współrzędnych Jacobiego "T" 97
5.11 Eksperymentalnie wyznaczone korelacje kątowe i energetyczne pomiędzy protonami w układzie współrzędnych Jacobiego "T" . . . 98
5.12 Korelacje kątowe i energetyczne pomiędzy protonami w układzie współrzędnych Jacobiego "T" uzyskane w modelu trójciałowym . 98

Spis tablic

1.1 Podsumowanie danych z eksperymentów mierzących rozpad jądra ^{45}Fe 17

2.1 Porównanie reakcji i produkcji jądra ^{45}Fe w różnych eksperymentach 23

4.1 Podsumowanie wyników pomiarów rozpadu jąder ^{45}Fe 69
4.2 Średnie niepewności wielkości wyznaczanych w procedurze rekonstrukcji rozpadów 2p ^{45}Fe 71

5.1 Przewidywania modelu macierzy R dla jądra ^{45}Fe 91
5.2 Przewidywania modelu SMEC dla jądra ^{45}Fe — emisja diprotonu 92

Wstęp

Praca prezentuje wyniki badania rozpadu ^{45}Fe. Jest to pierwsze jądro, dla którego zaobserwowano promieniotwórczość dwuprotonową [1], a więc jednoczesną emisję dwóch protonów z długo żyjącego stanu podstawowego. Przedstawiane wyniki są rezultatem eksperymentu przeprowadzonego przy użyciu detektora nowego typu, komory dryfowej z odczytem optycznym (Optical Time Projection Chamber — OTPC), który umożliwia trójwymiarową rekonstrukcję torów emitowanych w rozpadzie cząstek. Dzięki zarejestrowaniu około 100 przypadków rozpadu dwuprotonowego, po raz pierwszy możliwe było ustalenie korelacji kątowych i energetycznych pomiędzy emitowanymi protonami. Jest to niezwykle istotny krok w kierunku lepszego poznania egzotycznego i mało zbadanego zjawiska promieniotwórczości dwuprotonowej. W eksperymencie zobserwowano także po raz pierwszy proces emisji trzech protonów po rozpadzie β.

W rozdziale pierwszym przedstawiona została podstawowa charakterystyka promieniotwórczości dwuprotonowej oraz historia badań tego procesu. W rozdziale drugim omawiane są metody produkcji i identyfikacji badanych jąder. Rozdział trzeci skupia się na opisie budowy i zasady działania detektora OTPC, jak również szczegółowo opisuje procedurę trójwymiarowej rekonstrukcji torów cząstek. W rozdziale czwartym prezentowane są wyniki eksperymentu, omawiane są zaobserwowne kanały rozpadu ^{45}Fe oraz przedstawione są rezultaty rekonstrukcji. W rozdziale piątym omówione zostały modele teoretyczne opisujące rozpad dwuprotonowy. Porównane zostały wyniki eksperymentu oraz obliczeń teoretycznych. Rozdział szósty zawiera podsumowanie oraz zarys perspektyw dalszych badań promieniotwórczosci dwuprotonowej.

Wyniki eksperymentu stanowiącego podstawę niniejszej pracy zostały opublikowane w czterech artykułach. Pierwsze doniesienia na temat nowych wyników dotyczących rozpadu ^{45}Fe zostały przedstawione w pracy:

> K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, L. Grigorenko, C. Bingham, H. Czyrkowski, M. Ćwiok, I. Darby, R. Dąbrowski, T. Ginter, R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kuśmierz, S. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski and A. Stolz
> *"Two-proton Correlations in the Decay of ^{45}Fe"*
> Physical Review Letters **99**, 192501 (2007),

w której omówiono wyniki badań rozpadu dwuprotonowego.

Rezultaty analizy rozpadu β jąder ^{45}Fe zostały zaprezentowane w pracy:

> K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, C. Bingham, H. Czyrkowski, M. Ćwiok, I. Darby, R. Dąbrowski, T. Ginter, R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kuśmierz, S. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski and A. Stolz
> *"First Observation of Beta-Delayed Three–Proton Emission in ^{45}Fe"*
> Physical Review C **76**, 041304(R) (2007).

Rozszerzoną wersję wyżej wymienionych artykułów, zawierającą bardziej szczegółowe omówienie eksperymentu, procedury rekonstrukcji i wyników pomiarów opublikowano w pracy:

> K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, L. Grigorenko, C. Bingham, H. Czyrkowski, M. Ćwiok, I. Darby, R. Dąbrowski, T. Ginter, R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kuśmierz, S. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski and A. Stolz
> *"Two-proton radioactivity of ^{45}Fe"*
> European Physical Journal a (przyjęty do druku).

Budowa i własności detektora OTPC oraz wyniki eksperymentu testowego zostały omówione w artykule:

> K. Miernik, W. Dominik, H. Czyrkowski, R. Dąbrowski, A. Fomitchev, M. Golovkov, Z. Janas, W. Kuśmierz, M. Pfützner, A. Rodin, S. Stepantsov, R. Slepniev, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski
> *"Optical time projection chamber for imaging nuclear decays"*
> Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section a **581** 194-197(2007).

Wyniki badań przedstawione w niniejszej rozprawie były prezentowane na szeregu konferencji — International Conference on Proton Emitting Nuclei and related topics 2007 (PROCON'07), XXX Mazurian Lakes Conference on Physics 2007 oraz 5th International Conference on Exotic Nuclei and Masses (ENAM'08).

Rozdział 1

Promieniotwórczość dwuprotonowa

1.1 Charakterystyka procesu

Spektroskopia to jedna z podstawowych metod badania i poznawania struktury jąder atomowych. Historycznie samo odkrycie promieniotwórczości było pierwszą obserwacją spektroskopową — wiązało się z detekcją cząstek emitowanych przez izotopy promieniotwórcze. Już w 1899 roku te, wedle ówczesnych poglądów, promienie otrzymały swoje, stosowane do dziś nazwy — α oraz β [2]. Dalsze odkrycia powiązały promieniotwórczość z przemianami i rozpadami, jakim ulegają jądra atomowe.

Rozwój fizyki jądrowej i postęp w technice eksperymentalnej w dużej mierze wiąże się z uzyskiwaniem nowych informacji dotyczących jąder leżących poza ścieżką trwałości. Własności jąder o coraz większym deficycie lub nadmiarze neutronów różnią się w wielu przypadkach od własności izotopów leżących w pobliżu ścieżki trwałości. W roku 1960 rosyjski fizyk Witalij Goldański [3] badając zachowanie się mas jąder neutronowo–deficytowych zauważył, że bardzo egzotyczne jądra neutronowo–deficytowe mogą przejawiać nowe, nieznane dotąd postacie promieniotwórczości.

Zdefiniujmy energię separacji protonu S_p i dwóch protonów S_{2p} poprzez różnice mas jądra początkowego i końcowego:

$$S_p = M(A-1, Z-1)c^2 + M_H c^2 - M(A,Z)c^2, \tag{1.1}$$

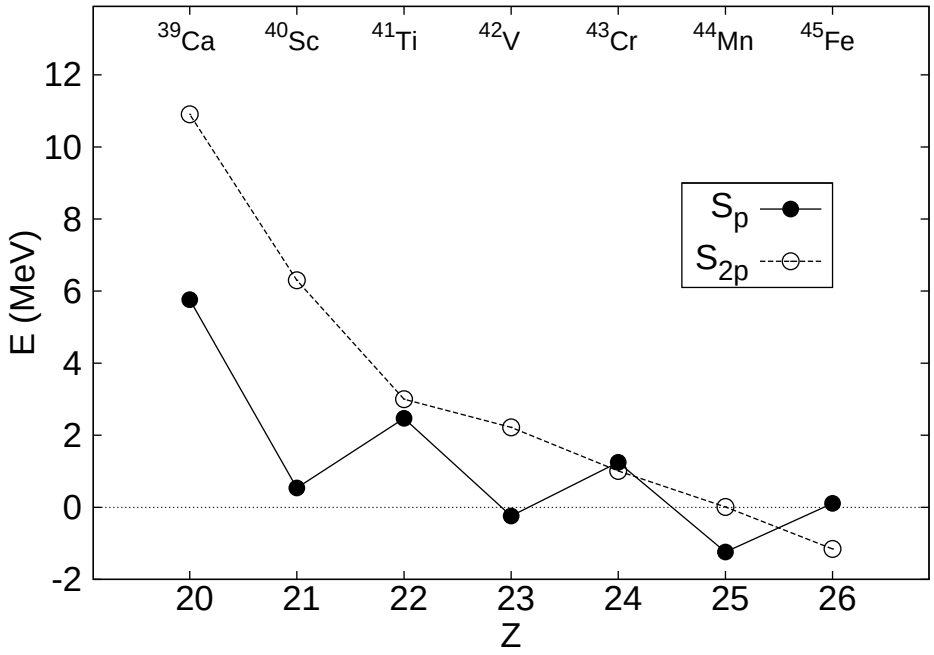
$$S_{2p} = M(A-2, z\ -2)c^2 + 2M_H c^2 - M(A,Z)c^2, \tag{1.2}$$

gdzie M_H to masa atomu wodoru. Jeżeli energia separacji protonu jest ujemna, zostanie on po pewnym czasie wyemitowany z jądra. Bariera kulombowska sprawia, iż czas życia jądra emitującego protony może być dostatecznie długi, aby taki sposób rozpadu nazwać promieniotwórczością[1]. Jest to proces analogiczny do znanej

[1] Za umowną granicę promieniotwórczości przyjmuje się czas połowicznego zaniku nie mniejszy niż 10^{-12} s.

wcześniej emisji cząstek α. Goldański zauważył także, że na skutek obecności sił dwójkowania w jądrze może wystąpić nietypowa sytuacja, kiedy energia separacji pojedynczego protonu jest dodatnia — a więc emisja protonu jest niemożliwa — podczas gdy energia separacji dwóch protonów jest ujemna i dozwolony jest proces jednoczesnej emisji dwóch protonów.

Energia dwójkowania powoduje, że energia separacji nieparzystego protonu jest zawsze mniejsza niż energia separacji dwóch protonów. A zatem dla jąder o nieparzystej liczbie protonów zawsze kiedy $S_{2p} < 0$, to również $S_p < 0$. Sytuacja przedstawia się inaczej w przypadku jąder o parzystej liczbie protonów. Energia separacji parzystego protonu może być większa niż energia separacji dwóch protonów, w związku z koniecznością rozerwania pary nukleonów. Możliwe jest więc, aby $S_{2p} < 0$ oraz $S_p > 0$. Wraz ze zbliżaniem się do linii odpadania protonu możemy zatem mieć do czynienia z sytuacją, kiedy jądra o nieparzystej liczbie atomowej Z są emiterami protonowymi, zaś te o parzystej liczbie Z wykazują promieniotwórczość dwuprotonową. Ilustruje to rysunek 1.1, na którym można prześledzić zmianę energii separacji protonu i dwóch protonów wraz ze zmianą liczby atomowej Z dla jąder o ustalonej liczbie neutronów N = 19. Linia odpadania protonu przebiega w tym przypadku pomiędzy jądrami $^{41}_{22}$Ti oraz $^{42}_{23}$V. Dla jądra $^{45}_{26}$Fe energia separacji protonu jest dodatnia, podczas gdy energia separacji dwóch protonów jest ujemna.



Rysunek 1.1: Zależność energii separacji protonu i dwóch protonów od liczby atomowej dla izotonów N = 19 [4].

Należy zwrócić uwagę na rozróżnienie „prawdziwej” promieniotwórczości protonowej[2] od innych procesów, dla których następuje emisja dwóch protonów, możliwa zawsze, kiedy $S_{2p} < 0$. Procesy takie przedstawione są na rysunku 1.2. W pracy Goldańskiego opisane są trzy przypadki (a, b, c) rozpadów polegających na emisji dwóch protonów. Rozważane są sąsiednie jądra o liczbie atomowej, kolejno Z = (2k), (2k + 1) oraz (2k + 2).

a) W rozpadzie sekwencyjnym protony emitowane są kolejno po sobie. Po emisji pierwszego protonu jądro znajduje się w pewnym stanie, z którego emitowany jest drugi proton. Taki proces może mieć miejsce, gdy zarówno energia separacji parzystego $S_{p\ even}$, jak i nieparzystego protonu $S_{p\ odd}$ są ujemne.

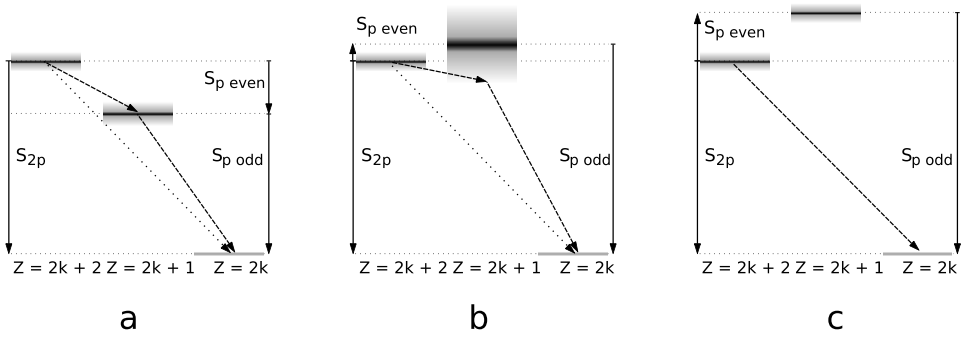
b) Kolejny wyróżniony tryb rozpadu to rozpad sekwencyjny przez „ogon” stanu. W przypadku, kiedy jądro nieparzyste jest szerokim (Γ_{odd}) stanem rezonansowym, może wystąpić sytuacja, kiedy wprawdzie energia separacji parzystego protonu jest dodatnia, ale różnica między energią separacji dwóch protonów a energią separacji protonu nieparzystego jest mniejsza niż połowa szerokości stanu Γ_{odd}:
$$|S_{p\ odd}| > |S_{2p}| > |S_{p\ odd}| - \frac{1}{2}\Gamma_{odd}.$$
W takiej sytuacji rozpad może mieć podobny przebieg jak w przypadku a), ponieważ pomiędzy stanem początkowym i końcowym istnieją dozwolone stany, które jądro może przyjąć.

c) Warunkiem zaistnienia sytuacji opisywanej jako „prawdziwa” promieniotwórczość dwuprotonowa jest nie tylko dodatnia energia separacji parzystego protonu, ale także to, aby była ona większa niż suma szerokości stanu początkowego Γ_{pp} i jądra nieparzystego Γ_{odd}:
$$S_{p\ even} > \frac{1}{2}\Gamma_{pp} + \frac{1}{2}\Gamma_{odd} > 0.$$
Pomiędzy stanem początkowym i końcowym nie istnieją żadne dozwolone stany, które jądro może przyjąć, a zatem emisja protonów musi być jednoczesna.

Ponieważ rozpadowi dwuprotonowemu mogą ulegać tylko neutronowo–deficytowe jądra leżące daleko od ścieżki trwałości, w każdym przypadku konkurencyjną przemianą będzie rozpad β^+. Aby była możliwa obserwacja rozpadu dwuprotonowego, parcjalny czas życia ze względu na ten rodzaj rozpadu nie może być znacząco większy niż parcjalny czas życia ze względu na rozpad β. Dla rozpatrywanych jąder typowe wartości tej ostatniej wielkości to około 10 ms.

W swojej pracy [3] Goldański wskazał również na możliwość istnienia innego, nieznanego wówczas procesu — emisji protonu po rozpadzie β^+(tzw. protonu opóźnionego). W przypadku egzotycznych jąder rozpad β może prowadzić do wysoko wzbudzonych stanów, które mogą rozpadać się poprzez emisję cząstek. Proces taki dla neutronów był znany już od 1939 roku [5]. W jednej z następnych prac

[2]Użyte przez Goldańskiego sformułowanie „*»pure« case of two-proton radioactivity*”.



Rysunek 1.2: Promieniotwórczość dwuprotonowa a inne procesy emisji dwóch protonów. S_{2p} - energia separacji dwóch protonów, $S_{p\ even}$ - energia separacji parzystego protonu, $S_{p\ odd}$ - energia separacji nieparzystego protonu. Kolejne schematy przedstawiają: a) rozpad sekwencyjny, b) rozpad sekwencyjny „przez ogon", c) promieniotwórczość dwuprotonową.

Goldański [6] zaproponował możliwość istnienia procesu emisji dwóch protonów po rozpadzie β.

Wśród znanych dziś około 3000 jąder można wyróżnić siedem obserwowanych sposobów rozpadu: α, β^+, β^-, rozszczepienie, rozpad protonowy, rozpad dwuprotonowy oraz emisja klastrów. Obserwacja nowego rodzaju promieniotwórczości jest więc niecodziennym odkryciem i prace teoretyczne Goldańskiego stanowiły silną motywację do poszukiwań promieniotwórczości protonowej i dwuprotonowej. Jednocześnie ciągły rozwój technik produkcji jąder dalekich od ścieżki trwałości pozwalał przybliżać się do rejonów mapy nuklidów, w których postulowano występowanie tych zjawisk. Już w roku 1963 zaobserwowany został przypadek emisji protonu po rozpadzie β jądra ^{25}Si [7]. W 1982 odkryto pierwszy emiter protonowy, jądro ^{151}Lu [8]. W następnym roku po raz pierwszy zarejestrowano emisję dwóch protonów po rozpadzie β jądra ^{22}Al [9].

Pomiary spektroskopowe tych procesów są interesujące nie tylko ze względu na sam fakt odkrywania nowych sposobów rozpadu, ale także na bogactwo informacji o jądrach, jakie można uzyskać, analizując emitowane cząstki. Dla skrajnie egzotycznych jąder jest to często jedyna metoda poznawania ich budowy wewnętrznej i własności. Badania rozpadów protonowych przyniosły wiele interesujących danych o jądrach leżących poza linią oderwania protonu. Pomiary takie umożliwiają wyznaczenie podstawowych własności jąder, takich jak czas życia, kanały rozpadu, energię przemiany, spiny i parzystości stanów [10].

1.2 Historia badań

Pierwszą listę jąder, dla których możliwa byłaby obserwacja promieniotwórczości dwuprotonowej przedstawił Goldański w roku 1961 [11]. Masy jąder w tej

pracy zostały wyznaczone w oparciu o formułę masową Weizsäckera–Fermiego. W artykule zawarto ponad 30 kandydatów, od najlżejszego jądra ^{6}Be aż do ^{98}Sn. W kolejnych latach Jänecke [12], Brown [13], Cole [14], Ormand [15] w oparciu o równanie masowe dla multipletów izobarycznych (IMME - *Isobaric Multiplet Mass Equation*) również starali się wyznaczyć jądra będące najlepszymi kandydatami do poszukiwań rozpadu dwuprotonowego. W niemal wszystkich opracowaniach dotyczących tej tematyki, poczynając od Goldańskiego, wymieniano jądro ^{45}Fe.

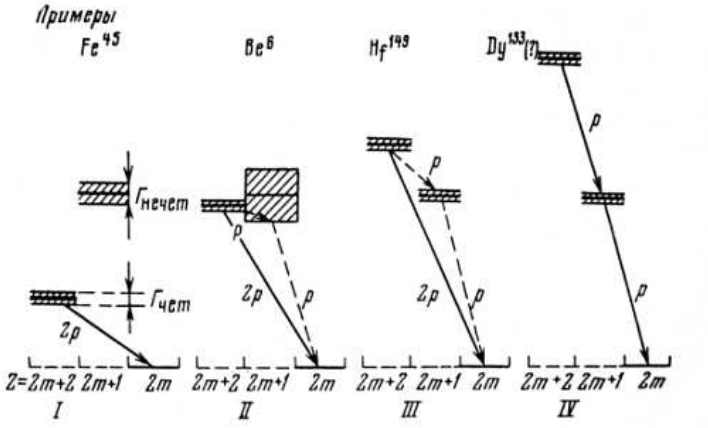


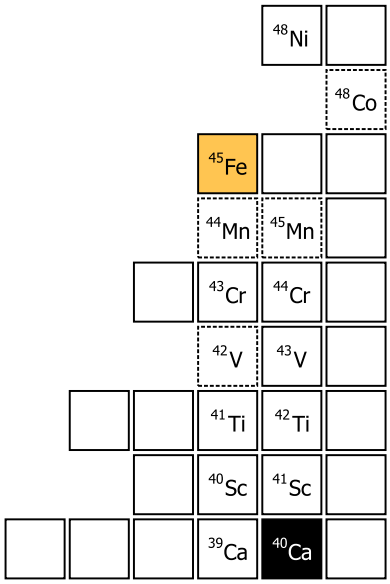
Рис. 48. Различные варианты испускания ядрами пар протонов

Rysunek 1.3: Oryginalna ilustracja Goldańskiego z pracy [16]. Podpis: *„Różne warianty emisji par protonów”*. Zwraca uwagę wybór jądra ^{45}Fe (pierwsze z lewej) jako przykładu „prawdziwej” promieniotwórczości dwuprotonowej.

Pierwsze przypadki emisji dwóch protonów zaobserwowano eksperymentalnie dla lekkich jąder o bardzo krótkim czasie życia. W roku 1989 ukazała się praca opisująca rozpad jądra ^{6}Be [17], a w roku 1995 — jądra ^{12}O [18]. Obydwa te jądra charakteryzują się czasem życia rzędu 10^{-21} s, a zatem nie są przykładami promieniotwórczości dwuprotonowej. Dla obu przypadków zmierzono rozkład kątowy emitowanych protonów. Dla jądra ^{6}Be prowadził on do wniosków, iż jest to rozpad trójciałowy. Dla przypadku jądra ^{12}O zbadanie rozkładu doprowadziło do odkrycia sekwencyjnego charakteru emisji protonów. Najnowszym lekkim jądrem, dla którego zaobserwowano emisję dwóch protonów, jest ^{19}Mg o czasie życia 4.0 ps [19].

Jądro ^{45}Fe to najbardziej neutronowo–deficytowy izotop żelaza. Po raz pierwszy zostało zaobserwowane eksperymentalnie w roku 1996 [20] i w tym czasie było najbardziej egzotycznym jądrem wytworzonym w laboratorium. Rysunek 1.4 przedstawia fragment mapy nuklidów zawierający okolice jądra ^{45}Fe.

Możliwość wytworzenia izotopu ^{45}Fe otworzyła szanse na badanie tego jądra pod kątem przewidywanego rozpadu dwuprotonowego. Pierwsza publikacja



Rysunek 1.4: Fragment mapy nuklidów w okolicach jądra ^{45}Fe. Na mapie zaznaczono także położenie innych jąder wzmiankowanych w pracy. Liniami przerywanymi zaznaczono jądra nie obserwowane eksperymentalnie.

opisująca eksperymentalną obserwację tego procesu ukazała się w roku 2002 [1]. Kolejne artykuły, w których przedstawiono rezultaty badań rozpadu jądra ^{45}Fe potwierdziły pierwsze doniesienia i przyniosły dokładniejsze dane dotyczące czasu życia i energii rozpadu [21, 22].

We wszystkich wymienionych eksperymentach użyto podobnej techniki detekcyjnej — metody implantacji w gruby detektor półprzewodnikowy. Jony ^{45}Fe były zatrzymywane w detektorze krzemowym, po czym mierzono czas życia oraz całkowitą energię wydzieloną w rozpadzie. Analiza tych dwóch wielkości wskazywała, iż jądro ^{45}Fe rozpada się poprzez emisję dwóch protonów. Emitowane protony miały jednak zbyt małą energię, by mogły opuścić detektor, i nie była możliwa ich indywidualna obserwacja. Technika implantacji nie pozwala na wyznaczenie korelacji energetycznych i korelacji kątowych między emitowanymi protonami.

Kolejnym krokiem w badaniach eksperymentalnym stało się zatem zbudowanie detektora, który pozwalałby zaobserwować każdy z emitowanych protonów. Ponieważ długość toru protonów powinna być możliwie duża, odpowiednie do tego celu okazały się detektory gazowe, w których niska gęstość ośrodka pozwala na uzyskanie torów o długości kilku centymetrów (w detektorze krzemowym wynosi ona kilka mikrometrów). Równolegle w dwóch grupach badawczych — w Instytucie Fizyki Doświadczalnej w Warszawie oraz w ośrodku CNBG w Bordeaux — opracowane zostały konstrukcje detektorów opartych o komory dryfowe z projekcją czasu, używane w eksperymentach fizyki cząstek elementarnych od lat 70–tych

Tablica 1.1: Podsumowanie danych z eksperymentów mierzących rozpad jądra ^{45}Fe. W kolejnych kolumnach znajdują się: autorzy prac, rodzaj użytego detektora, całkowita energia rozpadu Q_{2p}, czas połowicznego zaniku $T_{1/2}$, prawdopodobieństwo rozpadu dwuprotonowego w stosunku do wszystkich rozpadów b_{2p} oraz liczba zarejestrowanych rozpadów jądra ^{45}Fe.

	Detektor	Q_{2p} (MeV)	$T_{1/2}$ (ms)	b_{2p} (%)	N
M. Pfützner *et al.* [1]	Si	1.1(1)	$3.2^{+2.6}_{-1.0}$	$0.8^{+0.15}_{-0.25}$	6
J. Giovinazzo *et al.* [21]	Si	1.14(4)	$4.7^{+3.4}_{-1.4}$	0.55±0.12	22
C. Dossat *et al.* [22]	Si	1.154(16)	$1.6^{+0.5}_{-0.3}$	0.57±0.10	30
J. Giovinazzo *et al.* [23]	TPC	-	$3.5^{+1.6}_{-0.8}$	-	10
K. Miernik *et al.* [24]	OTPC	-	2.6±0.2	0.70±0.04	125

[25]. Detektor opracowany we Francji jest typową komorą typu TPC (Time Projection Chamber). Konstrukcja opracowana w Warszawie jest natomiast detektorem nowego typu — komorą dryfową z odczytem optycznym (OTPC — Optical Time Projection Chamber) [26, 27], która rozszerza ideę odczytu optycznego stosowanego w prototypach komór budowanych przez zespół G. Charpaka w latach 80–tych [28].

W roku 2007 ogłoszone zostały wyniki dwóch eksperymentów otwierających nowy etap w badaniu rozpadu dwuprotonowego. Używane w nich były detektory gazowe umożliwiające obserwacje indywidualnych torów protonów [23, 24]. Podsumowanie wyników wszystkich dotychczasowych eksperymentów, w których badano rozpad ^{45}Fe, znajduje się w tablicy 1.1.

Rozdział 2

Produkcja jąder ^{45}Fe

2.1 Wstęp

Rozwój wiedzy o jądrach atomowych w dużej mierze wiąże się z rozwojem umiejętności ich wytwarzania w reakcjach. Obecnie w badaniach fizyki jądrowej wykorzystywane są głównie cztery procesy: rozszczepienie, spalacja, fragmentacja i fuzja. Ze względu na swój charakter, w badaniach jąder neutronowo–deficytowych najważniejszą rolę pełnią reakcje fuzji–wyparowania oraz fragmentacji pocisku. W badaniach jąder leżących w pobliżu lub poza linią odpadania protonu, z powodu krótkich czasów życia jąder, reakcje te są wykorzystywane głównie w połączeniu z układami separacji jonów w locie. W tej metodzie produkty reakcji zbierane są przez układ jonowo–optyczny bezpośrednio za tarczą i następnie separowane oraz transportowane do układów detekcyjnych. Najważniejszą zaletą takiego schematu eksperymentu, w porównaniu do metod, w których produkty reakcji są zatrzymywane i wtórnie przyśpieszane, jest możliwość obserwacji krótko żyjących jąder, o czasach połowicznego zaniku rzędu nawet 100 ns.

Wśród układów separacji w locie można wyróżnić grupę urządzeń wykorzystujących reakcję fuzji–wyparowania, którą stanowią separatory jąder odrzutu (*recoil separators*). W związku z zakresem energii, przy jakich zachodzi reakcja fuzji, w układach tych wiązka przyśpieszana jest do energii rzędu 10 MeV/u, która w przybliżeniu odpowiada wysokości bariery kulombowskiej. Charakterystyczne dla tej reakcji jest występowanie produktów w różnych stanach ładunkowych, z których najliczniejszy stanowi zwykle nie więcej niż 20% wszystkich jonów danego izotopu. Separatory jąder odrzutu są w stanie analizować jeden lub dwa stany ładunkowe, co odbija się ujemnie na wydajności separacji sięgającej zwykle 5%. Dodatkowo niska energia pocisków nakłada ograniczenia na grubość stosowanych tarcz. Cechy reakcji fuzji–wyparowania oraz separatorów jąder odrzutu sprawiają, iż ta metoda nie jest skuteczna dla jąder typowanych jako nuklidy promieniotwórcze dwuprotonowo. Stosuje się ją natomiast z powodzeniem przy badaniach promieniotwórczości protonowej oraz jąder super–ciężkich.

Drugą grupę urządzeń separujących jony w locie stanowią separatory fragmen-

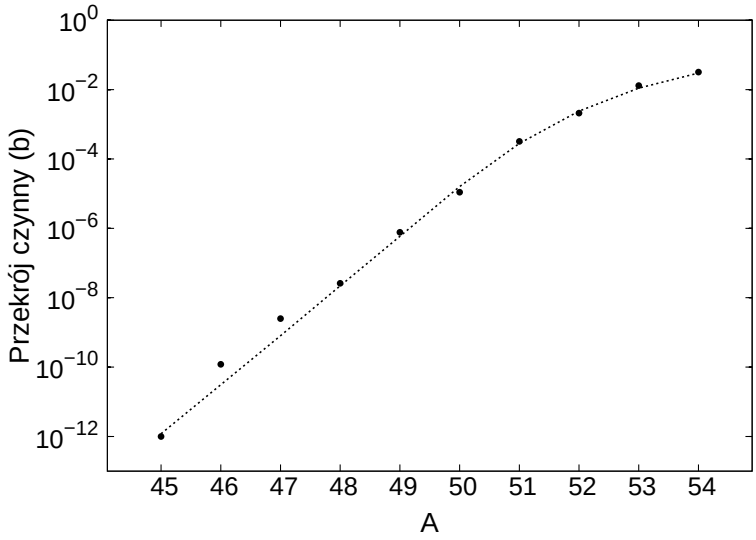
tów (*fragment separators*). Wykorzystuje się tu fakt, iż przyśpieszone do energii relatywistycznych jądra pocisków, uderzając w tarczę, ulegają reakcji fragmentacji. Produkty tej reakcji są całkowicie zjonizowane, co w połączeniu z silnym ogniskowaniem kinematycznym powoduje wysoką wydajność separatorów, dochodzącą do 50%. Dzięki wysokim energiom możliwe jest stosowanie grubych tarcz, co zwiększa prawdopodobieństwo obserwacji bardzo rzadkich kanałów reakcji. Metoda wyróżnia się wysoką selektywnością (istnieje bowiem możliwość wyboru konkretnego izotopu bez domieszek izobarycznych), a także możliwością identyfikacji pojedynczych jonów przechodzących przez układ separatora fragmentów. Intensywności wiązek wytwarzanych fragmentów są jednak niskie, a ich rozmiary przestrzenne (kilka do kilkunastu milimetrów) oraz znaczny rozrzut zasięgu jonów (około 0.5 mm dla implantacji w Al) nakładają ograniczenia na układy detekcyjne.

We wszystkich dotychczasowych eksperymentach, w których obserwowano jądra ^{45}Fe, były one produkowane w reakcji fragmentacji relatywistycznej wiązki ^{58}Ni. W niniejszym rozdziale opisany zostanie mechanizm tego procesu i metody separacji fragmentów oraz technika ich identyfikacji.

2.2 Reakcja fragmentacji

W latach 60-tych zaobserwowano [29], iż przy energiach pocisków w przedziale 0.1–30 GeV/u przekrój czynny na reakcję nie zależy od energii. Jest on zbliżony do wartości uzyskiwanej z modelu silnej absorpcji, w którym zderzenia rozpatruje się na gruncie mechaniki klasycznej, traktując jądra jak dwie naładowane kule. Ruch jest obliczany w oparciu o znajomość energii kinetycznej pocisku, ładunków, promieni jąder oraz parametru zderzenia. Jeżeli wyznaczona w ten sposób trajektoria prowadzi do geometrycznego przecięcia się kul, dochodzi do reakcji. W pozostałych przypadkach mamy do czynienia z rozpraszaniem.

Na gruncie modelu silnej absorpcji powstał bardziej zaawansowany opis reakcji jądrowej przy energii relatywistycznej, który dzieli ją na dwa etapy. Podczas pierwszego etapu następuje krótkie oddziaływanie, związane z przelotem pocisku w bezpośrednim styku z jądrem tarczy, prowadzące do usunięcia nukleonów z jąder i powstania prefragmentu. W drugim etapie wzbudzony oddziaływaniem prefragment ulega deekscytacji poprzez wyparowanie nukleonów i lekkich cząstek. W jednym z najczęściej używanych modeli — ABRABLA [30] — liczbę usuniętych nukleonów oblicza się z geometrycznego obrazu przecinania się jąder traktowanych jako kule. Energia wzbudzenia prefragmentu pochodzi z losowego usuwania nukleonów, a więc powstawania dziur w stanach energetycznych poniżej energii Fermiego. Tak wzbudzone jądro ulega procesowi parowania, czyli emisji nukleonów. Proces ten opisywany jest przez model statystyczny. Ponieważ dla protonów parowanie utrudnione jest przez barierę kulombowską, jądra produkowane w reakcji fragmentacji leżą po stronie neutronowo–deficytowej w stosunku do pocisku. Wartość przekroju czynnego na wybrany kanał reakcji można uzyskać, wykorzy-



Rysunek 2.1: Przekrój czynny na wytworzenie izotopów żelaza w reakcji fragmentacji pocisku ^{58}Ni na tarczy ^{8}Be. Punktami zaznaczono wyniki eksperymentalne, linią przerywaną — wyniki obliczeń na podstawie formuły EPAX [31].

stując empiryczną parametryzację zastosowaną w formule EPAX [31].

Statystyczny charakter reakcji powoduje, że fragmenty posiadają pewien rozrzut pędu poprzecznego i podłużnego związany z usunięciem losowo wybranych nukleonów oraz wyparowaniem cząstek. Dodatkowy wpływ na szerokość rozrzutu mają rozproszenia wtórne w materiale tarczy. W przypadku pędu poprzecznego, parametru określającego kąt rozwarcia stożka w jakim produkty opuszczają tarczę, oba procesy — mechanizm reakcji i rozproszenia — mają podobny wpływ rzędu kilkunastu miliradianów. Ponieważ reakcje mogą zachodzić na różnej głębokości w tarczy, fragmenty w różnym stopniu tracą energię podczas oddziaływania z jej atomami. W przypadku rozrzutu pędu podłużnego proces ten ma zbliżony wpływ, jak mechanizm reakcji i łącznie oba efekty powodują kilkuprocentowy rozrzut energii fragmentów.

2.3 Separacja produktów fragmentacji pocisków

Układ jonowo–optyczny służący do separacji produktów reakcji fragmentacji składa się z kilku typów elementów. Są to: elementy dyspersyjne (magnesy dipolowe), elementy ogniskujące (soczewki kwadrupolowe), elementy korekcyjne (soczewki sekstupolowe), degradery (warstwy materiału, w których jony tracą energię kinetyczną) oraz obszary dryfu (elementy bez materiałów i pól elektromagnetycznych). Celem układu zbudowanego z tych części jest oddzielenie produktów reakcji od wiązki pierwotnej oraz selektywne przetransportowanie wybranych frag-

mentów do układu detekcyjnego.

Podstawą działania separatora jest wykorzystanie własności sekcji dipolowych, które mogą się składać z jednego lub więcej magnesów dipolowych oraz z elementów ogniskujących i korygujących. Parametrem, którym opisuje się taki element jonowy–optyczny jest $B\rho_0$ — sztywność magnetyczna cząstek na osi optycznej. W obszarze jednorodnego pola magnetycznego jony poruszają się po torach o promieniu krzywizny ρ, proporcjonalnym do stosunku pędu i ładunku p/q oraz odwrotnie proporcjonalnym do wartości indukcji pola magnetycznego B. Zazwyczaj jądra są w pełni zjonizowane, a zatem ładunek jonu q może być utożsamiany z ładunkiem jądra Z. Przy tym założeniu:

$$\rho = \frac{p}{qB} = k\gamma\beta\frac{A}{ZB}, \tag{2.1}$$

gdzie k jest współczynnikiem proporcjonalności (k = 3.107 Tm), a A i Z to odpowiednio liczba masowa i liczba atomowa jądra.

Jeżeli magnes dipolowy ma promień krzywizny ρ_0 i wytworzone jest w nim pole o wartości B, to przez ten element przetransportowane będą tylko jony o sztywności $B\rho_0$. Ze względu na to, że prędkości wszystkich produktów reakcji są w przybliżeniu równe, przez magnes przepuszczone zostaną jony o pewnym stosunku masy i ładunku A/Z.

Zazwyczaj zdolność rozdzielcza układu składającego się z pojedynczej sekcji dipolowej jest niewystarczająca do separacji wybranych izotopów. W celu dodatkowej selekcji jonów za pierwszą sekcją dipolową umieszcza się degrader oraz drugą sekcję dipolową. Ponieważ straty energii jonów w materiale zależą kwadratowo od ich liczby atomowej (Z^2), jony przechodzące przez degrader będą tracić energię w zależności od ładunku jądra.

Przez pierwszą sekcję dipolową przetransportowane zostaną tylko jony charakteryzujące się ustalonym stosunkiem masy i ładunku jądra. Rozkład sztywności magnetycznej jonów po przejściu przez degrader zależy od ładunku jądra. Można zatem tak ustalić sztywność magnetyczną drugiej sekcji dipolowej, aby przechodziły przez nią tylko jony o wybranej liczbie atomowej Z. W ten sposób, za pomocą pierwszej sekcji dipolowej dokonujemy wyboru stosunku ładunku i masy fragmentu, a dzięki degraderowi i drugiej sekcji dipolowej wybieramy liczbę atomową.

2.4 Identyfikacja jonów

Separatory fragmentów oferują możliwość pełnej identyfikacji jonów przetransportowanych przez układ. Znajomość sztywności $B\rho$ sekcji dipolowej wystarcza do określenia stosunku masy A i ładunku Z. Pomiar czasu przelotu TOF (*Time of Flight*) na znanej odległości L wyznacza prędkość jonu v. Pomiar straty energii ΔE w cienkim detektorze dostarcza wartości ładunku jądra Z. Połączenie tych trzech

informacji pozwala na pełną identyfikację jonu:

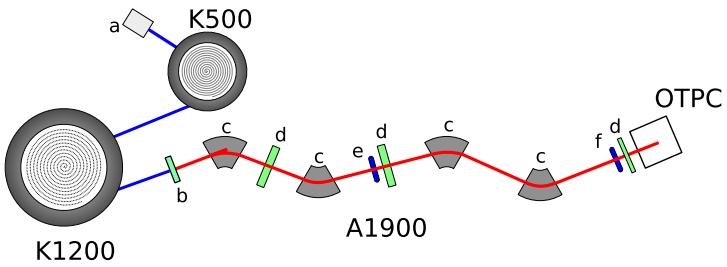
$$v = \frac{\mathrm{L}}{TOF} \;\Rightarrow\; \beta, \gamma, \tag{2.2}$$

$$B\rho = k\beta\gamma\frac{A}{Z} \;\Rightarrow\; A/Z, \tag{2.3}$$

$$\Delta E = \frac{dE}{dx}\Delta x \propto Z^2 \cdot f(v) \;\Rightarrow\; Z. \tag{2.4}$$

Identyfikacji jonów zwykle dokonuje się poprzez utworzenie wykresu, w którym na osi rzędnych odkłada się czas przelotu TOF, a na osi odciętych — stratę energii ΔE. Przy dostatecznej zdolności rozdzielczej układu poszczególne izotopy grupują się w oddzielnych obszarach. Wykresy TOF–ΔE pochodzące z opisywanych eksperymentów zostaną zaprezentowane w dalszej części pracy.

2.5 Separator A1900



Rysunek 2.2: Schemat separatora fragmentów A1900. Na rysunku zaznaczono położenie cyklotronów K500 i K1200 oraz komory OTPC. Literami oznaczono: a — źródło jonów, b — tarczę, c — sekcje dipolowe, d — degradery, e — scyntylator, f — detektor krzemowy.

Główny eksperyment — pomiar rozpadu jąder ^{45}Fe — został przeprowadzony w ośrodku National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL), znajdującym się w Michigan State University (MSU) w East Lansing, USA. Wiązka ^{58}Ni była przyspieszana do energii 161 MeV/u o średnim natężeniu 15 particle·nA przez dwa cyklotrony K500 i K1200. Za cyklotronem K1200, przy wejściu do separatora A1900 umieszczono tarczę o grubości 800 mg/cm^2 wykonaną z niklu o naturalnym składzie izotopowym. Porównanie reakcji oraz uzyskanego przekroju czynnego na produkcję z innymi eksperymentami znajduje się w tabeli 2.5.

Separator fragmentów A1900 [32] (rysunek 2.2) zbudowany jest z czterech sekcji dipolowych. Każda z nich zawiera jeden magnes dipolowy o kącie odchylania wiązki 45°. Łącznie cały układ separatora zawiera, oprócz tych magnesów, 40 innych, o wyższych multipolowościach. W eksperymencie użyto dwóch degraderów w kształcie klina. Pierwszy z nich, o grubości 193 mg/cm^2 na osi optycznej

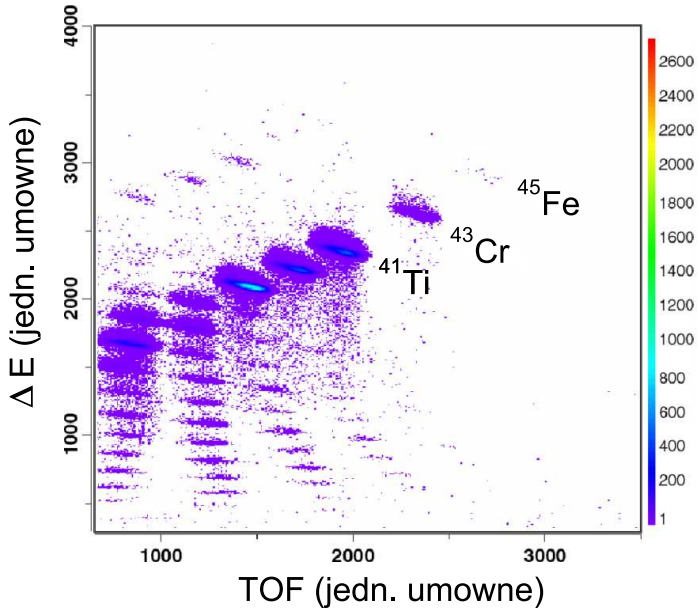
Tablica 2.1: Porównanie reakcji i produkcji jądra ^{45}Fe w różnych eksperymentach. W kolejnych kolumnach znajduje się: praca opisująca eksperyment, użyta wiązka, jej energia i intensywność, użyta tarcza i jej grubość, eksperymentalnie wyznaczony przekrój czynny oraz przekrój czynny uzyskany z formuły EPAX.

	Wiązka	Energia	Φ (1/s)	Tarcza	σ (pb)	σ_{epax} (pb)
[1]	^{58}Ni	650 MeV/u	$0.42 \cdot 10^9$	^{9}Be 4 g/cm^2	1.02	1.23
[21]	^{58}Ni	75 MeV/u	b.d.	^{nat}Ni 0.21 g/cm^2	b.d.	1.85
[22]	^{58}Ni	74.5 MeV/u	$9.61 \cdot 10^{11}$	^{nat}Ni 0.25 g/cm^2	b.d.	1.85
[23]	^{58}Ni	75 MeV/u	$7.21 \cdot 10^{11}$	^{nat}Ni 0.18 g/cm^2	b.d.	1.85
[24]	^{58}Ni	161 MeV/u	$7.96 \cdot 10^{10}$	^{nat}Ni 0.8 g/cm^2	2.84	1.85

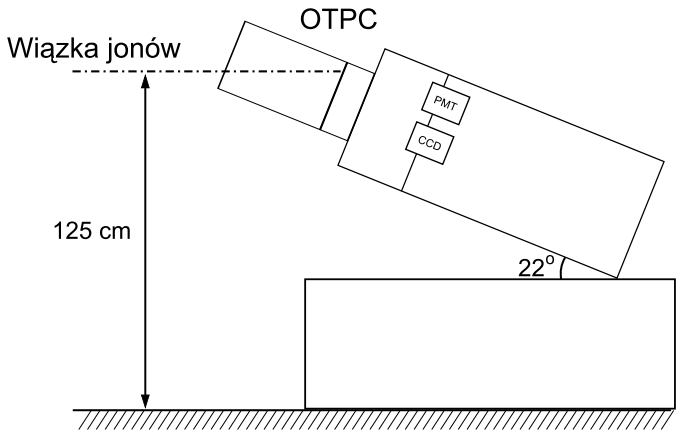
i kącie rozwarcia 0.56 mrad, umieszczony był pomiędzy pierwszą i drugą sekcją dipolową. Drugi degrader, o grubości 308 mg/cm^2 i kącie rozwarcia 0.7 mrad, umiejscowiono między drugą i trzecią sekcją dipolową. Degradery były dobrane tak, aby separator pracował w trybie achromatycznym, a więc wszystkie jony, niezależnie od energii, były ogniskowane w jednym punkcie.

Czas przelotu mierzono pomiędzy detektorem scyntylacyjnym w ognisku środkowym separatora oraz cienkim (300 μm) detektorem krzemowym umieszczonym na końcu jonowodu. Ten sam detektor krzemowy dostarczał informacji o stratach energii jonów. Komora OTPC umieszczona była na końcu jonowodu w końcowym ognisku separatora.

Główną zaletę użycia dwóch degraderów stanowiło dwukrotne zmniejszenie się liczby jonów w ognisku środkowym separatora w stosunku do układu z jednym degraderem. Dzięki temu znacząco zmalało obciążenie detektora scyntylacyjnego, co umożliwiło stosowanie większego natężenia wiązki. Dodatkowo w eksperymencie testowym wykazano, iż przy takim ustawieniu degraderów do detektorów umieszczonych za separatorem dociera około 20% mniej niepożądanych izotopów. Przy średnim natężeniu wiązki 15 particle·nA w detektorze implantowanych było około 100 jonów na sekundę, przy czym częstość implantacji najbardziej egzotycznych izotopów wynosiła dla ^{45}Fe około 2 na godzinę, a dla ^{43}Cr około 8 na minutę. Ilość niepożądanych izotopów nie była niebezpieczna dla jednoznacznej identyfikacji rozpadu. Prawdopodobieństwo, że w oknie pomiarowym nastąpił przypadkowy rozpad zaimplantowanego wcześniej jądra ^{43}Cr (o najkrótszym czasie życia spośród implantowanych jonów, poza ^{45}Fe), było mniejsze niż $2 \cdot 10^{-3}$. Wykres identyfikacyjny jonów implantowanych do komory znajduje się na rysunku 2.3. Charakterystyczną cechę stanowi brak fragmentów odpowiadających stracie energii i czasowi przelotu właściwemu jonom ^{42}V oraz ^{44}Mn, których czas życia jest na tyle krótki, iż ulegają one rozpadowi w trakcie lotu przez separator.

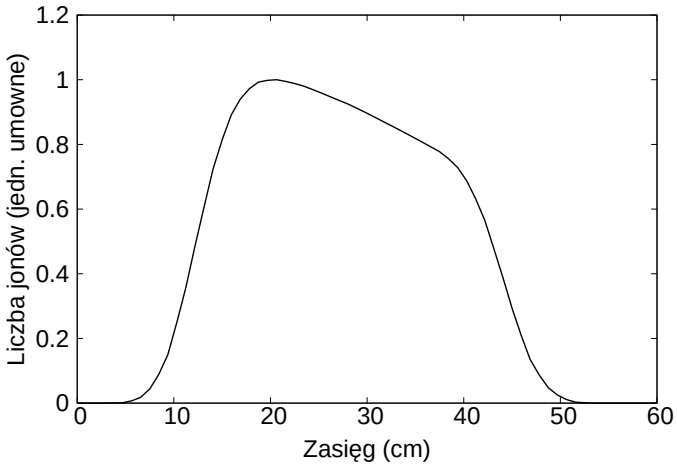


Rysunek 2.3: Wykres identyfikacyjny jonów implantowanych w komorze OTPC podczas eksperymentu na separatorze A1900. Skala koloru określa liczbę zarejestrowanych jąder.



Rysunek 2.4: Ustawienie komory OTPC na wiązce separatora A1900.

Jony implantowane w komorze były uprzednio spowalniane w aluminiowym degraderze o grubości 500 μm i regulowanym kącie pochylenia (0°–45°), co zapewniało płynną zmianę grubości. Komorę ustawiono (rysunek 2.4) pod kątem 22° w stosunku do osi wiązki, aby zapewnić większą długość obszaru aktywnego. Wiązało się to z dużym rozrzutem zasięgów jonów ^{45}Fe, który przekraczał rozmiary



Rysunek 2.5: Rozrzut zasięgu jonów ^{45}Fe w gazie (66% He, 32% Ar, 1% N_2, 1% CH_4) stosowanym w komorze OTPC — według symulacji programem LISE++.

Rysunek 2.6: Fotografia detektora OTPC ustawionego na wiązce separatora A1900 w NSCL. Z lewej strony widoczny jest fragment jonowodu doprowadzającego fragmenty do komory znajdującej się w centralnej części zdjęcia. Z prawej umieszczone są zasilacze wysokiego napięcia oraz układy elektroniczne obsługujące detektor.

komory. Według symulacji przeprowadzonych programem LISE++ [33], rozrzut zasięgu jonów ^{45}Fe zatrzymywanych w gazie wypełniającym komorę OTPC wynosił 46 cm (rysunek 2.5). Ustawienie komory w geometrii pionowej, choć korzystne z punktu widzenia stabilności pracy, powodowałoby stratę około 50% zdarzeń w związku z zatrzymaniem się jonów ^{45}Fe poza komorą. Dzięki pochyleniu komory długości obszaru aktywnego wynosiła 44 cm.

Rozdział 3

Komora OTPC

3.1 Wstęp

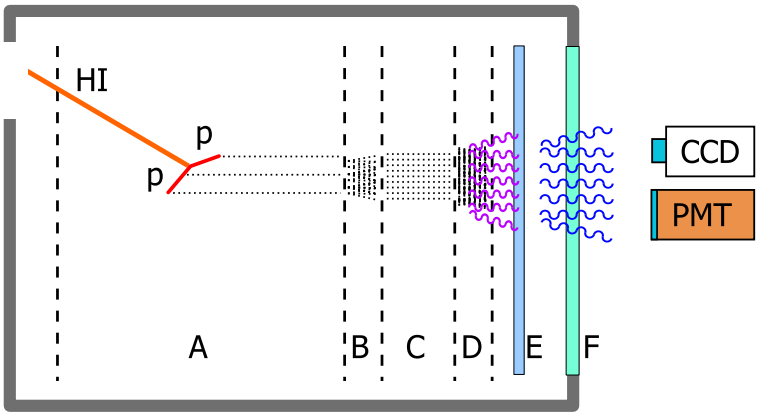
Motywację do konstrukcji detektora nowego typu stanowiła potrzeba indywidualnej obserwacji protonów w rozpadzie dwuprotonowym oraz trójwymiarowej rekonstrukcji rozpadu, której — przy ograniczeniach wynikających z metod produkcji — nie mogły zapewnić dotychczas używane techniki detekcji.

Detektor OTPC w nowatorski sposób łączy w sobie ugruntowaną technikę komór jonizacyjnych z nowoczesną techniką fotografii cyfrowej. Tradycje odczytu optycznego w fizyce jądrowej sięgają początków tej dziedziny. Historia promieniotwórczości rozpoczęła się od stwierdzenia zaczernienia klisz fotograficznych wystawionych na działanie rudy uranu. Kolejne przykłady to obserwacja scyntylacji wywołanych przez cząstki α w pierwszych eksperymentach rozproszeniowych, zdjęcia z komory Wilsona, ślady w emulsji fotograficznej, aż do zdjęć z komór pęcherzykowych.

W niniejszym rozdziale opisano budowę i działanie komory, która została opracowana i zbudowana w Instytucie Fizyki Doświadczalnej przy współpracy Zakładu Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych oraz Zakładu Spektroskopii Jądrowej. Możliwości komory ilustrują przykłady pochodzące z pomiarów wykonywanych podczas budowy i rozwoju konstrukcji w Pracowni Detektorów Zakładu Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych oraz eksperymentu testującego komorę na wiązce separatora Acculinna w ZIBJ w Dubnej.

3.2 Zasada działania detektora

Detektor OTPC jest detektorem gazowym, działającym jako komora dryfowa z projekcją czasu (Time Projection Chamber) [28]. Komorę tworzy szczelny prostopadłościan zawierający szereg elektrod drutowych ułożonych równolegle względem siebie w celu wytworzenia obszarów o jednorodnym polu elektrycznym (rysunek 3.1). Objętość komory wypełniona jest mieszanką gazową pod ciśnieniem atmosferycznym. Komora składa się z dwóch głównych części. Pierwszą z nich stanowi

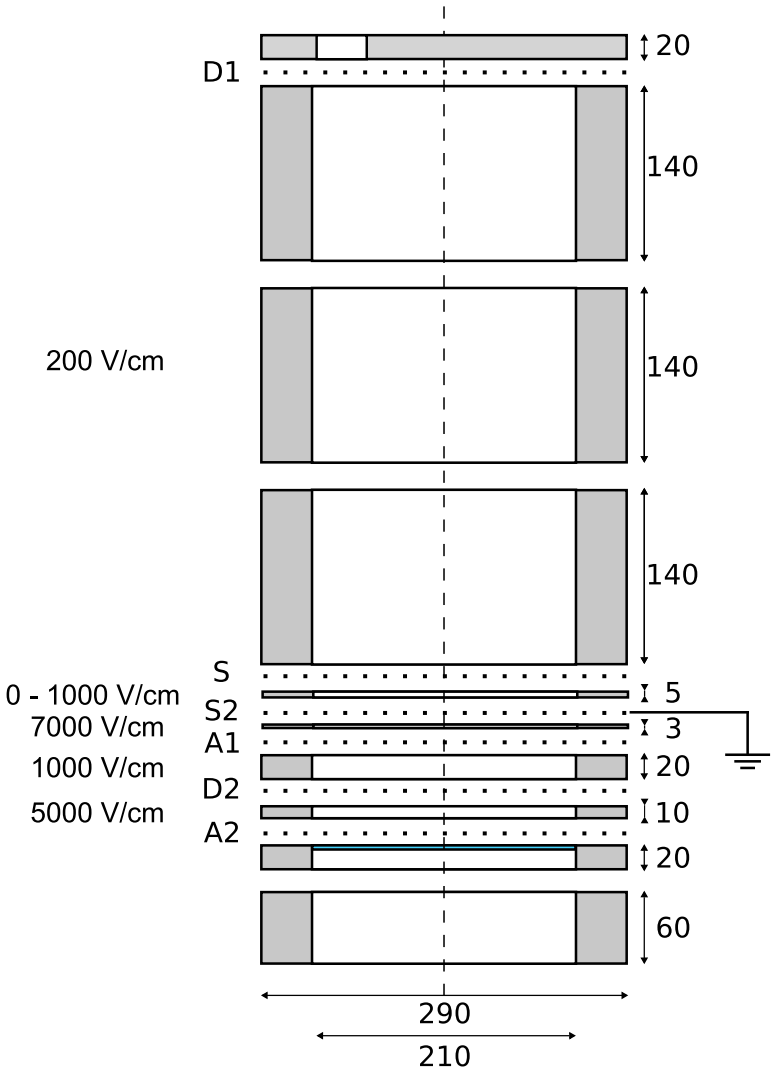


Rysunek 3.1: Zasada działania komory OTPC. Jon (HI) jest implantowany w części aktywnej komory (A). Następuje rozpad z emisją cząstek naładowanych (p), elektrony dryfują w kierunku sekcji wzmacniających (B, D), rozdzielonych obszarem dryfu (C). W ostatniej sekcji wzmacniającej (D) następuje emisja fotonów ultrafioletowych, które są konwertowane do światła widzialnego przez folię WLS (E). Komora jest szczelnie zamknięta szklanym oknem (F), przez które przenika światło widzialne odpowiadające torom emitowanych cząstek. Światło z komory jest rejestrowane przez kamerę (CCD) oraz fotopowielacz (PMT).

obszar aktywny, w którym są zatrzymywane jony i następują ich rozpady. Uwalniane, w wyniku jonizacji gazu przez jony i naładowane produkty ich rozpadów, elektrony dryfują w kierunku drugiej części komory — wzmacniającej, gdzie dochodzi do powielania ładunku elektrycznego. Podczas tego procesu emitowane zostają fotony o długościach fali z zakresu ultrafioletu. Są one absorbowane przez folię przesuwającą długość fali (WLS — *Wave Length Shifter*) i reemitowane jako fotony z zakresu światła widzialnego. Światło pochodzące z folii WLS jest rejestrowane przez kamerę CCD oraz fotopowielacz. Kamera CCD umożliwia detekcję rzutu torów cząstek na płaszczyznę równoległą do folii WLS, natomiast fotopowielacz dostarcza informacji o profilu czasowym światła co pozwala na rekonstrukcję składowej prostopadłej.

3.3 Budowa komory

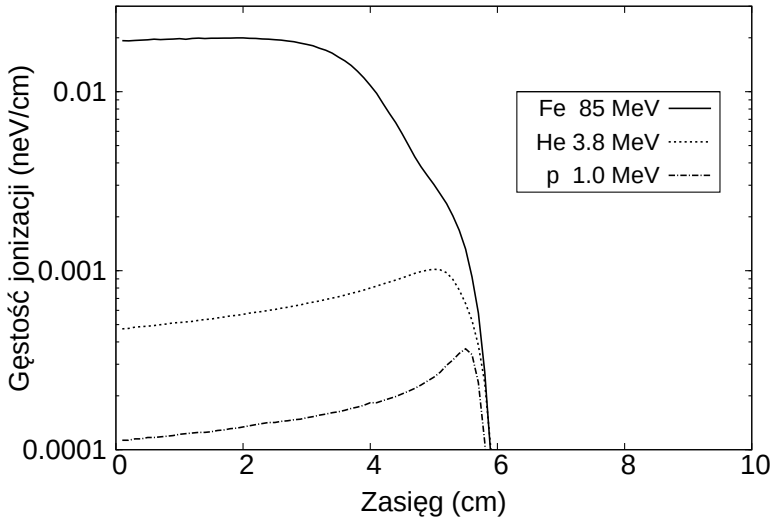
Elektrody kształtujące pole elektryczne w detektorze OTPC zostały wykonane z siatek z drutu stalowego o grubości 40 μm. Oczka siatek (odległość między środkami drutów) mają rozmiar 250 μm poza siatkami S oraz A2, dla których rozmiar ten wynosi 500 μm. Elektrody są wklejone w ramki o wymiarach 21 $\times$ 21 cm, które zostały umieszczone w mocowanych do siebie sekcjach komory (rysunek 3.2). W każdej z ramek elektroda zajmuje powierzchnię 20 $\times$ 20 cm, natomiast brzegi ramki mają grubość 5 mm.



Rysunek 3.2: Szczegóły konstrukcji komory OTPC. Po lewej stronie rysunku podano typowe wartości natężenia pola elektrycznego w poszczególnych sekcjach. Wymiary wyrażono w mm.

W zależności od potrzeb część aktywna komory może zawierać od jednej do trzech sekcji, o wysokości 140 mm każda. Boczne ściany każdej sekcji aktywnej posiadają na ściankach miedziane elektrody paskowe, które zapewniają jednorodność pola w całym obszarze dryfu.

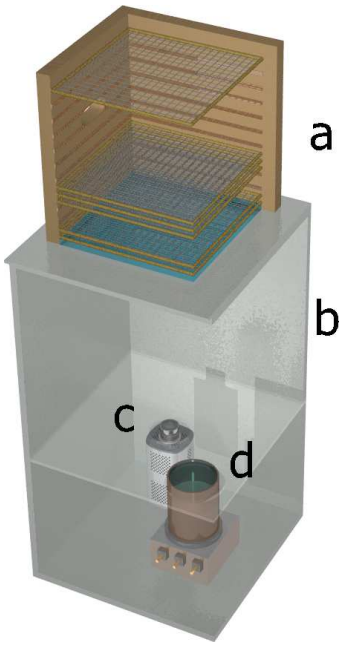
Część wzmacniająca detektora składa się z pięciu sekcji, o wysokościach kolejno 5, 3, 20, 10 i 20 mm. Wewnątrz dolnej sekcji o grubości 20 mm znajduje się ramka o grubości 5 mm zawierająca folię konwertującą długość światła (rozdział 3.5).



Rysunek 3.3: Porównanie gęstości jonizacji różnych cząstek w gazie (He 50%, Ar 50%) używanym w komorze OTPC. Energie zostały tak dobrane, aby cząstki charakteryzowały się tym samym zasięgiem w gazie, obliczenia wykonano programem SRIM [34].

Elektroda D1, znajdująca się u szczytu komory (rysunek 3.2), to jednolita miedziana katoda, wytwarzająca pole dryfu w części aktywnej ograniczonej elektrodą S. Pole to ma stosunkowo niedużą wartość (około 200 V/cm), przy której elektrony, powstające wskutek jonizacji gazu przez jony i emitowane naładowane cząstki, dryfują w kierunku anody.

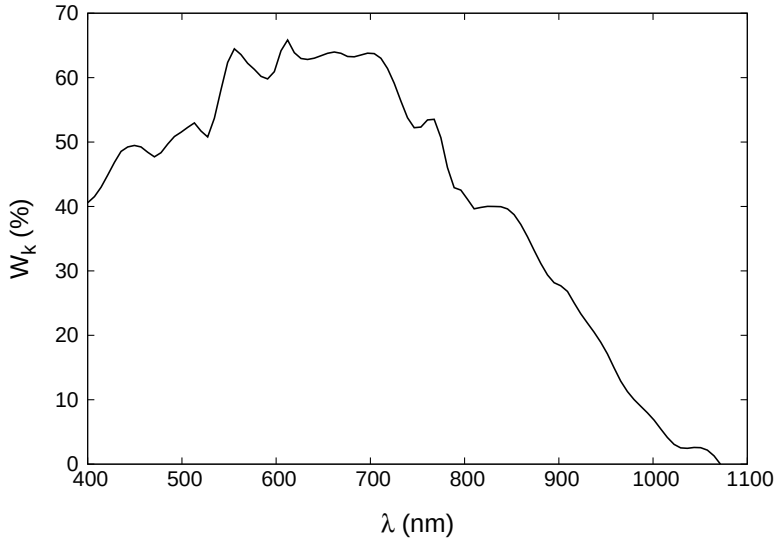
Kolejne dwie elektrody S i S2 służą do zmiany czułości komory. Przedstawione na rysunku 3.3 porównanie gęstości jonizacji różnych cząstek zatrzymywanych w gazie wypełniającym komorę pokazuje, że gęstość jonizacji jonów żelaza przewyższa około 200 razy gęstość jonizacji protonów. Zakres dynamiczny stopni wzmacniających detektora nie pozwala na przetwarzanie sygnałów o tak różnym natężeniu. Z tego powodu, aby detektor mógł obserwować zarówno jony, jak i produkty ich rozpadów, niezbędne jest przełączanie czułości komory pomiędzy dwoma stanami — o niskiej i wysokiej czułości. W przypadku rejestracji jonu, między elektrodami S i S2 wytwarzane jest pole elektryczne o małej wartości. Elektrony z pierwotnej jonizacji w dużej części zrekombinują w tym obszarze i niewielka ich liczba jest wzmacniana w dalszej części komory. Podczas rejestracji lekkich cząstek, takich jak protony i cząstki α, wartość pola pomiędzy elektrodami S i S2 jest wyrównywana do wartości równej polu dryfu w obszarze aktywnym. Przełączenie komory w tryb wysokiej czułości następuje poprzez podanie na siatki S i S2 prostokątnego impulsu elektrycznego o zadanej amplitudzie (w zakresie 0–500 V) i ustalonym czasie trwania (0–50 ms). Czas narastania tego sygnału wy-



Rysunek 3.4: Detektor OTPC. Komora (a) jest ustawiona na podstawie (b), w której umieszczona jest kamera CCD (c) oraz fotopowielacz (d) rejestrujące światło z komory. Podstawa (b) jest wyczerniona i uszczelniona optycznie.

nosi 100 μs, jednak ustabilizowanie się pól w komorze wymaga kolejnych 100 μs. Zwykle napięcie S–S2 jest tak dobierane, aby natężenie światła uzyskane dla emitowanych cząstek i dla jonu było podobnej wielkości.

Elektrody S2, A1, D2 i A2 tworzą obszar, w którym następuje wzmocnienie ładunku pochodzącego z pierwotnej jonizacji. Pomiędzy elektrodą S2 i A1 wytwarzane jest pole elektryczne o wartości około 7000 V/cm. Przy tej wielkości pola dochodzi do formowania się kaskad elektronów i powielania ładunku w stosunku około 10^4:1. Drugi etap wzmocnienia zachodzi w polu między elektrodami D2 i A2. Ma ono wartość około 5000 V/cm i następuje w nim dalsze powielanie ładunku, w stosunku około 10^2:1. W obszarze 20 mm pomiędzy elektrodami A1 i D2 panuje stosunkowo słabe pole dryfu (około 1000 V/cm), rozdzielające dwa etapy wzmocnienia. Takie rozwiązanie pozwala na uzyskanie wzmocnienia ładunkowego o wartości rzędu 10^6. Dla konstrukcji z pojedynczym etapem wzmocnienia limit, przy którym następują ciągłe wyładowania w gazie wynosi około 10^4:1. Większość światła ultrafioletowego jest emitowana w drugim etapie wzmocnienia. Bezpośrednio za siatką wzmacniającą A2 umieszczono folię konwertująca światło ultrafioletowe do światła widzialnego (WLS — Wave Length Shifter). Światło widzialne opuszcza komorę przez szklane okno i jest rejestrowane przez kamerę CCD oraz fotopowielacz. Te elementy detektora umieszczone są w uszczelnionej i wyczernionej optycznie podstawie o rozmiarach poprzecznych 40 $\times$ 45 cm i wyso-



Rysunek 3.5: Wydajność kwantowa W_k rejestracji fotonów przez kamerę CCD (według danych producenta [35]).

kości 95 cm. Kamera i fotopowielacz zamocowane są w przegrodzie, w odległości 60 cm od okna komory.

W detektorze używany jest fotopowielacz o średnicy fotokatody 5” oraz kamera CCD Texas Instruments MC285SPD-L0B0 [35]. Kamera wykorzystuje matrycę CCD o rozmiarach 8 $\times$ 8 mm (przekątna 2/3”) i rozdzielczości 1000 $\times$ 1000 pikseli. Matrycę wyposażono we wbudowany wzmacniacz światła, oparty na diodach kaskadowych, wzmacniający osobno światło w każdej komórce matrycy CCD. Wzmocnienie światła sięga maksymalnej wartości około 2000 razy (według danych producenta). Wydajność kwantową rejestracji fotonów z zakresu światła widzialnego prezentuje rysunek 3.5. Kamera posiada wbudowany system chłodzenia bazujący na dwustopniowym elemencie Peltiera, zdolnym do obniżenia temperatury maksymalnie o 35°C względem otoczenia. W kamerze zastosowano obiektyw Schneider-Kreuznach Xenon o ogniskowej 25 mm oraz maksymalnej wartości przysłony f/0.95.

Komora OTPC została wyposażona w dwa okna służące do implantacji jonów. Jedno z nich znajduje się w ścianie bocznej komory i umożliwia implantację równolegle do siatek wzmacniających. Okno ma wymiary 50 $\times$ 25 mm i jest wykonane z mylaru o grubości 12 μm. Drugie okno znajduje się w górnej części komory, w katodzie D1, i umożliwia implantację jonów prostopadle do powierzchni siatek wzmacniających. Okno w katodzie ma wymiary 45 $\times$ 80 mm i jest wykonane z kaptonu o grubości 140 μm pokrytego od strony katody warstwą miedzi o grubości 30 μm.

Komora OTPC wymaga zasilania wysokim napięciem. W eksperymentach sto-

sowano napięcia dochodzące maksymalnie do 12 kV. Układ zasilania komory składa się z dwóch zasilaczy CAEN: N470 oraz N570 [36]. Ze względu na ograniczoną długość przewodów zasilających (z powodu bezpieczeństwa oraz wytrzymałości przewodów na przebicie) zasilacze musiały być umieszczone możliwie blisko komory, w obszarze, do którego podczas eksperymentu nie ma dostępu. Zasilaczami sterowano zdalnie za pomocą protokołu CAENet obsługiwanego przez program stworzony specjalnie w tym celu w języku programowania LabView [37]. Do obsługi zasilaczy służył komputer PC wyposażony w kartę zapewniającą komunikację z modułami zasilaczy wysokiego napięcia.

3.4 Dobór mieszanki gazowej

Właściwości detektorów gazowych w dużym stopniu zależą od doboru mieszanki gazowej. Klasyczne gazowe detektory jonizacyjne wypełniane są gazami szlachetnymi. Jednak w przypadku czystego gazu szlachetnego powyżej wzmocnienia ładunkowego rzędu 10^3 następuje zjawisko ciągłych wyładowań. Związane jest to z dużą energią wzbudzenia atomów gazów szlachetnych, które — wzbudzone podczas powstawania kaskady elektronów — deekscytują poprzez emisję fotonów o energii dostatecznie dużej, aby jonizować materiał katody i powodować powstawanie wtórnych kaskad. Dodatek gazów, których cząsteczki mają postać molekuł, powoduje, że absorbowane przez nie fotony, dzięki pasmom rotacyjnym i wibracyjnym w widmie molekuł, reemitowane są w postaci fotonów o znacznie niższych energiach. Przykładowo, typowym gazem używanym w licznikach proporcjonalnych jest mieszanka P10 — składająca się w 90% z argonu i w 10% z metanu.

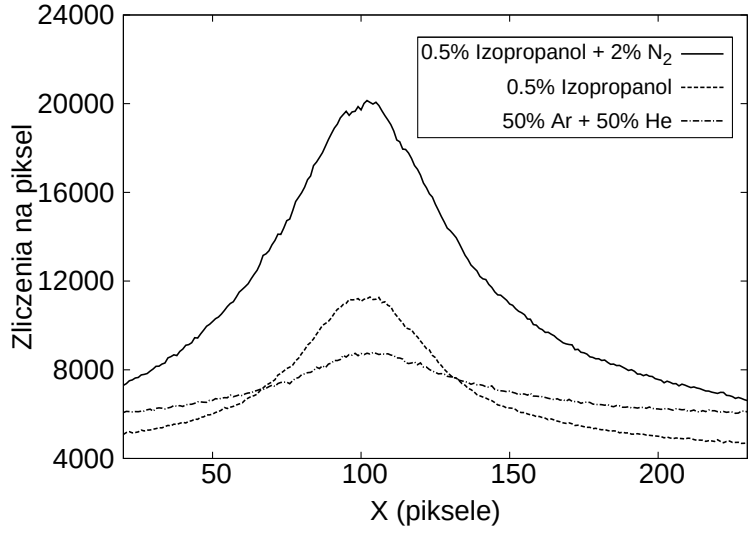
Komora OTPC nie jest typowym detektorem gazowym, ponieważ odczyt sygnału dokonuje się optycznie, poprzez obserwację światła niosącego informację o torach cząstek. Mieszanka gazowa używana w komorze tego typu musi więc spełniać nie tylko wymagania stawiane mieszankom w typowych detektorach, takie jak niskie napięcie pracy, duże wzmocnienie ładunkowe, zdolność do pracy przy dużej jonizacji. Dodatkowo wymaga się, aby charakteryzowała się dużym współczynnikiem liczby emitowanych fotonów przypadającej na akt jonizacji atomu gazu.

Nie są dostępne wyniki kompleksowych badań mieszanek gazowych prowadzonych pod tym kątem, ani też dostatecznie dokładne przewidywania teoretyczne, które pozwoliłyby zdecydować o wyborze gazu roboczego w komorze OTPC. Dlatego ważnym elementem projektu budowy komory OTPC stały się badania mieszanek gazowych.

Jako podstawowy skład mieszanki została przyjęta mieszanina gazów szlachetnych — helu oraz argonu. Poprzez zmianę stosunku ilości tych dwóch gazów zmieniana jest zdolność mieszanki do wyhamowywania jonów i produktów ich rozpadu. W zależności od celów eksperymentu oraz spodziewanej energii i ładunku emitowanych w rozpadach cząstek można ten stosunek zmieniać tak, aby mierzone w eksperymencie tory miały dostatecznie dużą długość (im większa długość, tym lepsza zdolność rozdzielcza detektora), ale tak aby długości torów nie przekra-

czały rozmiarów komory (ślady niezatrzymanych cząstek nie mogą być w pełni zrekonstruowane — niemożliwe jest określenie ich energii). Parametry pracy komory i uzyskiwany sygnał zależy w niewielkim stopniu od stosunku ilości helu i argonu. Znacznie bardziej istotna jest ilość i rodzaj domieszek gazów nieszlachetnych. Główna część badań mieszanek gazowych skupiała się więc na znalezieniu możliwie najlepszych domieszek gazów nieszlachetnych, zapewniających z jednej strony dużą liczbę emitowanych fotonów, z drugiej zaś — dobrą lokalizację tego procesu w możliwie niewielkim obszarze wokół śladu, co zapewnia odpowiednią kątową zdolność rozdzielczą detektora. Badana była więc intensywność emitowanego światła oraz jej stosunek do szerokości obserwowanych śladów.

Badania mieszanek gazowych wykonywano jednocześnie z pracami rozwojowymi komory. Podczas pomiarów używano różnych zestawów kamer CCD. Aby porównywać ze sobą wyniki otrzymane przy użyciu różnych kamer, pomiary dla niektórych mieszanek (najlepszych w danej serii pomiarów) były powtarzane każdą z nich. W celu ustabilizowania składu mieszanki gazowej wypełniającej komorę utrzymywano stały przepływ gazu przez komorę w ilości zapewniającej jedną wymianę objętości na dwie godziny (dla komory z jedną sekcją aktywną odpowiadało to przepływowi 100 cm^3/min). Taki sam przepływ gazu stosowany był również podczas pomiarów na wiązce. Osiągnięcie stabilnych warunków pracy komory po jej zapowietrzeniu lub zmianie mieszanki gazowej wymagało co najmniej dwóch dni przepływu nowego gazu przez detektor.



Rysunek 3.6: Wpływ domieszek gazów nieszlachetnych na intensywność i szerokość śladów rejestrowanych w komorze OTPC.

Rysunek 3.6 przedstawia wpływ domieszek gazów nieszlachetnych na rejestrowany przez kamerę CCD obraz torów cząstek α. Do pomiarów użyte było skolimo-

wane źródło promieniowania α o aktywności 5 Bq. Źródło było wsuwane do komory na specjalnym wysięgniku, a kamera CCD rejestrowała zdjęcie o długości ekspozycji 60 s. Na obrazie uzyskiwano zsumowany obraz dla około 300 torów cząstek α. Na uzyskanym zdjęciu dokonywano przekroju poprzecznego w maksimum zarejestrowanego śladu i mierzono wysokość sygnału oraz jego szerokość. Na rysunku 3.6 można zaobserwować wpływ domieszek gazów nieszlachetnych. Na osi pionowej znajduje się liczba zliczeń na piksel, na osi poziomej — położenie pikseli liczone wzdłuż linii przekroju.

Linia przerywana kreska–kropka przedstawia sygnał zarejestrowany dla mieszanki składającej się z 50% helu oraz 50% argonu, przepływającej przez komorę z prędkością 100 cm^3/min. Poziom tła wynikający ze wzbudzeń termicznych matrycy CCD oraz światła szczątkowego wynosi około 4000 zliczeń na piksel. Zarejestrowany dla mieszanki bez domieszek sygnał osiąga w maksimum wartość 8000 zliczeń, ale warto zwrócić uwagę, iż w całym obszarze przekroju nie spada on poniżej 6000 zliczeń. W gazach szlachetnych wyemitowane fotony powodują wtórne wzbudzenia w gazie w obszarze całej komory i w efekcie dają bardzo szeroki ślad toru cząstek.

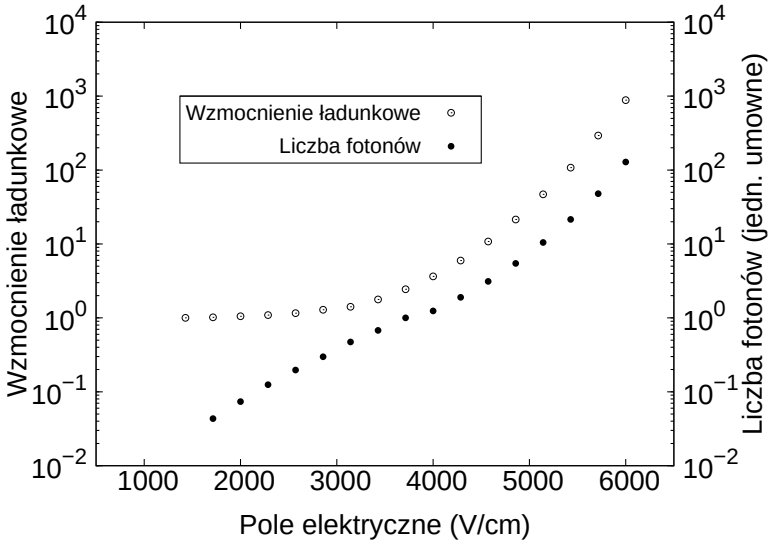
Linia przerywana prezentuje kształt sygnału po dodaniu 0.5% domieszki par izopropanolu (alkohol izopropylowy $(CH_3)_2CHOH$). Cząstki izopropanolu absorbują fotony i ograniczają obszar, w którym następują wzbudzenia. Pomimo iż maksimum sygnału dla tej mieszanki osiąga 11000 zliczeń, to całkowita ilość światła (całka pod krzywą) jest mniejsza niż dla mieszanki bez dodatku izopropanolu.

Linia ciągła przedstawia wynik pomiaru dla mieszanki składającej się dodatkowo z 2% domieszką azotu cząsteczkowego (N_2). Wzbudzone przez elektrony cząsteczki azotu emitują fotony ultrafioletowe, które reemitowane są przez folię WLS (patrz 3.5) jako fotony światła widzialnego. Maksimum sygnału wynosi 20000 zliczeń, przy czym zachowany jest stosunek szerokości do wysokości sygnału jak dla poprzedniej mieszanki. Dodatek azotu znacząco poprawia ilość emitowanego światła, natomiast zawarty w mieszance gaz wieloatomowy powoduje dobrą lokalizacje sygnału wzdłuż toru.

Na potrzeby komory OTPC testowanych było ponad 20 mieszanek gazowych. Dotyczyło to zarówno domieszek gazów, które zapewniają dobrą emisję światła (N_2, Trietyloamina $(C_2H_5)_3N$), jak i domieszek gazów elektroujemnych, dzięki którym uzyskiwano lepszy stosunek szerokości do wysokości sygnału (izopropanol, toluen, etanol, metan, woda).

Na podstawie pomiarów za mieszankę najlepiej spełniającą wymagania, dla której tory cząstek charakteryzowały się najlepszymi parametrami, a jednocześnie zapewniona była dostateczna stabilność pracy detektora, został uznany gaz o składzie 49% He, 49% Ar, 1% N_2, 1% CH_4 (metan). Była ona używana w eksperymencie w ZIBJ Dubna. Długość toru protonu o energii 1.4 MeV (odpowiadającej energii protonów opóźnionych po rozpadzie β jądra ^{13}O) wynosi w niej około 7 cm, natomiast protonu o energii 500 keV (odpowiada to połowie energii dostępnej w rozpadzie 2p jądra ^{45}Fe) — około 1.5 cm.

W celu optymalizacji parametrów pracy detektora dodatkowo zostały zmie-



Rysunek 3.7: Wzmocnienie ładunkowe i liczba emitowanych fotonów w funkcji pola elektrycznego dla mieszanki gazowej 49% He, 49% Ar, 1% N_2, 1% CH_4.

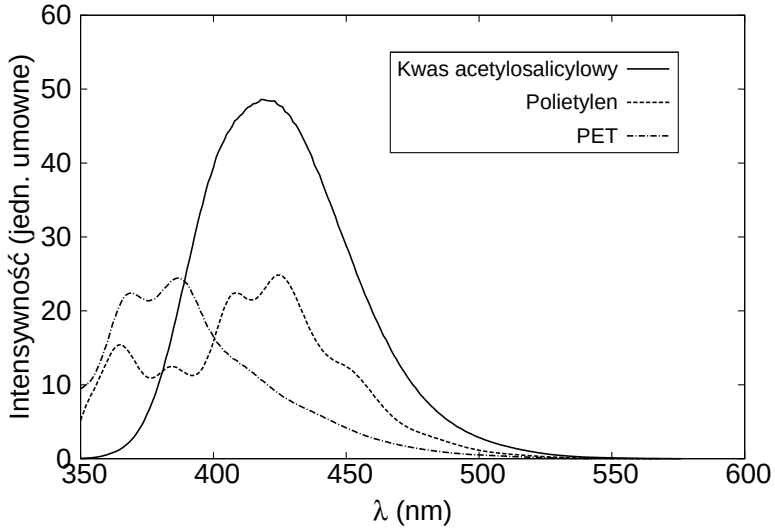
rzone [26] takie własności wybranej mieszanki, jak wzmocnienie ładunkowe oraz intensywność emitowanego światła w funkcji natężenia pola elektrycznego w zakresie wartości pól zapewniających stabilną pracę. Wyniki tych pomiarów prezentowane są na rysunku 3.7.

Ponieważ długość toru jest kluczowa dla rozdzielczości kątowej detektora, w eksperymencie mierzącym rozpad jądra ^{45}Fe zastosowano mieszankę składającą się z 66% He, 32% Ar, 1% N_2, 1% CH_4. Dzięki obniżeniu zawartości argonu długość toru protonu o energii 500 keV wzrosła do 2 cm. Jednocześnie zmiana stosunku ilości helu i argonu nie wpływa na jakość mieszanki pod względem ilości światła oraz stabilności. Dalsze obniżenie zawartości argonu nie było możliwe, gdyż ze względu na duży rozrzut zasięgu implantowanych jonów prowadziłoby to do znaczącego zmniejszenia liczby jonów ^{45}Fe zatrzymywanych w obszarze komory.

3.5 Dobór folii WLS

Folię WLS w detektorze OTPC wykorzystywano do przesuwania widma fotonów emitowanych przez gaz z obszaru ultrafioletowego (najsilniejsza linia emisyjna azotu N_2 przypada na 330 nm [38]) do obszaru światła widzialnego. Jest to niezbędne, ponieważ światło ultrafioletowe zostaje absorbowane przez szkło zawarte w oknie detektora OTPC oraz w obiektywie kamery CCD. Obszar ultrafioletu leży również poza zakresem czułości kamery CCD.

Istnieje szereg związków chemicznych (np. chinina, kwas acetylosalicylowy)



Rysunek 3.8: Widmo światła emitowanego przez próbki folii WLS przy pobudzaniu światłem o długości 330 nm.

absorbujących fotony ultrafioletowe i reemitujących je w świetle widzialnym. Właściwości takie posiada wiele materiałów i substancji powszechnie spotykanych w codziennym życiu. Posiadają je między innymi szeroko wykorzystywane tzw. wybielacze optyczne dodawane do papieru oraz tworzywa sztuczne, takie jak polietylen, polipropylen czy poli(tereftalan etylenu) (PET), które stanowią podstawowy surowiec do produkcji większości folii i opakowań.

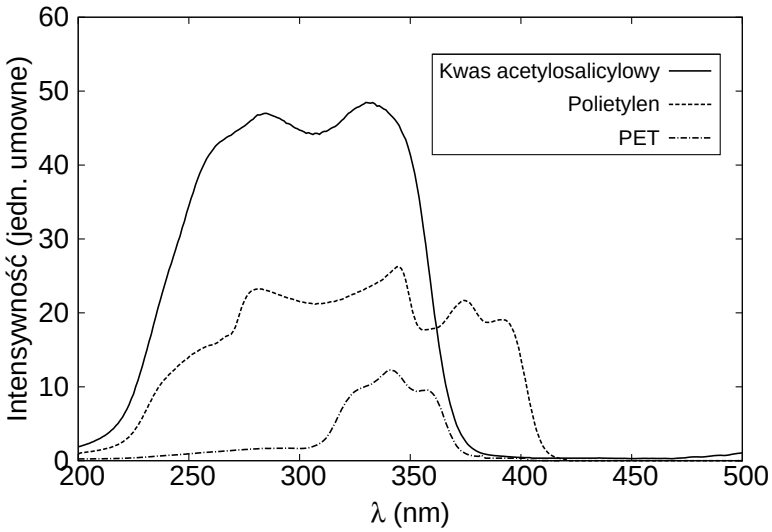
Badania mające na celu wykonanie trwałej, możliwie jednorodnej i wydajnie konwertującej folii obejmowały zatem szeroki zakres poszukiwań. Do pomiarów właściwości różnych substancji wykorzystywany był spektrograf Hitachi RF5000 pracujący w zakresie 200–1000 nm. Dla każdej próbki mierzone było:

i) widmo emitowanego światła przy pobudzaniu próbki przez światło o długości fali 330 nm (odpowiadające linii emisji cząsteczki N_2),

ii) zależność intensywności emisji światła w linii odpowiadającej maksimum emisji danej próbki od długości fali światła pobudzającego (w zakresie 200–500 nm).

Rysunki 3.8 oraz 3.9 przedstawiają wyniki pomiarów dla trzech próbek: domieszkowanej folii polietylowej (linia przerywana), folii PET (linia kropka–kreska) oraz folii polichlorotrifluoroetylenowej (PCTFE) pokrytej warstwą kwasu acetylosalicylowego (linia ciągła).

Dla wszystkich próbek maksimum emitowanego światła (rysunek 3.8) w zakresie widzialnym przypada na światło o kolorze niebieskim. Z prezentowanych próbek najlepszymi właściwościami charakteryzuje się folia pokryta kwasem acety-



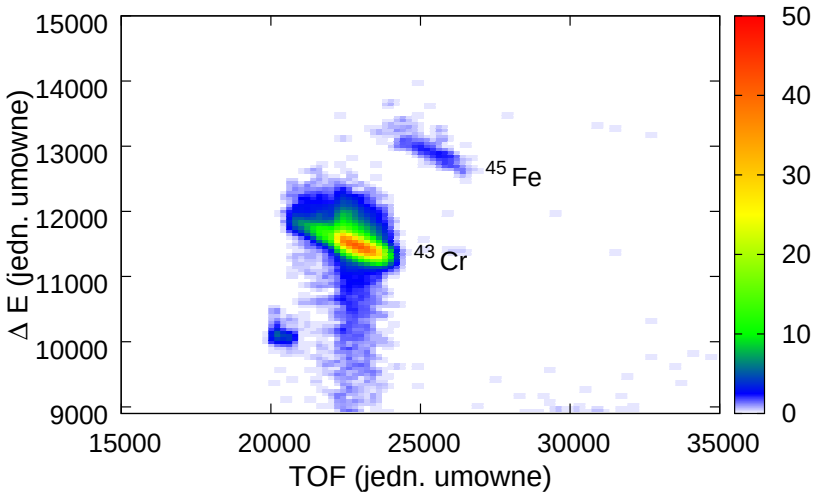
Rysunek 3.9: Intensywność emisji światła o długości odpowiadającej maksimum dla danej próbki w funkcji długości fali światła pobudzającego.

losalicylowym, która emituje najintensywniejsze światło, a większość emisji przypada na zakres światła widzialnego. Dodatkowo właściwości folii utrzymują się na podobnym poziomie dla zakresu 250–350 nm (rysunek 3.9). Przebadanych zostało około 40 różnych próbek, w tym różne materiały podkładowe (folie polietylenowe, PCTFE, poliwęglanowe, PET, papier, płótno), substancje czynne (kwas acetylosalicylowy, heliofor, inne wybielacze optyczne) oraz ich własności (np. wydajność konwersji w zależności od grubości warstwy substancji czynnej). Na podstawie pomiarów za materiał najlepiej spełniający wymagania uznano folię PCTFE pokrytą kwasem acetylosalicylowym.

3.6 System zbierania danych

System zbierania danych z detektora OTPC oparto głównie o elektronikę cyfrową, całość danych odczytywano i zapisywano wykorzystując komputer PC. System obsługiwany był przez program komputerowy stworzony w języku LabView [37]. Do odczytu danych z kamery CCD służył czytnik obrazu (*frame grabber*) National Instruments NI–1422, natomiast danych z fotopowielacza — 14 bitowa karta oscyloskopowa NI–5122 o maksymalnej częstotliwości próbkowania 100 MHz. Obydwa urządzenia umieszczono w kasecie PXI–GX7110. Informacje przesyłane były do komputera za pomocą światłowodu i kontrolera NI–8336.

Podczas eksperymentów na wiązkach separatorów fragmentów odpowiednie detektory dostarczają informacji o czasie przelotu jonów (TOF) oraz ich stratach energii w materiale detektora (ΔE). Informacje te służą do identyfikacji jonów

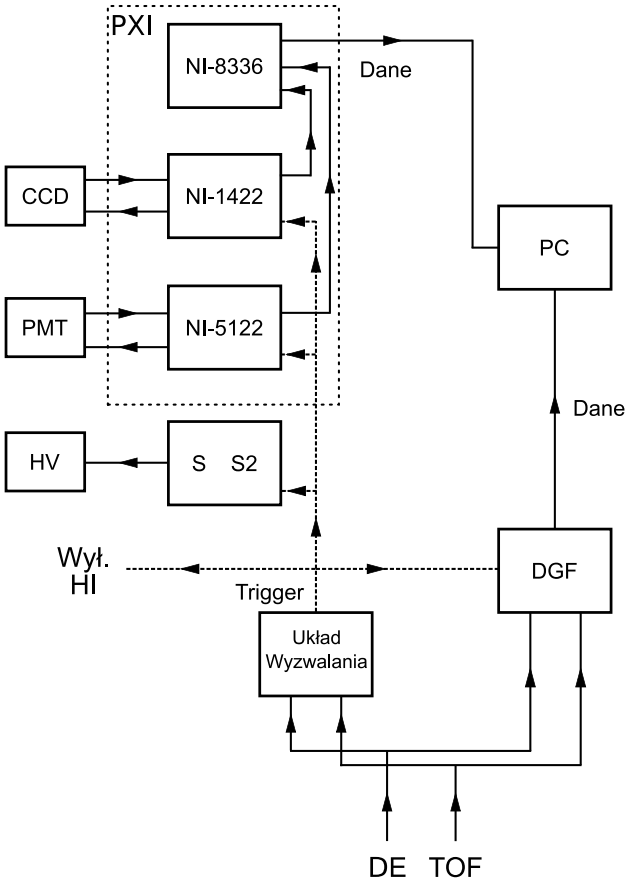


Rysunek 3.10: Wykres identyfikacyjny jonów, które wyzwoliły układ zbierania danych podczas eksperymentu na separatorze A1900. Grupy jonów zostały zidentyfikowane jako jądra ^{43}Cr oraz ^{45}Fe. Skalą koloru oznaczono pierwiastek liczby zarejestrowanych jąder.

i mogą być wykorzystywane do generowania sygnału wyzwalającego układ zbierania danych dla wybranych grup jonów. W pomiarach prowadzonych na wiązkach separatorów Acculinna i A1900 układ zbierania danych z komory OTPC był wyzwalany, gdy czas przelotu jonu pomiędzy detektorami TOF spełniał warunek określony przez ustawienie okna jednokanałowego analizatora sygnału z przetwornikiem czas–amplituda. Wymóg ten wystarczał do wydzielenia zdarzeń odpowiadających rejestracji najbardziej egzotycznych jonów produkowanych w eksperymentach w Dubnej i MSU. Rysunek 3.10 przedstawia wykres identyfikacyjny jonów, które wyzwoliły układ zbierania danych z detektora OTPC podczas eksperymentu w MSU. W porównaniu do prezentowanego wcześniej wykresu identyfikacyjnego wszystkich jonów przechodzących przez układ separatora (rysunek 2.3), widać wyraźne obcięcie sygnałów o wartości czasu przelotu poniżej kanału 20000.

Jeżeli sygnał czasu przelotu spełniał zadany warunek, sprawdzano gotowość systemu do zarejestrowania zdarzenia. Jeżeli i ten warunek został spełniony, sygnał wyzwalający był kierowany jednocześnie do kamery CCD, karty oscyloskopowej oraz modułów elektroniki cyfrowej Digital Gamma Finder (DGF)[39], które rejestrowały amplitudę sygnałów ΔE oraz TOF. Dane z tych trzech elementów układu odczytywał komputer.

Sygnał triggera służył także do wyzwalania modułów przełączających czu-



Rysunek 3.11: Schemat systemu zbierania danych detektora OTPC.

łość komory, które podawały sygnał elektryczny na siatki S i S2 (rozdział 3.3). Aby podczas pracy detektora w trybie wysokiej czułości do komory nie dotarł żaden jon, równocześnie ze zmianą czułości komory żądano zatrzymania wiązki dostarczanej przez akcelerator. Odpowiednie układy elektroniczne umożliwiały wyłączenie wiązki z opóźnieniem 100 μs w stosunku do sygnału wyzwalającego. Była ona przywracana po przełączeniu komory do trybu czułości odpowiedniego do rejestracji jonów.

Synchronizacja danych odczytywanych z poszczególnych urządzeń następowała na poziomie programu komputerowego, w którym wykorzystano system semaforów blokujących działanie poszczególnych elementów równoległego odczytywania danych, do momentu zakończenia pracy przez wszystkie moduły układu. Schemat systemu zbierania danych przedstawiony jest na rysunku 3.11.

Dane zarejestrowane dla każdego zdarzenia składały się z trzech plików:

a) zdjęcia z kamery CCD zapisywanego w bezstratnym formacie PNG,

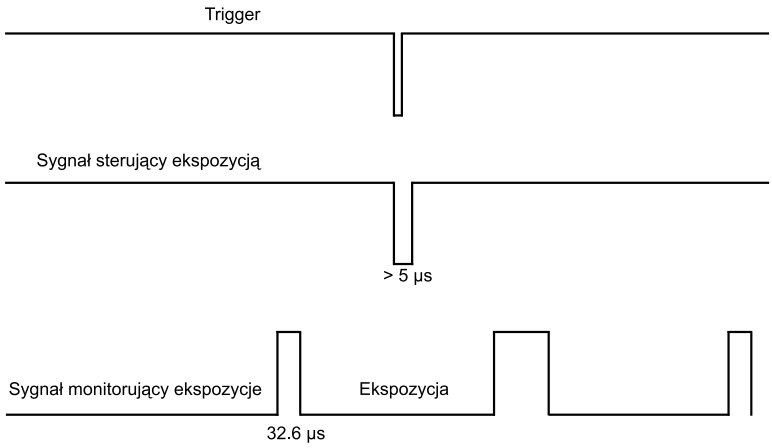
b) sygnału z oscyloskopu zapisywanego w formie binarnej,

c) danych z modułów DGF, zapisywanych w formie plików tekstowych.

Z powodu rozmiaru plików — około 25 MB na zdarzenie — czas ich przesyłania, obróbki i zapisu ograniczał prędkość działania systemu do około 1–2 zdarzeń na sekundę.

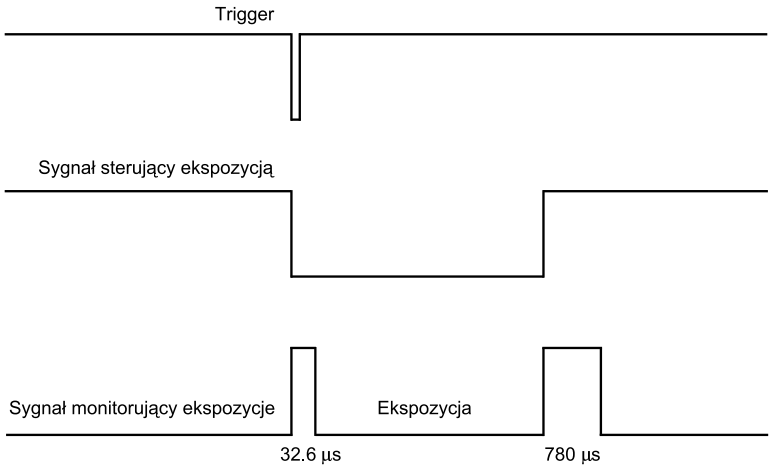
Kamera CCD wykorzystywana w detektorze OTPC mogła pracować w dwóch trybach:

i) W trybie losowego wyzwalania migawki (rysunek 3.12) kamera w sposób ciągły, z częstością 33 Hz, wyzwala migawkę i dokonuje ekspozycji o ustalonej długości (w zakresie 32.6 μs – 33 ms). Zewnętrzny sygnał sterujący powoduje odczytanie aktualnie rejestrowanego przez kamerę obrazu. Ponieważ w trybie losowego wyzwalania migawki względne położenie sygnału wyzwalającego i początku ekspozycji jest losowe, długość ekspozycji po sygnale wyzwalającym nie jest określona i może zmieniać się od wartości bliskiej 0 (gdy sygnał sterujący pojawi się pod koniec otwarcia migawki) do wartości maksymalnej równej czasowi otwarcia migawki (gdy sygnał sterujący pojawi się wraz z początkiem ekspozycji). W trybie losowego wyzwalania migawki kamera CCD może rejestrować zdarzenia, które nastąpiły przed sygnałem wyzwalającym. W eksperymentach na wiązkach separatorów tryb losowego wyzwalania migawki kamery CCD stosowano do rejestracji rozpadu wraz ze śladem jonu zatrzymującego się w komorze OTPC.



Rysunek 3.12: Tryb losowego wyzwalania migawki.

Tryb ten wykorzystywano również w pomiarach ze źródłami radioaktywnymi, w których do wyzwalania układu zbierania danych używano odpowiednio ukształtowanego sygnału z fotopowielacza rejestrującego pojawienie się cząstki w komorze.

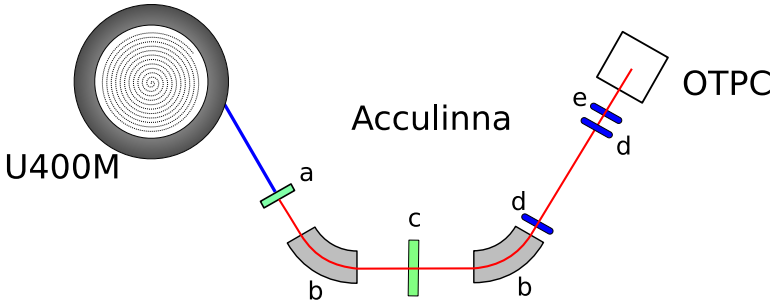


Rysunek 3.13: Tryb sterowania wyzwalaniem migawki.

ii) W trybie sterowania wyzwalaniem migawki (rysunek 3.13) kamera jest utrzymywana w stanie gotowości. W czasie 32.6 μs po pojawieniu się zbocza opadającego sygnału sterującego otwarciem migawki następuje rozpoczęcie ekspozycji, która trwa do momentu wystąpienia zbocza narastającego sygnału sterującego. W ciągu 780 μs następuje odczytanie danych i kamera jest ponownie w stanie gotowości. 33 μs opóźnienie rozpoczęcia ekspozycji w stosunku do sygnału wyzwalającego uniemożliwia zarejestrowanie śladu cząstki, która wyzwoliła system. W pomiarach na separatorach fragmentów użycie tego trybu pozwala na rejestrację cząstek emitowanych w komorze OTPC po rozpadzie jonów, które wyzwoliły system zbierania danych.

3.7 Eksperyment testowy

Eksperyment testujący komorę OTPC został przeprowadzony w czerwcu 2006 roku na separatorze fragmentów Acculinna [40] w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych (ZIBJ) w Dubnej w Rosji. Celem eksperymentu było przetestowanie detektora w warunkach zbliżonych do warunków, w jakich miał być badany rozpad ^{45}Fe. Jako przypadki testowe wybrano, łatwe to wyprodukowania na separatorze Acculinna, jądra ^{13}O, ^{12}N oraz ^{8}Li. Schematy rozpadu tych jąder znajdują się na rysunkach 3.17, 3.19 i 3.21. Wszystkie wybrane jądra ulegają rozpadom β^+, po których możliwa jest emisja cząstek naładowanych. Głównym celem eksperymentu testowego było opracowanie algorytmów rekonstrukcji zdarzeń rejestrowanych w komorze.



Rysunek 3.14: Schemat separatora fragmentów Acculinna. Na rysunku zaznaczono położenie cyklotronu U400M oraz komory OTPC. Literami oznaczono: a — tarcza, b — sekcje dipolowe, c — degrader, d — scyntylatory do pomiaru czasu przelotu, e — detektor krzemowy do pomiaru strat energii.

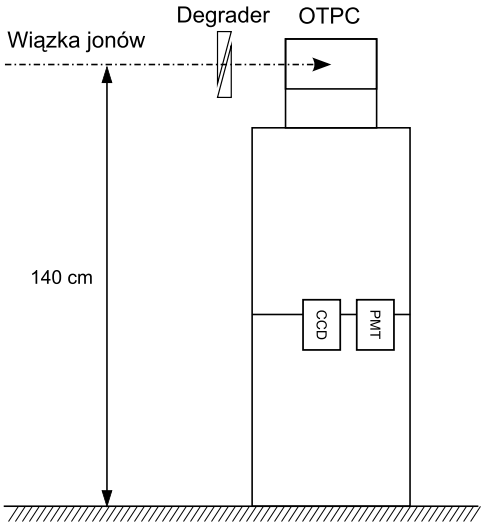
3.7.1 Produkcja i separacja jąder ^{13}O, ^{12}N i ^{8}Li

Jądra ^{13}O, ^{12}N i ^{8}Li były produkowane w reakcji fragmentacji wiązki ^{20}Ne przyspieszonej w cyklotronie U400M do energii 53 MeV/u i uderzającej w tarczę berylową o grubości 350 mg/cm^2. Pożądane produkty reakcji oddzielano od wiązki pierwotnej i identyfikowano przy pomocy separatora Acculinna. Układ jonowo–optyczny separatora Acculinna (rysunek 3.14) składa się z dwóch części dipolowych, z których każda zawiera magnes dipolowy oraz cztery magnesy kwadrupolowe. Pomiędzy pierwszą a drugą sekcją dipolową umieszczony został degrader ograniczający ilość niepożądanych izotopów, które docierały do końcowego ogniska separatora, gdzie umieszczono detektor OTPC. Rysunek 3.15 przedstawia ustawienie detektora OTPC na wiązce separatora Acculinna. Wiązka jonów była implantowana równolegle do powierzchni elektrod detektora. Przed wejściem do komory jony spowalniano w aluminiowym degraderze do energii umożliwiającej ich zatrzymanie w 20 cm warstwie gazu wypełniającego komorę OTPC.

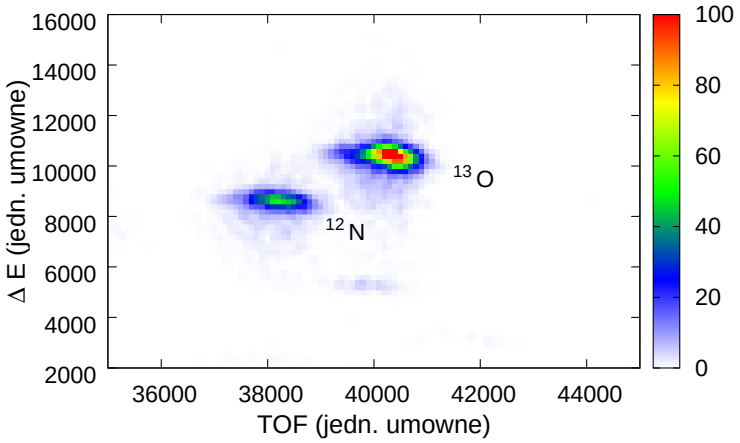
Jony docierające do detektora OTPC identyfikowano przez pomiar ich czasu przelotu pomiędzy dwoma cienkimi detektorami scyntylacyjnymi umieszczonymi w odległości 7.8 m, oraz pomiar strat energii w detektorze krzemowym o grubości 300 μm. Rysunek 3.16 prezentuje wykres identyfikacyjny ΔE–TOF jonów, które wyzwoliły układ zbierania danych detektora OTPC w pomiarach ^{13}O i ^{12}N.

3.7.2 Wyniki eksperymentu testowego

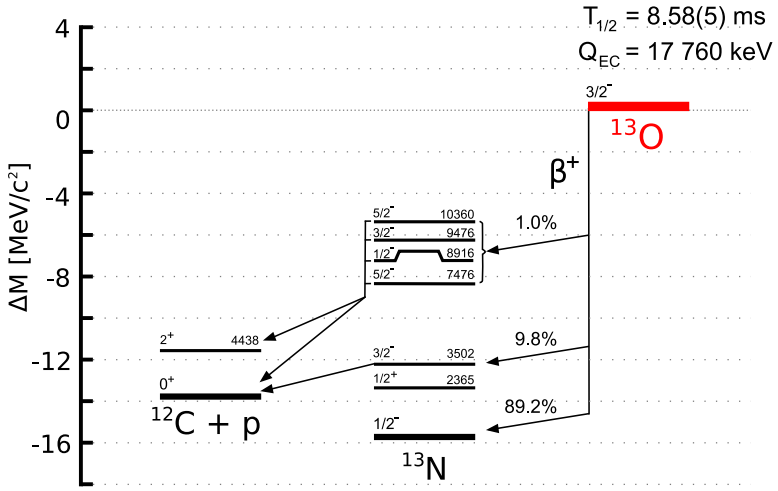
Obserwacja rozpadu ^{13}O Jądra ^{13}O rozpadają się na drodze przemiany β^+, z czasem połowicznego zaniku równym 8.58(8) ms [41]. 89.2% rozpadów ^{13}O prowadzi do stanu podstawowego ^{13}N (rysunek 3.17). W pozostałych przypadkach w przemianie β ^{13}O zasilane są wysoko wzbudzone stany ^{13}N, które rozpadają się emitując protony (tzw. protony opóźnione). Najbardziej prawdopodobna (9.8% rozpadów) jest emisja protonów o energii 1.44 MeV ze stanu ^{13}N $3/2^-$ o energii



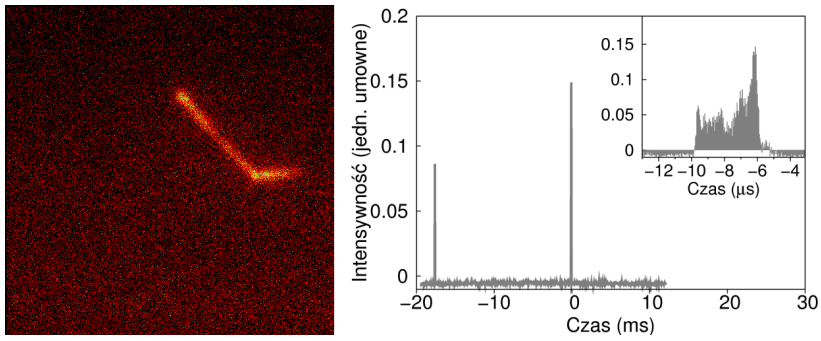
Rysunek 3.15: Ustawienie detektora OTPC podczas eksperymentu w ośrodku ZIBJ. Wiązka jonów była implantowana równolegle do powierzchni elektrod detektora. Degrader służył do spowolnienia jonów do energii umożliwiającej ich zatrzymanie w komorze.



Rysunek 3.16: Wykres identyfikacyjny jonów, które wyzwoliły układ zbierania danych podczas eksperymentu na separatorze Acculinna. Dane pochodzą z 10 spośród 80 serii pomiarowych. Grupy jonów zostały zidentyfikowane jako jądra ^{13}O oraz ^{12}N.



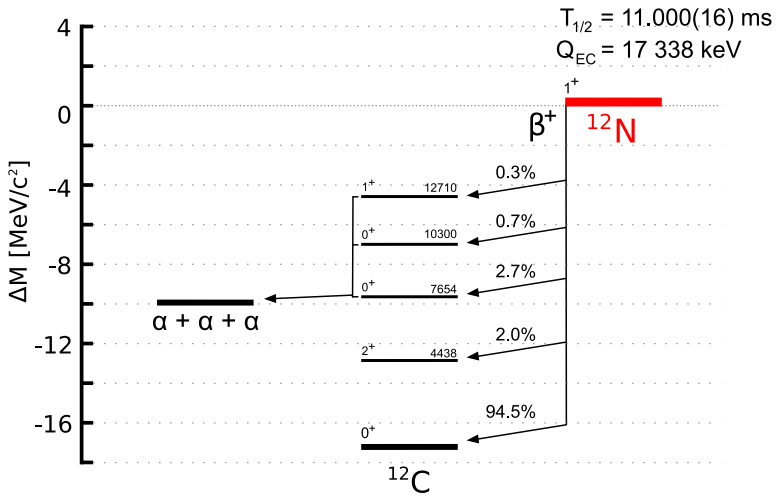
Rysunek 3.17: Schemat rozpadu jądra ^{13}O. Dane według pracy [4].



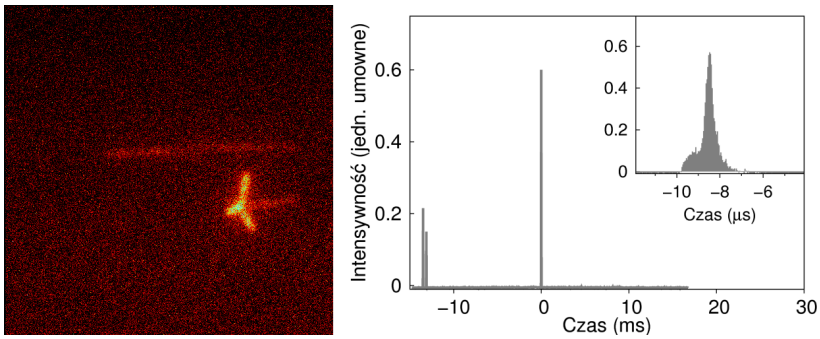
Rysunek 3.18: Obserwacja rozpadu β jądra ^{13}O z emisją protonu opóźnionego. Po lewej stronie rysunku przedstawiono obraz zarejestrowany przez kamerę CCD pracującą w trybie losowego wyzwalania migawki. Krótki poziomy ślad to ślad jonu, długi jasny ślad to ślad protonu wyemitowanego 19 ms po implantacji ^{13}O. Wykres po prawej stronie przedstawia zależność czasową amplitudy sygnału zarejestrowanego przez fotopowielacz w czasie 33 ms ekspozycji kamery. Powiększony został przedział czasu, w którym nastąpiła rejestracja protonu.

wzbudzenia 3502 keV, do stanu podstawowego ^{12}C. Protony z wyżej wzbudzonych stanów ^{13}N mają energie przewyższające 3 MeV.

Rysunek 3.18 przedstawia przykład zdarzenia, podczas którego w detektorze OTPC zarejestrowany został rozpad ^{13}O z emisją protonu o energii 1.44 MeV. Obraz zarejestrowany przez kamerę CCD pracującą w trybie losowego wyzwalania migawki zawiera krótki poziomy ślad zatrzymującego się jonu oraz długi jasny ślad protonu opóźnionego. Zależność czasowa amplitudy sygnału zarejestrowa-



Rysunek 3.19: Schemat rozpadu jądra ^{12}N. Dane według pracy [4].



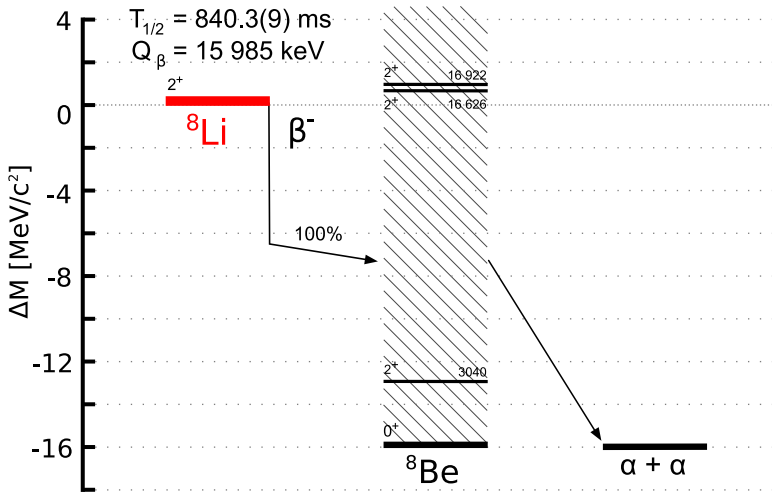
Rysunek 3.20: Rejestracja rozpadu jądra ^{12}N (krótki poziomy ślad), w którym zasilony został wzbudzony stan jądra ^{12}C, rozpadający się na trzy cząstki α (krótkie jasne ślady). Wykres po prawej stronie przedstawia sygnał zarejestrowany przez fotopowielacz w trakcie ekspozycji kamery. Powiększony został obszar odpowiadający rejestracji cząstek α.

nego przez fotopowielacz w trakcie 33 ms ekspozycji kamery zawiera sygnał odpowiadający zatrzymaniu się jonu oraz sygnał związany z emisją protonu, która nastąpiła 19 ms później. Powiększony został fragment wykresu związany z rejestracją protonu.

Zarejestrowane podczas eksperymentu przypadki emisji protonów posłużyły do wypracowania algorytmów rekonstrukcji zdarzeń oraz oceny zdolności rozdzielczej detektora.

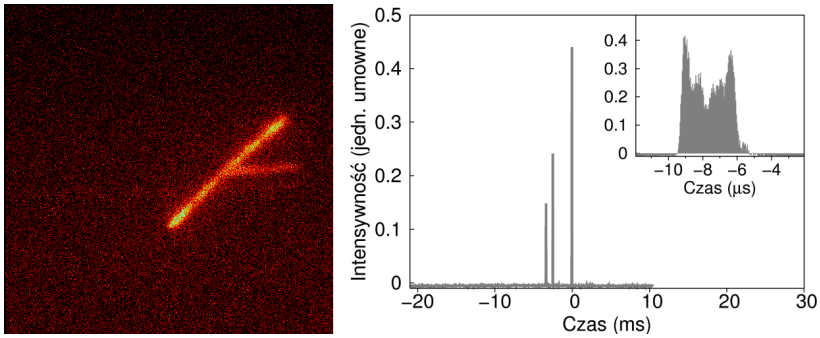
Obserwacja rozpadu ^{12}N Jądra ^{12}N rozpadają się na drodze przemiany β^+ z czasem połowicznego zaniku równym 11.0000(16) ms. Około 3% rozpadów ^{12}N zasila stany ^{12}C o energii wzbudzenia przewyższającej energię progową rozpadu tego jądra na trzy cząstki α (rysunek 3.19). Rysunek 3.20 przedstawia przykład obserwacji takiego zdarzenia. Kamera CCD zarejestrowała ślady dwóch jonów (poziome linie biegnące od prawego brzegu zdjęcia). Jeden z nich uległ rozpadowi na trzy cząstki α widoczne jako jasne, krótkie ślady. Przedstawiony na rysunku 3.20 sygnał z fotopowielacza zawiera informacje o sekwencji czasowej obserwowanych zdarzeń. Jony widoczne na zdjęciu zatrzymały się w komorze w odstępie około 1 ms i jeden z nich (późniejszy) rozpadł się po około 14 ms na jednocześnie wyemitowane (z dokładnością do μs) trzy cząstki α. W przypadku zdarzenia prezentowanego na rysunku 3.20 określono długości śladów poszczególnych cząstek alfa, jednak dekompozycja sygnału z fotopowielacza na składowe odpowiadające poszczególnym cząstkom nie była możliwa. Łączna energia kinetyczna cząstek została oszacowana na około 5 MeV, co wskazuje, że obserwowano rozpad 3α stanu 1^+ ^{12}C o energii wzbudzenia 12.7 MeV.

Zarejestrowane w komorze OTPC rozpady 3α wzbudzonych stanów ^{12}C potwierdziły zdolność tego detektora do obserwacji i identyfikacji bardzo słabych rozgałęzień w rozpadach, którym towarzyszy emisja cząstek naładowanych. Przykład przedstawiony na rysunku 3.20 uwidacznia jednocześnie trudności i ograniczenia związane z rekonstrukcją rozpadów, w których dochodzi do emisji wielu cząstek.



Rysunek 3.21: Schemat rozpadu jądra ^{8}Li. Dane według pracy [4].

Obserwacja rozpadu ^{8}Li Czas połowicznego zaniku ^{8}Li wynosi 840.3(9) ms. Z prawdopodobieństwem 100% w rozpadzie tego jądra zasilane są szerokie, zachodzące na siebie rezonansowe stany wzbudzone niezwiązanego jądra ^{8}Be [42],



Rysunek 3.22: Przykład rozpadu jądra ^{8}Li (krótki poziomy ślad), w którym powstało niezwiązane jądro ^{8}Be rozpadające się na dwie cząstki α (jasne ślady). Wykres po lewej stronie przedstawia sygnał zarejestrowany przez fotopowielacz w trakcie ekspozycji. Powiększony został obszar, w którym zarejestrowano rozpad ^{8}Be* na dwie cząstki α.

rozpadającego się na dwie cząstki α (rysunek 3.21).

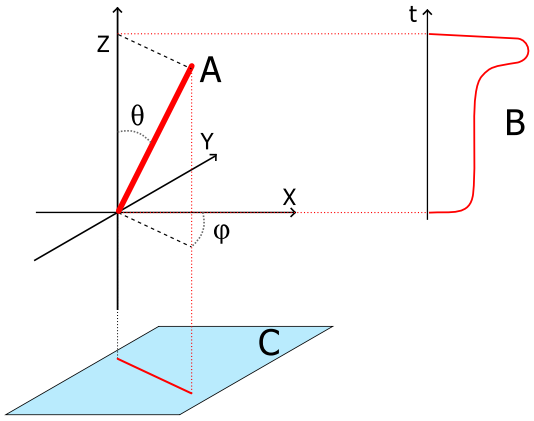
Ponieważ rozpad jądra ^{8}Be na cząstki α jest procesem dwuciałowym, muszą być one emitowane pod kątem 180° względem siebie. Rejestracja zdarzeń tego typu pozwoliła na ocenę możliwości komory przy rekonstrukcji zdarzeń, podczas których następuje emisja dwóch naładowanych cząstek. Rysunek 3.22 przedstawia przykład tego typu rozpadu, gdzie emitowane są dwie cząstki α o energii 5 MeV każda.

3.8 Rekonstrukcja zdarzeń zarejestrowanych w komorze OTPC

3.8.1 Procedura rekonstrukcji torów cząstek

Detektor OTPC umożliwia pełną, trójwymiarową rekonstrukcję torów cząstek naładowanych, które poruszają się w gazie wypełniającym obszar czynny komory. Rysunek 3.23 ilustruje ideę procedury umożliwiającej określenie pędów rejestrowanych cząstek. Przyjmijmy, że w objętości komory doszło do rozpadu z emisją naładowanej cząstki, wyemitowanej pod kątem θ w stosunku do osi z prostopadłej do płaszczyzny elektrod (także do powierzchni folii WLS), oraz pod kątem φ mierzonym względem osi X na płaszczyźnie XY. Takie oznaczenia kątów będą konsekwentnie używane w dalszej części rozprawy.

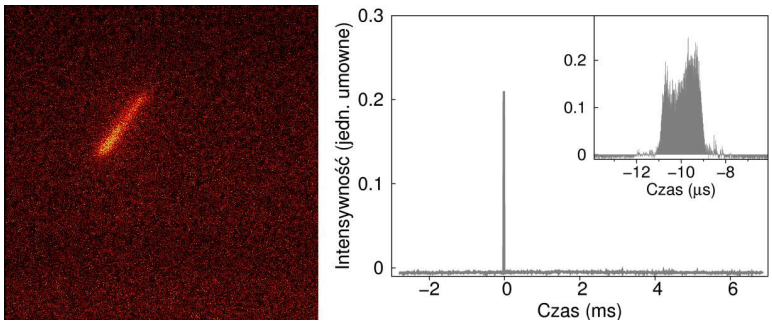
Elektrony powstające wzdłuż toru poruszającej się cząstki dryfują ze stałą prędkością w jednorodnym polu elektrycznym komory w kierunku sekcji wzmacniających detektora, gdzie następuje wzmocnienie pierwotnie wytworzonego ładunku. Procesowi powielania elektronów towarzyszy emisja światła, które jest rejestrowane przez kamerę CCD i fotopowielacz. Kamera rejestruje dwuwymiarowy rzut



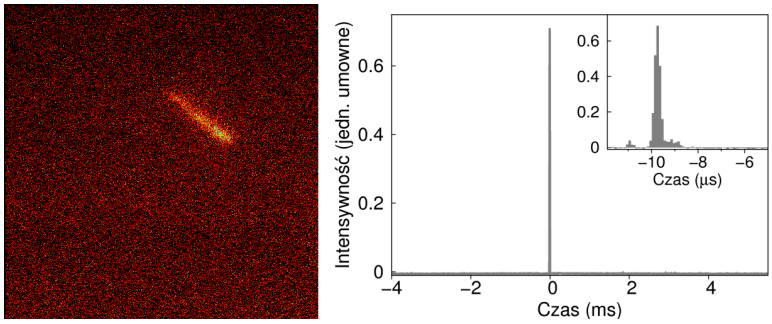
Rysunek 3.23: Idea rekonstrukcji zdarzenia w komorze OTPC. Cząstka naładowana wyemitowana pod kątem φ w stosunku do osi X oraz θ w stosunku do osi z jonizuje gaz wzdłuż toru (A). Struktura czasowa sygnału mierzona przez fotopowielacz (B) ma kształt krzywej Bragga i odpowiada rzutowi toru cząstki na oś Z. Obraz zarejestrowany w tym samym czasie w kamerze CCD (C) jest rzutem toru na płaszczyznę równoległą do płaszczyzny XY.

toru cząstki na płaszczyznę folii WLS. Analiza obrazu z kamery dostarcza danych o kącie φ oraz o długości rzutu toru cząstki na płaszczyznę XY. Informacja o rzucie toru cząstki na oś Z jest zawarta w strukturze czasowej sygnału mierzonego przez fotopowielacz, bowiem czas dryfu elektronów wytworzonych wzdłuż toru cząstki zależy od odległości, jaką muszą one pokonać, aby dotrzeć do sekcji wzmacniających komory. Znając prędkość dryfu elektronów można przetransformować rejestrowane przez fotopowielacz rozkłady czasowe na różnice odległości wzdłuż osi Z: $dz = v_d dt$. Początek i koniec toru można rozróżnić dzięki zależności straty energii na jednostkę długości toru od energii cząstki, która powoduje, że gęstość jonizacji wzdłuż toru ma kształt krzywej Bragga i charakteryzuje się maksymalną wartością przy końcu toru.

Na rysunkach 3.24 oraz 3.25 przedstawiono zarejestrowane cząstki α wyemitowane ze źródła kalibracyjnego umieszczonego w komorze. W obu przypadkach długość toru cząstki na zdjęciu jest podobna i wynosi około 4 cm (obszar widziany przez kamerę ma rozmiar 20 $\times$ 20 cm). Jednak powiększone obszary sygnału z fotopowielacza prezentują zupełnie inną strukturę. Na rysunku 3.24 długość sygnału wynosi około 2 μs i ujawnia profil krzywej Bragga. Z faktu, iż maksimum sygnału zostało zarejestrowane później niż jego płaska część, wynika, że cząstka została wyemitowana ku górze, oddalając się od elektrod wzmacniających. Dzięki znajomości prędkości dryfu elektronów wynoszącej około 1 cm/μs można obliczyć długość rzutu na oś Z, która jest równa 2 cm. Oznacza to, że cząstka α była wyemitowana pod kątem $\theta \approx 60^\circ$. Na rysunku 3.25 powiększony sygnał z fotopowielacza jest bardzo wąski (około 150 ns w połowie wysokości), co pozwala



Rysunek 3.24: Przykład rejestracji cząstki α wyemitowanej pod kątem θ około 60°.



Rysunek 3.25: Przykład rejestracji cząstki α wyemitowanej pod kątem θ około 90°.

wnioskować, że wszystkie elektrony zostały wzmocnione jednocześnie, a zatem kąt emisji cząstki α był bliski 90°.

Podsumowując — do pełnej rekonstrukcji toru cząstki potrzebny jest pomiar długości toru na zdjęciu z kamery CCD oraz pomiar rozciągłości czasowej sygnału z fotopowielacza. Energię początkową cząstki można określić mierząc całkowitą ilość światła wyemitowanego w procesie wzmacniania pierwotnego ładunku jonizacyjnego lub zasięg cząstki w gazie wypełniającym komorę. Główną trudność przedstawia sposób precyzyjnego pomiaru długości toru, zarówno na zdjęciu, jak i w sygnale z fotopowielacza. Pomiar musi uwzględniać dyfuzję dryfującego ładunku w gazie oraz w możliwie dokładny sposób określać początek i koniec sygnału bez względu na jego amplitudę.

Dla cząstek takich jak proton lub cząstka α, przy niewielkich energiach, liczba elektronów pierwotnej jonizacji zależy liniowo od straty energii kinetycznej, ponieważ praktycznie w całości przypada ona na jonizację ośrodka, w którym są hamowane. Stratę energii na jednostkę długości opisuje wzór Bethego–Blocha [43, 44]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 N_A m_e c^2 z^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left\{\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right\}, \qquad (3.1)$$

gdzie m_e, r_e to masa i klasyczny promień elektronu, N_A to liczba Avogadro, z to ładunek zatrzymywanej cząstki, ρ, Z, A to gęstość, liczba atomowa i masa molowa ośrodka, I — średni potencjał jonizacji ośrodka, δ — poprawka uwzględniająca efekty gęstości ośrodka.

Prezentowana postać równania jest tak zwanym przybliżeniem niskich energii [45], które ma zastosowanie gdy $2\gamma m_e/m \ll 1$, gdzie m to masa zatrzymywanej cząstki. Warunek ten jest dobrze spełniony w prezentowanych zastosowaniach.

Średni potencjał jonizacji ośrodka oraz poprawkę na gęstość można znaleźć w odpowiednich tablicach lub skorzystać z formuły globalnej. Na potrzeby tej pracy zostały zastosowane parametry podane w publikacjach [46, 47]. Potencjał jonizacji dla helu i argonu wynosi odpowiednio I_{He} = 42.0 eV oraz I_{Ar} = 209.6 eV, natomiast poprawka ze względu na gęstość ośrodka δ jest równa 0 dla rozpatrywanych energii.

Wprowadźmy bezwymiarowy parametr η opisujący energię cząstki:

$$\eta = \frac{2E}{mc^2}, \tag{3.2}$$

a także stałą κ grupującą wszystkie stałe wielkości w równaniu 3.1:

$$\kappa = 8\pi r_e^2 N_A m_e/m, \tag{3.3}$$

oraz bezwymiarowy parametr α opisujący potencjał jonizacji ośrodka:

$$\alpha = \frac{2m_e c^2}{I}. \tag{3.4}$$

Równanie 3.1 można teraz przepisać w uproszczonej formie:

$$-\frac{d\eta}{dx} = \kappa\rho z^2 \frac{Z}{A}\left(1+\frac{1}{\eta}\right)\left\{\ln\alpha\eta - \frac{\eta}{1+\eta} - \frac{\delta}{2}\right\}. \tag{3.5}$$

Otrzymaliśmy równanie różniczkowe bezwymiarowej zmiennej η:

$$-\frac{d\eta}{dx} = f(\eta), \tag{3.6}$$

które można rozwiązać numerycznie, stosując na przykład zmodyfikowany schemat Eulera [48]. Warunek brzegowy wynika z początkowej energii cząstki E_0, kolejne punkty rozwiązania są wyznaczane rekurencyjnie z krokiem o długości h. Energia cząstki w kroku $(n+1)$, odpowiadającym przebyciu odległości $x_{n+1} = (n+1)\cdot h$ wyznaczana jest w następujący sposób:

$$\begin{aligned} \eta_{n+1} &= \eta_n + h\cdot f\left(\eta_n + \frac{h}{2}f(\eta_n)\right), \\ E_{n+1} &= \eta_{n+1}\frac{mc^2}{2}. \end{aligned} \tag{3.7}$$

W prezentowanych dalej obliczeniach, stosowany był krok h = 0.001 cm, co oznacza, iż dla śladu o długości 2 cm wyznaczano 2000 punktów. Typowo sygnał z fotopowielacza był próbkowany z częstością 50 MHz, a zatem dla śladu o długości składowej Z równej 2 cm otrzymywano 200 punktów. Podobnie, ślad o długości 2 cm w rzucie na płaszczyznę XY, odpowiada około 100 pikselom na zdjęciu. Obliczenia były ponad 10 razy dokładniejsze niż limit wynikający z gęstości komórek matrycy detektora oraz częstości próbkowania sygnału z fotopowielacza.

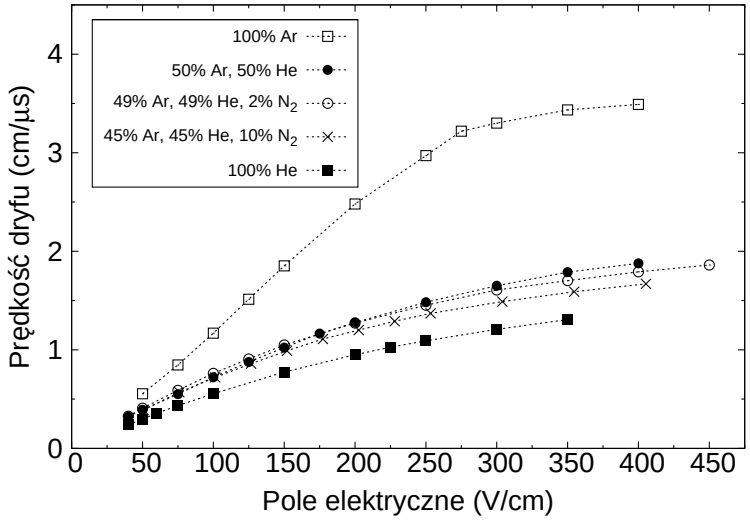
Ponieważ w detektorach używane były mieszanki dwóch lub większej ilości gazów, równanie było rozwiązywane dla każdego ze składników gazu, a następnie brana była średnia ważona (gdzie wagą była procentowa zawartość danego gazu w mieszance). Procedura takiego wyznaczania strat energii cząstki w mieszankach gazowych została opisana w publikacji [45].

3.8.2 Prędkość dryfu elektronów

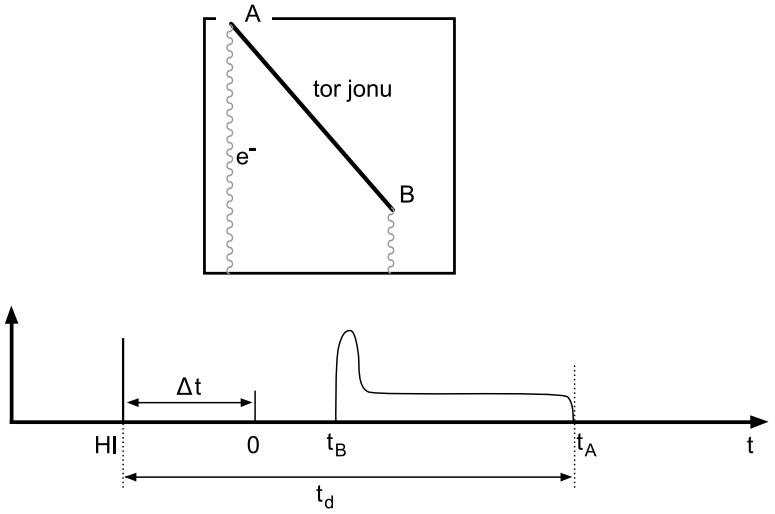
Parametrem niezbędnym do rekonstrukcji zdarzeń rejestrowanych w detektorze OTPC jest prędkość dryfu elektronów w gazie wypełniającym komorę. Zależność tej wielkość od rodzaju i ciśnienia gazu, w którym poruszają się elektrony oraz od wartości pola elektrycznego badano przy użyciu specjalnie przystosowanej do tego celu komorze dryfowej [26]. W urządzeniu tym prędkość dryfu jest wyznaczana poprzez pomiar czasu dryfu pomiędzy dwoma punktami znajdującymi się w znanej odległości w jednorodnym polu elektrycznym o ustalonej wartości. Rysunek 3.26 przedstawia wyniki pomiarów prędkości dryfu elektronów w różnych mieszankach gazowych w funkcji wartości pola dryfu. Wynika z nich, że prędkość dryfu rośnie ze wzrostem natężenia pola elektrycznego i maleje ze wzrostem zawartości helu w gazie wypełniającym komorę. Obecność niewielkiej domieszki N_2 nie wpływa znacząco na ruch elektronów.

Prędkość dryfu elektronów w polu o wartości 200 V/cm, w gazie 49% He, 49% Ar, 1% N_2, 1% CH_4, stosowanym w pomiarach na separatorze Acculinna została określona jako v_d = 1.1$\pm$0.1 cm/μs. Wielkość ta była stosowana przy rekonstrukcji zdarzeń zarejestrowanych w eksperymencie testowym.

Podczas eksperymentu w MSU, w którym badano rozpad dwuprotonowy ^{45}Fe, wykorzystano możliwość bezpośredniego pomiaru prędkości dryfu elektronów w komorze OTPC. Ideę zastosowanej metody ilustruje rysunek 3.27. Jony transportowane przez separator A1900 były wstrzeliwane do objętości czynnej detektora OTPC przez cienkie okno w katodzie. Elektrony powstałe w wyniku jonizacji gazu wzdłuż toru jonu dryfują w kierunku sekcji wzmacniających detektora. Jako ostatnie zostają wzmocnione elektrony, które powstały najbliżej katody i musiały przebyć całą długość komory. Moment pojawienia się jonu był rejestrowany przez detektory identyfikacjne separatora fragmentów, które, z opóźnieniem elektronicznym Δt = 10.96$\pm$0.12 μs, wyzwalały układ rejestrujący przebieg czasowy sygnału z fotopowielacza. Znając długość komory, opóźnienie Δt oraz odczytując czas t_A, po którym cały ładunek jonizacyjny dotarł do sekcji wzmacniającej komory OTPC, można było wyznaczyć czas dryfu t_d oraz prędkość dryfu elektronów v_d. W po-



Rysunek 3.26: Zależność prędkości dryfu elektronów od wartości pola dryfu zmierzona dla różnych mieszanek gazowych. Pomiary przeprowadzono dla gazów pod ciśnieniem atmosferycznym.



Rysunek 3.27: Metoda wyznaczania prędkości dryfu elektronów w komorze OTPC. Punkt 0 na osi czasu jest określony przez impuls wyzwalający działanie układu rejestracji sygnału z fotopowielacza. W stosunku do rzeczywistego momentu pojawienia się jonu w komorze OTPC impuls ten jest przesunięty o znany czas Δt. Jako ostatnie zostają wzmocnione elektrony z punktu A, które muszą przebyć całą długość komory. Znając długość komory oraz mierząc czas t_A i opóźnienie Δt można wyznaczyć czas t_d oraz prędkość dryfu v_d.

miarach prowadzonych na wiązce separatora A1900 prędkość dryfu elektronów w polu elektrycznym o natężeniu 200 V/cm, w komorze OTPC wypełnioeją mieszanką 66% He, 32% Ar, 1% N_2, 1% CH_4, wyznaczono jako 0.97$\pm$0.08 cm/μs.

3.8.3 Rekonstrukcja rozpadów z emisją protonów opóźnionych

Dane zebrane w eksperymencie przeprowadzonym na separatorze Acculinna (rozdział 3.7.1), a w szczególności zarejestrowane przypadki emisji protonów po rozpadzie β jąder ^{13}O (rozdział 3.7.2), posłużyły do opracowania i sprawdzenia procedury rekonstrukcji zdarzeń rejestrowanych w detektorze OTPC.

Widmo protonów opóźnionych emitowanych w rozpadzie ^{13}O jest zdominowane przez linię o energii 1.44 MeV [41]. Ponieważ wiązka jonów implantowanych nie była spolaryzowana, żaden kierunek emisji protonów nie został wyróżniony. Poprawnie działająca procedura rekonstrukcji powinna odtworzyć widmo energii (zasięgów) oraz izotropowy rozkład kątowy protonów emitowanych w rozpadzie ^{13}O.

Szary histogram na rysunku 3.28 pokazuje przykład sygnału zarejestrowanego przez fotopowielacz dla rozpadu β ^{13}O z emisją protonu opóźnionego. Przebieg czasowy tego sygnału przeliczono poprzez znaną prędkość dryfu elektronów na rozkład w funkcji współrzędnej z. Po transformacji przedstawia on rzut na oś Z rozkładu gęstości jonizacji gazu wzdłuż toru protonu o poszukiwanej energii początkowej E_0 i kącie emisji θ. Wielkości te zostały wyznaczone na drodze porównania zmierzonego rozkładu z teoretycznie przewidywanym kształtem krzywej Bragga. Do poprawnego opisu obserwowanego kształtu sygnału konieczne było uwzględnienie efektów, które nie są opisywane przez równanie Bethego-Blocha:

i) Procesowi dryfu i wzmacniania elektronów w gazie towarzyszy zjawisko dyfuzji, prowadzące zarówno do rozmycia śladów cząstek rejestrowanych przez kamerę jak i rozmycia sygnału rejestrowanego przez fotopowielacz. Efekt ten został uwzględniony poprzez splecenie teoretycznej krzywej Bragga ze znormalizowaną funkcją Lorentza:

$$L(z) = \frac{A}{(z_i - z)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}. \tag{3.8}$$

Parametr Γ, który opisuje wielkość dyfuzji, został wyznaczony poprzez pomiary szerokości sygnału dla cząstek α emitowanych ze źródła kalibracyjnego, równolegle do powierzchni elektrod.

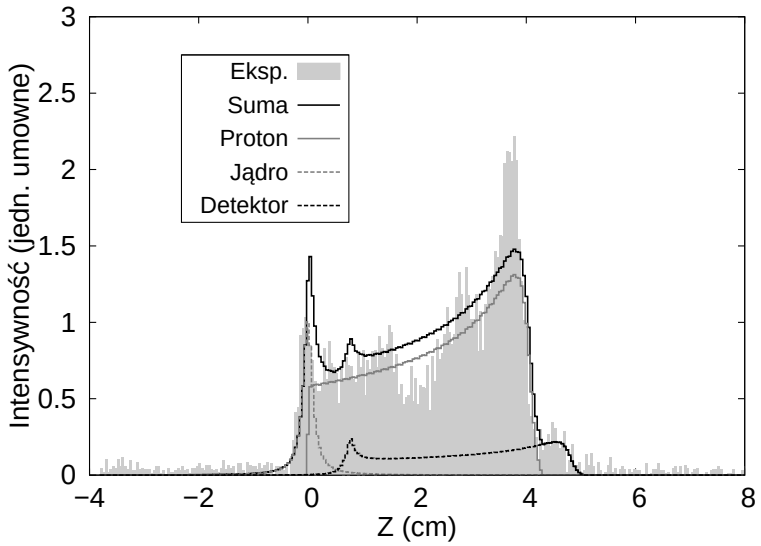
ii) Wkład do obserwowanego rozkładu amplitud sygnałów rejestrowanych przez fotopowielacz i kamerę daje także jonizacja wywołana przez jądro odrzutu. Ta składowa sygnału była obliczana analogicznie jak w przypadku protonów.

iii) Dwustopniowy proces wzmacniania ładunku w komorze OTPC powoduje, że fotony ultrafioletowe z drugiego etapu wzmocnienia wywołują wtórną jo-

nizację w pierwszej sekcji wzmacniającej. Powstające w ten sposób elektrony są powtórnie wzmacniane, co prowadzi do pojawienia się sygnału o niewielkiej amplitudzie, który ma taki sam kształt jak sygnał pierwotny, ale jest przesunięty o czas potrzebny na przemieszczenie ładunku pomiędzy sekcjami wzmacniającymi. Opóźnienie sygnału wtórnego oraz stosunek amplitudy sygnału wtórnego do sygnału początkowego (typowo 0.1) były wyznaczane w pomiarach przeprowadzanych przy użyciu źródła cząstek α.

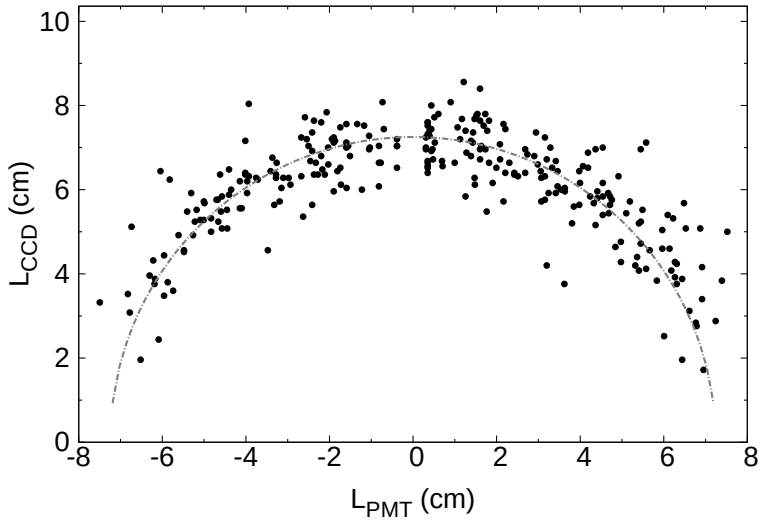
Porównania profilu zarejestrowanego i rekonstruowanego sygnału dokonywano poprzez wyznaczanie wartości funkcji χ^2.

Rysunek 3.28 przedstawia przykład analizy profilu zarejestrowanego światła dla zdarzenia prezentowanego na rysunku 3.18. Czarna linia ciągła oznacza wynik najlepszego dopasowania. Zobrazowano również poszczególne składowe zrekonstruowanego sygnału: sygnał protonu (szara linia ciągła), sygnał pochodzący od jądra odrzutu (szara linia przerywana) oraz sygnał wtórny detektora (czarna linia przerywana). Najlepszą zgodność uzyskano, przyjmując, że proton o energii początkowej E_0 = 1.45 MeV został wyemitowany pod kątem θ = 56°. W analogiczny sposób analizowano rejestrowany w kamerze CCD rzut krzywej Bragga na płaszczyznę XY.

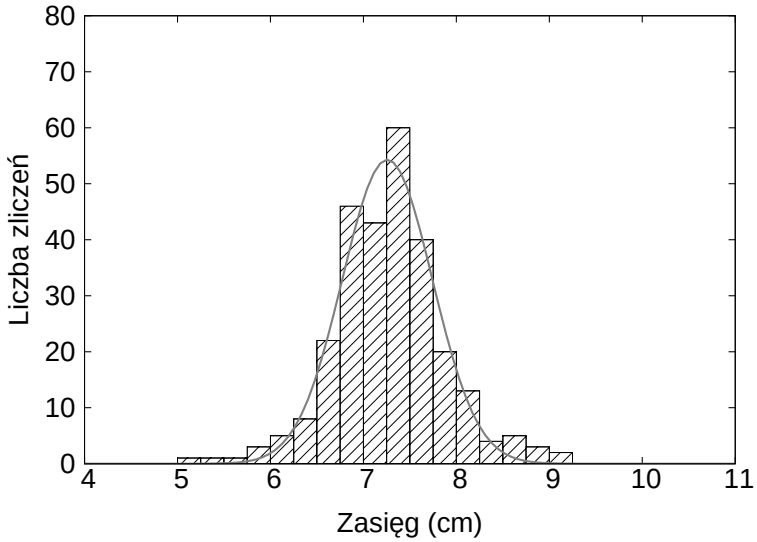


Rysunek 3.28: Przykład rekonstrukcji sygnału zarejestrowanego przez fotopowielacz po rozpadzie β ^{13}O z emisją protonu.

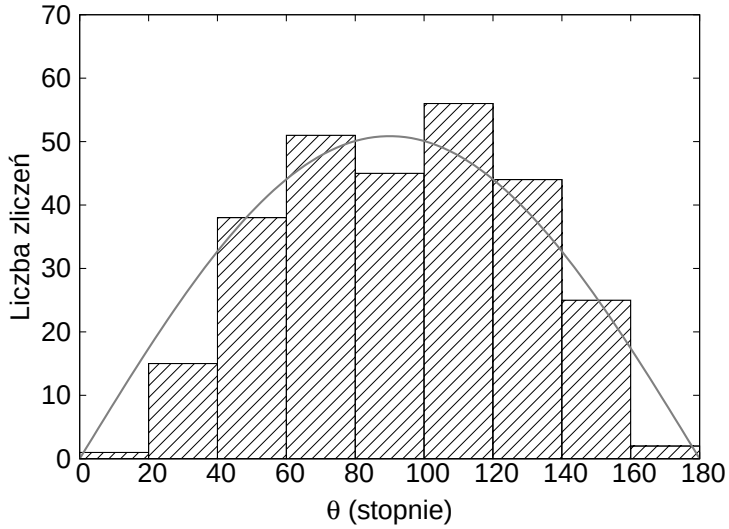
Rysunek 3.29 przedstawia wyniki rekonstrukcji 277 zarejestrowanych przypadków emisji protonów opóźnionych w rozpadzie ^{13}O. Dla każdego zdarzenia wyznaczona została długość śladu na zdjęciu z kamery CCD (L_{CCD}) oraz długość śladu otrzymana z analizy sygnału z fotopowielacza (L_{PMT}). Zgodnie z przyjętą orientacją układu współrzędnych (rysunek 3.23), dodatnia wartość L_{PMT} odpo-



Rysunek 3.29: Wyniki rekonstrukcji torów protonów emitowanych po rozpadzie β ^{13}O. Na osi pionowej zaznaczono długość śladu na zdjęciu z kamery CCD, na osi poziomej długość wyznaczoną w oparciu o analizę sygnału z fotopowielacza. Punkty układają się wzdłuż okręgu, którego promień równy 7.26 cm odpowiada średniemu zasięgowi protonów o energii 1.44 MeV w mieszance gazów zawierającej 49%Ar, 49%He, 1%N_2 i 1%CH_4 pod ciśnieniem 1 atm.



Rysunek 3.30: Rozkład zasięgu protonów o energii 1.44 MeV w gazie (49% He, 49% Ar, 1% N_2, 1% CH_4) od ciśnieniem 1 atm. Linią ciągłą narysowano dopasowaną krzywą Gaussa.



Rysunek 3.31: Rozkład kąta emisji protonów względem osi Z. Krzywa ciągła opisuje rozkład izotropowy.

wiada kątom θ mniejszym niż 90°. Punkty doświadczalne na rysunku 3.29 układają się wzdłuż półokręgu, którego promień równy 7.26 cm odpowiada średniemu zasięgowi protonów o energii 1.44 MeV w gazie wypełniającym komorę OTPC. Rozrzut punktów doświadczalnych jest spowodowany skończoną kątową i energetyczną zdolnością rozdzielczą detektora oraz rozrzutem zasięgu protonów związanym ze statystycznym charakterem procesu spowalniania cząstek naładowanych w gazie.

Średni zasięg protonów wyznaczono analizując przedstawiony na rysunku 3.30 rozkład zrekonstruowanych długości torów protonów, do którego dopasowano krzywą Gaussa. Najlepsze dopasowanie uzyskano dla wartości średniej zasięgu i jego dyspersji równych odpowiednio 7.26 i 0.68 cm. Wyznaczony zasięg jest zgodny z wynikiem obliczeń wykonanych przy pomocy programu SRIM [34], w których dla protonu o energii 1.44 MeV poruszającego się w gazie zawierającym 49%Ar, 49%He, 1%N_2 i 1%CH_4 otrzymano wartość 7.31$\pm$0.23 cm. Podana niepewność, stanowiąca 3% zasięgu, uwzględnia jedynie statystyczny rozrzut długości torów protonów. Wielkość ta jest trzykrotnie mniejsza od dyspersji rozkładu zasięgów wyznaczonych przy pomocy komory OTPC. Oznacza to, że rozmycie rozkładu zasięgów zmierzonych w komorze OTPC jest związane głównie z procesem detekcji, który determinuje energetyczną zdolność rozdzielczą komory OTPC. Dla protonów o energii 1.44 MeV wynosi ona 8.5%.

Rysunek 3.31 prezentuje wyniki rekonstrukcji kąta emisji protonów zarejestrowanych w detektorze OTPC podczas pomiaru rozpadu ^{13}O. Krzywa ciągła opisuje emisję izotropową. W tym przypadku prawdopodobieństwo emisji cząstki pod kątem θ w stosunku do osi z jest proporcjonalne do $\sin\theta$. Porównanie wyniku pomia-

rów i zależności opisującej emisję izotropową daje wartość χ^2 równą 19.5 przy 7 stopniach swobody. Test Pearsona [49], przy założonym prawdopodobieństwie popełnienia błędu pierwszego rodzaju równym 0.005, nie daje podstaw do odrzucenia hipotezy o zgodności obserwowanego rozkładu kąta θ z rozkładem izotropowym.

Przeprowadzona rekonstrukcja rozpadów ^{13}O z emisją protonów zarejestrowanych w detektorze OTPC potwierdziła znane własności tego rozpadu — odtworzone zostało widmo energii protonów i stwierdzono izotropowość rozkładu kątowego emitowanych cząstek. Uzyskane wyniki dowiodły poprawności stosowanej procedury rekonstrukcji torów cząstek (protonów) rejestrowanych w komorze OTPC. Opracowane algorytmy zostały wykorzystane do analizy rozpadów dwuprotonowych.

3.8.4 Rekonstrukcja rozpadu dwuprotonowego

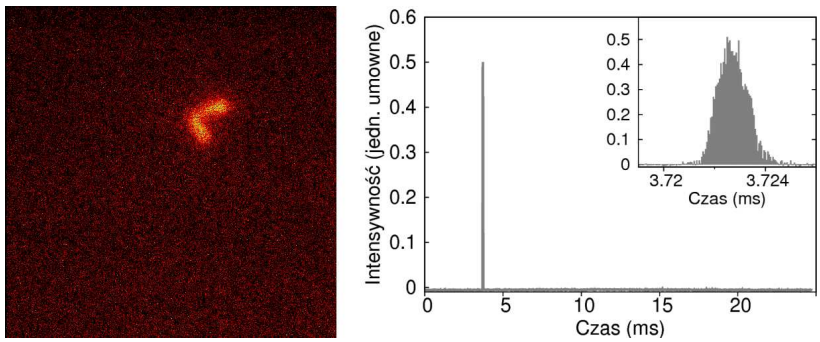
Rekonstrukcja rozpadu dwuprotonowego przedstawia dodatkowe trudności w stosunku do rekonstrukcji przypadków, kiedy emitowana jest pojedyncza cząstka. Przede wszystkim przy jednoczesnej emisji dwóch protonów, w sygnale z fotopowielacza zawsze będzie rejestrowana suma nałożonych na siebie sygnałów pochodzących od dwóch protonów. Sygnały te mogą się na siebie nakładać albo całkowicie, jeżeli obydwa kąty emisji względem osi z będą jednocześnie mniejsze (lub większe) od 90°, albo częściowo (na skutek dyfuzji), jeśli jeden z kątów emisji względem osi z będzie mniejszy, a drugi większy od 90°.

Spójność procedury rekonstrukcji kinematyki rozpadu dwuprotonowego wymaga uwzględnienia energii unoszonej przez jądro odrzutu. W rozpadzie dwuprotonowym sygnał wytwarzany przez jądro odrzutu jest jednak zbyt słaby, aby mógł być obserwowany bezpośrednio. Ponadto w rozpadzie trójciałowym energia jądra odrzutu zależy od kąta między emitowanymi protonami oraz ich energii. Ponieważ są to wielkości poszukiwane w procedurze rekonstrukcji, energia odrzutu jądra musiała być znajdywana rekurencyjnie.

Informacje dotyczące fizyki procesu rozpadu z emisją dwóch protonów oraz wyniki rekonstrukcji zaobserwowanych zdarzeń zostaną omówione w rozdziale 4. Poniżej opisano samą procedurę rekonstrukcji kinematyki rozpadów dwuprotonowych ^{45}Fe. W celu ilustracji stosowanego algorytmu zostanie przedstawiona analiza wybranego przypadku rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe. Zdjęcie z kamery CCD oraz sygnał z fotopowielacza dla tego zdarzenia prezentuje rysunek 3.32.

Algorytm rekonstrukcji rozpadu dwuprotonowego obejmował następujące kroki:

i) Na podstawie zdjęcia z kamery CCD ustalany był kąt emisji między protonami na zdjęciu oraz długości śladów. W tym celu dla każdego ze śladów, przez punkty o maksymalnej amplitudzie prowadzona była prosta. Kąt pomiędzy prostymi wyznaczał kąt pomiędzy kierunkami emisji protonów zmierzony w rzucie na płaszczyznę XY. Na podstawie analizy profilu natężenia światła wzdłuż prostej otrzymywano długość śladu na zdjęciu. Dla przypadku prezentowanego na rysunku 3.32 uzyskano kąt $\Delta\varphi = 82\pm5°$ oraz długości śladów równe 16 ± 2 mm i 22 ± 2 mm.



Rysunek 3.32: Rozpad dwuprotonowy ^{45}Fe zarejestrowany w detektorze OTPC. Na zdjęciu z kamery CCD widoczne są tory dwóch protonów. Na wykresie obok przedstawiony został fragment sygnału z fotopowielacza odpowiadający rejestracji protonów. System zbierania danych pracował w trybie sterowania wyzwalaniem migawki i ślad jonu nie został zarejestrowany.

ii) Poprzez zsumowanie wartości pikseli zawartych w obrębie danego śladu mierzona była ilość światła zarejestrowana w śladach protonów.

iii) Całkowita energia dostępna w rozpadzie Q_{2p} dzielona była między protony w stosunku odpowiadającym ilości zmierzonego światła. W ten sposób otrzymywano energie będące początkowymi punktami w dalszej analizie. W procedurze rekonstrukcji użyto wartości Q_{2p} = 1.151 MeV, wyznaczonej we wcześniejszych eksperymentach [22]. Dla analizowanego przypadku uzyskano wartości E_1 = 0.536 MeV oraz E_2 = 0.615 MeV.

iv) Następnym krokiem procedury było znalezienie energii i kątów emisji protonów, które w najlepszy sposób opisywały profil sygnału z fotopowielacza. Algorytm poszukiwania energii i kątów emisji protonów był skonstruowany następująco:

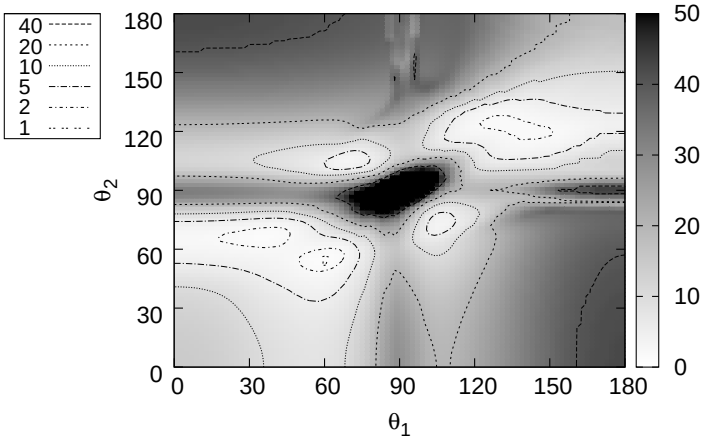
   (a) Energie protonów zmieniane były z krokiem 10 keV, w granicach $\pm$20% w stosunku do wartości początkowej, uzyskanej w poprzednim punkcie algorytmu. Żądano przy tym, aby suma energii protonów była równa całkowitej energii rozpadu Q_{2p}. Otrzymywano w ten sposób określone podziały energii pomiędzy protonami.

   (b) Dla danego podziału energii kąt θ dla każdego z protonów zmieniano co 1° w zakresie 0–180°. Na podstawie kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów oraz podziału energii wyliczano energię odrzutu jądra. Całkowita energia dostępna dla protonów pomniejszana była o tę wartość, po czym powtarzano procedurę wyliczenia energii odrzutu. Ograniczenie rekurencji do dwóch kroków umożliwiało wyznaczenie energii odrzutu jądra z dokładnością nie gorszą niż 10 keV.

(c) Dla uzyskanych w ten sposób energii i kątów emisji protonów uwzględniających odrzut jądra, wykorzystując równanie 3.5 oraz procedurę opisaną w rozdziale 3.8.3 obliczano profile natężenia światła dla każdego z protonów. Profile następnie były sumowane i porównywane z profilem eksperymentalnym poprzez wyznaczenie wartości funkcji χ^2.

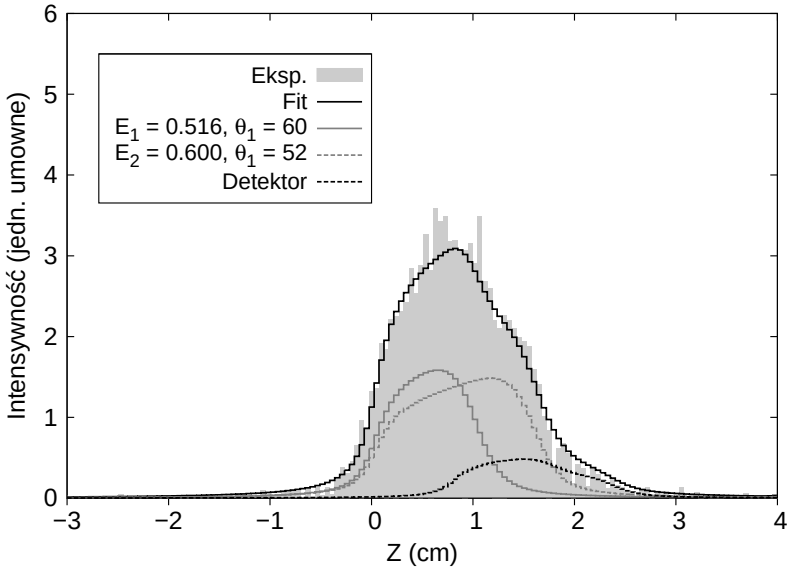
(d) Dla każdego podziału energii między protonami tworzono dwuwymiarową mapę χ^2 opisująca zależność tej funkcji od kąta emisji pierwszego (θ_1) i drugiego (θ_2) protonu. Przykład wybranego zestawu map χ^2 dla prezentowanego przypadku znajduje się na rysunku 3.36.

v) Jako rozwiązanie wybierano globalne minimum funkcji χ^2. Punktowi temu przypisywano wartość 1, wszystkie pozostałe punkty odpowiednio przeskalowywano, a następnie poszukiwano niepewności dopasowania poprzez odnalezienie punktów odpowiadających wartości funkcji χ^2 równej 2. Dla analizowanego przypadku minimum globalne χ^2 zostało znalezione dla θ_1 = 60$\pm$8°, θ_2 = 52$\pm$7° (rysunek 3.33) oraz energii protonów E_1 = 0.516$\pm$0.04 MeV, E_2 = 0.600$\pm$0.04 MeV, po uwzględnieniu energii jądra odrzutu. Przykład wyniku procedury dopasowania znajduje się na rysunku 3.34.



Rysunek 3.33: Mapa χ^2 dla energii E_1 = 0.516 MeV, E_2 = 0.635 MeV zawierająca minimum globalne w punkcie θ_1 = 60°, θ_2 = 52°.

vi) Ze względu na skończony rozmiar kroku procedury minimalizacyjnej mogło się zdarzyć, że jako wynik końcowy zostanie zaakceptowane minimum lokalne nie będące minimum globalnym. Z tego względu każdy przypadek z osobna był dodatkowo analizowany pod kątem odnalezienia minimum globalnego. W tym celu porównywano wynik rekonstrukcji sygnału fotopowiela-



Rysunek 3.34: Przykład dopasowania profilu światła dla emisji dwóch protonów (czarna linia ciągła) do profilu zmierzonego eksperymentalnie (szare słupki). Wynik obliczeń składa się z sumy sygnałów dwóch protonów (linia szara ciągła oraz przerywana) i odpowiedzi detektora (linia czarna przerywana).

cza oraz zdjęcie z kamery CCD, obliczano odpowiednie rzuty toru i wynik porównywano z rezultatem z podpunktu *i)* algorytmu. W przypadku stwierdzenia niekonsystentnego rozwiązania, wybierano minimum maksymalnie zgodne z obrazem z kamery CCD.

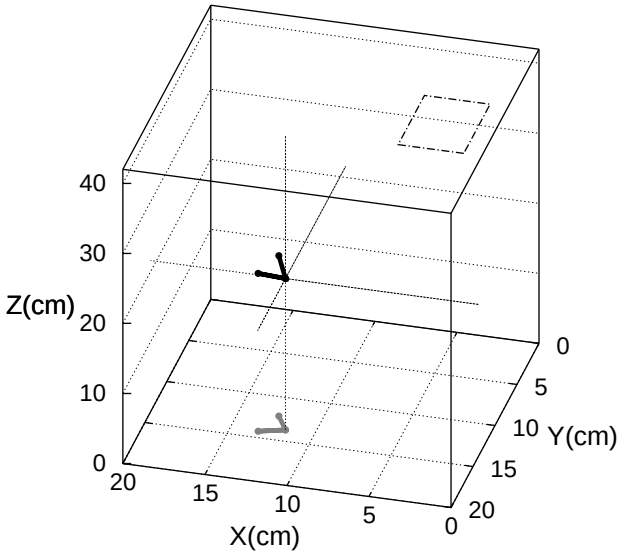
Ponieważ protony w rozpadzie dwuprotonowym dzielą się dostępną energią w przybliżeniu po połowie, funkcja χ^2 jest symetryczna (dla przypadku dokładnie równego podziału) lub bliska symetrii ze względu na zamianę indeksu protonów. Im większa różnica energii między protonami, tym mniejsza symetria. Minima lokalne odpowiadające zamianie indeksów są zazwyczaj porównywalnej głębokości i najczęściej, w przypadku braku zgodności rozwiązania, minimum globalne znajdowało się w symetrycznym punkcie.

Dla analizowanego przypadku różnica pomiędzy długością śladu zmierzoną na zdjęciu i długością śladu wynikającą z rzutowania rozwiązania nie przekraczała 2 mm i znalezione minimum zostało uznane za globalne.

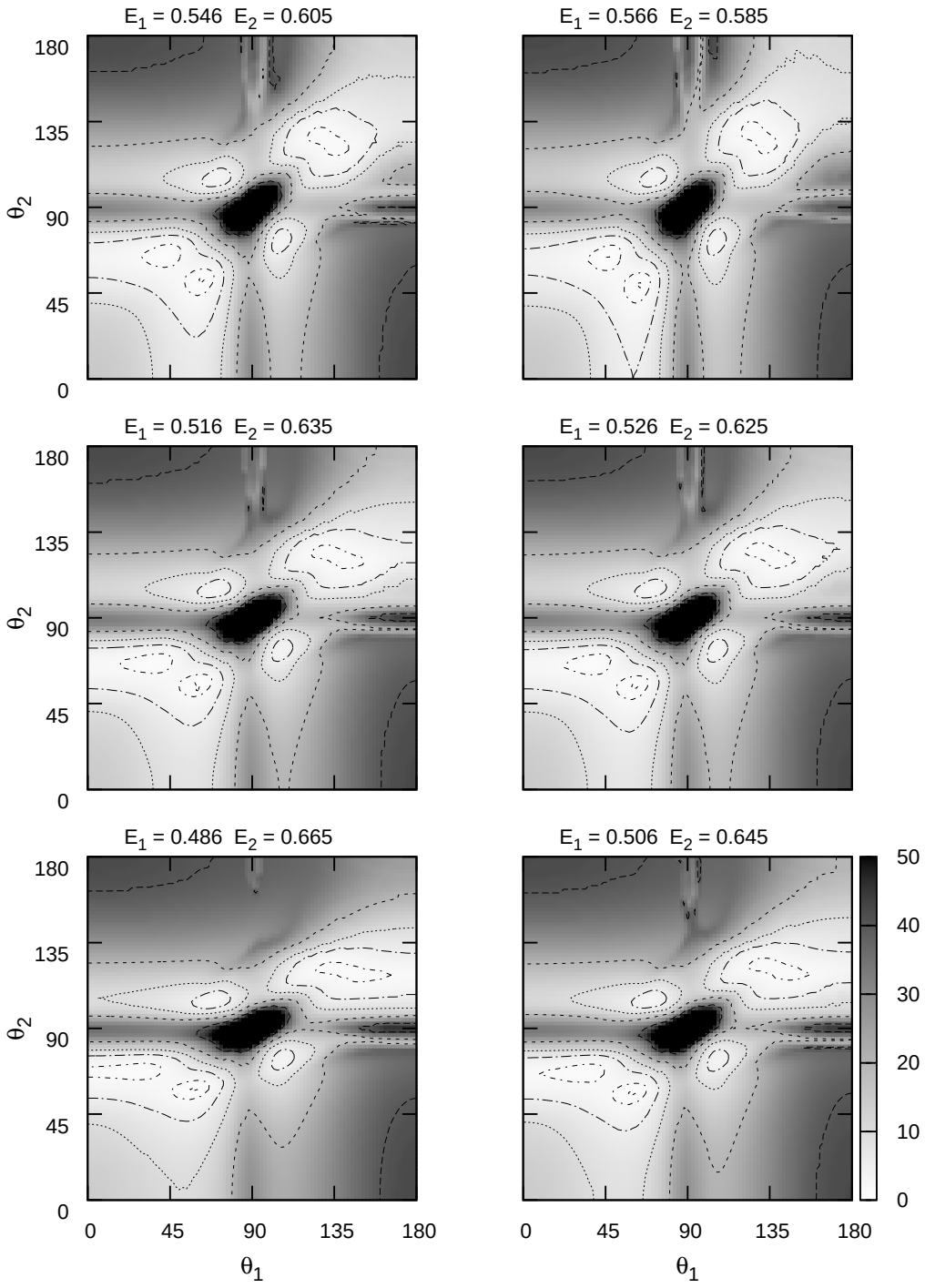
vii) Znając trzy kąty (kąt $\Delta\varphi$ na płaszczyźnie XY i kąty θ_1 i θ_2 mierzone względem do osi z) oraz dwie energie protonów (E_1, E_2), możliwa jest pełna kinematyczna rekonstrukcja zdarzenia. W szczególności możliwe jest wyznaczenie kąta między torami emitowanych protonów θ_{pp}:

$$\cos\theta_{pp} = \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\Delta\varphi + \cos\theta_1 \cos\theta_2. \tag{3.9}$$

Dla analizowanego przypadku wielkość ta wynosi $\theta_{pp} = 66 \pm 6^{\circ}$. Niepewność wyniku została obliczona w oparciu o prawo propagacji małych błędów.



Rysunek 3.35: Trójwymiarowa rekonstrukcja rozpadu dwuprotonowego prezentowanego na rysunku 3.32. Rozpad został umiejscowiony w objętości komory. Zaznaczono okno wejściowe detektora (przerywana linia) oraz rejestrowany przez kamerę rzut torów na płaszczyznę XY.



Rysunek 3.36: Wybrane mapy χ^2 odpowiadające różnym podziałom energii między protony.

Rozdział 4

Wyniki badania rozpadów jąder ^{45}Fe

4.1 Identyfikacja kanałów rozpadu

Rysunek 4.1 przedstawia schemat rozpadu ^{45}Fe przewidywany na podstawie danych o masach jąder zaczerpniętych z pracy [4]. Konkurencją dla rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe jest rozpad β^+ tego izotopu, któremu towarzyszy emisja jednej lub wielu cząstek opóźnionych. Sprzyja temu wysoka energia przemiany β, niskie wartości energii separacji protonów w silnie neutronowo-deficytowych jądrach sąsiadujących z ^{45}Fe oraz specyficzny przebieg rozpadów β jąder w rozważanym obszarze mas. Dominującym typem przejścia β w okolicach ^{45}Fe jest przejście Fermiego łączące stan podstawowy rozpadającego się jądra z izobarycznym stanem analogowym (IAS) o energii wzbudzenia przewyższającej próg energetyczny na emisję nawet kilku protonów lub cząstki α. Według zawartych w pracy [15] zasilanie stanu IAS w rozpadzie ^{45}Fe wynosi około 40%. Zaznaczone na rysunku 4.1 położenia stanów analogowych wyznaczono obliczając przesunięcie kulombowskie ΔE_C dla odpowiednich par stanów z multipletu izospinowego:

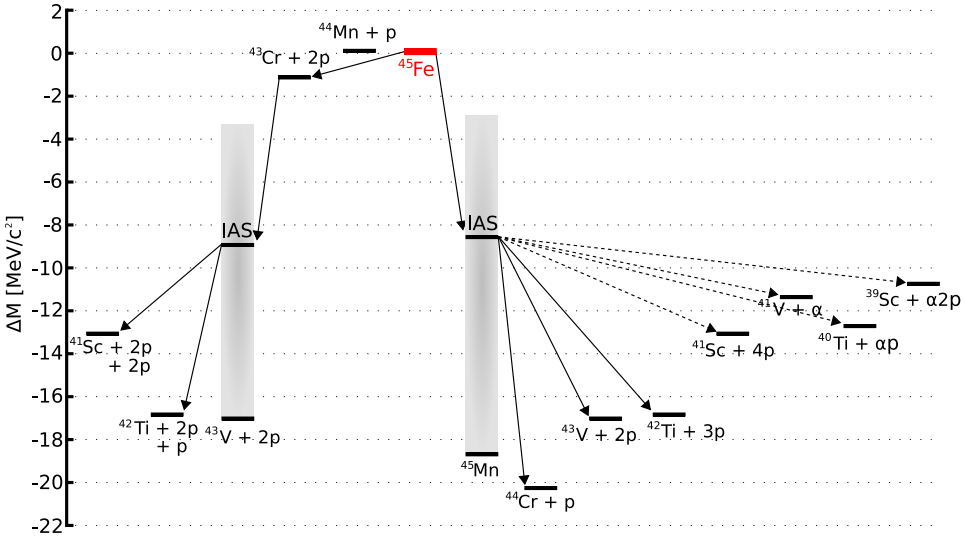
$$\Delta E_{\mathrm{IAS}} = \Delta E_C - (m_n c^2 - M_H c^2), \tag{4.1}$$

gdzie m_n to masa neutronu, a M_H masa atomu wodoru. Dane dotyczące przesunięć kulombowskich zaczerpnięto z tablic [50].

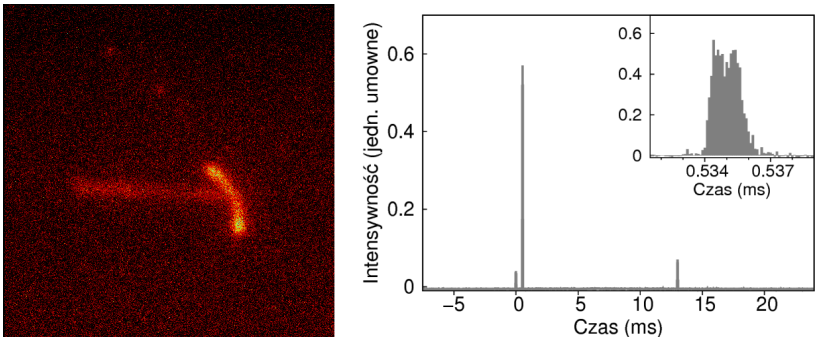
Detektor OTPC umożliwiał obserwację rozpadów dwuprotonowych ^{45}Fe oraz identyfikację rozpadów β^+ z emisją cząstek (protonów) opóźnionych.

Rozpad dwuprotonowy ^{45}Fe

W eksperymencie przeprowadzonym w MSU zarejestrowano 87 przypadków rozpoznanych jako rozpad dwuprotonowy jonów ^{45}Fe zatrzymanych w detektorze OTPC. Identyfikacji dokonano na podstawie obserwacji śladów dwóch równocześnie wyemitowanych protonów o energii około 0.5 MeV każdy. W przypadkach,



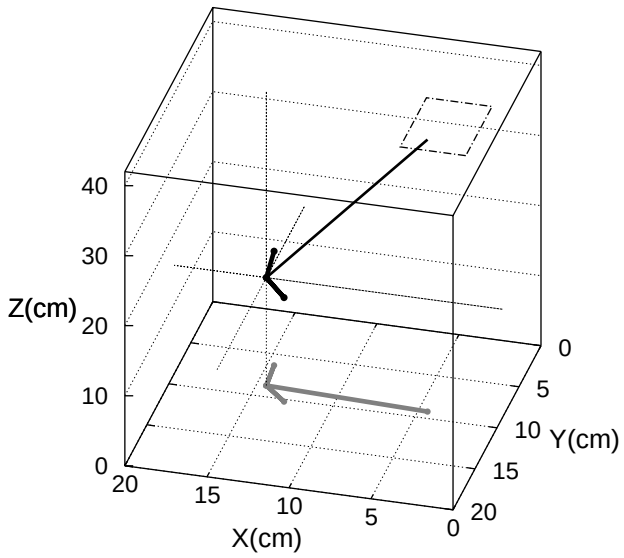
Rysunek 4.1: Schemat rozpadu jądra ^{45}Fe. Dane dotyczące mas jąder pochodzą z pracy [4], położenie stanów analogowych (IAS) wyznaczono w oparciu o wartości przesunięć kulombowskich obliczone w publikacji [50].



Rysunek 4.2: Przykład obserwacji rozpadu dwuprotonowego jądra ^{45}Fe zarejestrowanego wraz z torem jonu. Długi ślad z lewej strony to ślad jonu zatrzymanego w komorze. Dwa krótkie ślady to protony emitowane 535 μs po zatrzymaniu się jonu.

kiedy rejestrowano również ślad jonu, tory protonów miały swój początek w punkcie zatrzymania się jonu ^{45}Fe. Przykład takiego zdarzenia oraz jego przestrzenną rekonstrukcję przedstawiono na rysunkach 4.2 i 4.3. Z powodu możliwości utraty danych niezbędnych do rekonstrukcji w przypadku pokrycia się śladów protonów i śladu jonu, w większości serii pomiarowych rejestrowane były jedynie tory produktów rozpadu.

Produktem rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe jest jądro ^{43}Cr o czasie połowicz-



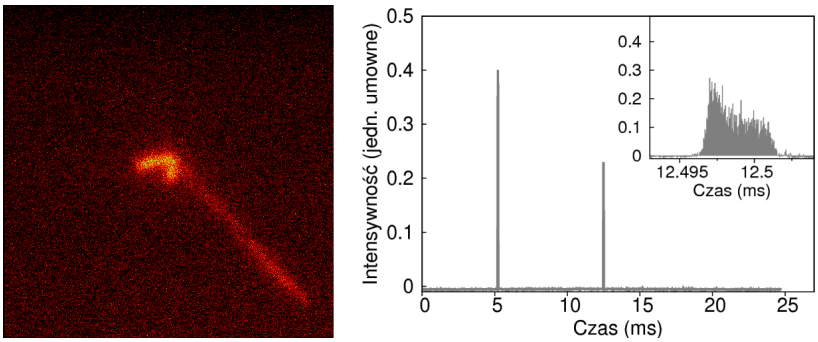
Rysunek 4.3: Trójwymiarowa rekonstrukcja przypadku prezentowanego na rysunku 4.2.

nego zaniku równym 21.1±0.1 ms [51]. Ponieważ okno pomiarowe detektora OTPC było otwierane na okres 30 ms, możliwa była także obserwacja rozpadu ^{43}Cr. Jak pokazano na rysunku 4.1, w rozpadzie β tego jądra zasilane są stany wzbudzone ^{43}V leżące powyżej progu na emisję jednego i dwóch protonów. Prawdopodobieństwo emisji protonu opóźnionego w rozpadzie ^{43}Cr wynosi 92.5±0.3% [51].

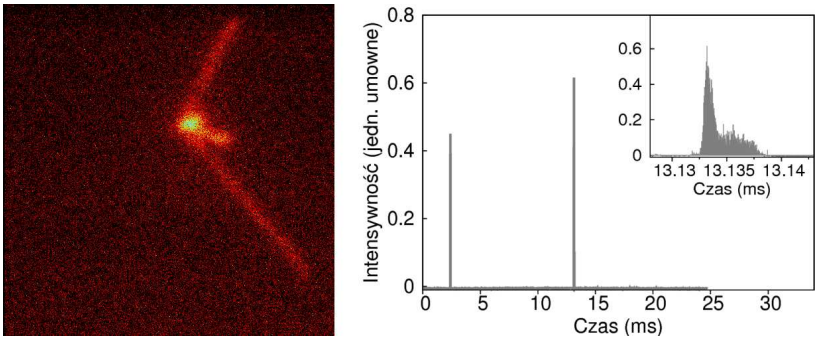
W eksperymencie zarejestrowano 17 zdarzeń, w których po rozpadzie dwuprotonowym ^{45}Fe stwierdzono emisję protonu opóźnionego po rozpadzie β^+ ^{43}Cr. Przykład takiego zdarzenia przedstawiono na rysunku 4.4. W dwóch przypadkach po rozpadzie β^+ ^{43}Cr zaobserwowano emisję dwóch protonów. Jedno z tych zdarzeń prezentuje rysunek 4.5.

Rozpad β ^{45}Fe

Podczas pomiarów zarejestrowano 38 przypadków rozpadu β^+ jąder ^{45}Fe, które zostały rozpoznane na podstawie rejestracji protonów opóźnionych o wysokiej energii. 24 spośród z nich zostało zidentyfikowanych jako przypadki rozpadu z emisją protonu opóźnionego (βp). Przykład takiego zdarzenia przedstawiono na rysunku 4.6. Na rysunku 4.7 prezentowany jest jeden z 10 przypadków rozpadu β^+ ^{45}Fe z emisją dwóch protonów opóźnionych (β2p). W 4 przypadkach zarejestrowano niezwykle egzotyczny, dotychczas nieobserwowany rozpad β^+, któremu to-



Rysunek 4.4: Przykład obserwacji rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe oraz następującego po nim rozpadu βp ^{43}Cr. Rozpad dwuprotonowy miał miejsce około 5 ms po zatrzymaniu się jonu, po czasie 12.5 ms od zatrzymania się jonu — rozpad β jądra ^{43}Cr z emisją protonu opóźnionego. Powiększony fragment sygnału z fotopowielacza prezentuje szczegóły sygnału zarejestrowanego podczas emisji protonu.

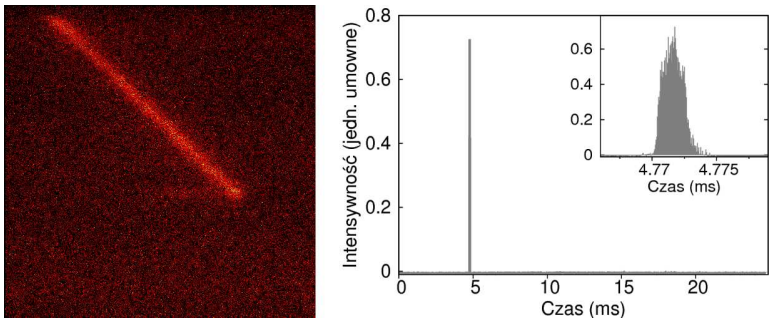


Rysunek 4.5: Przykład obserwacji rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe oraz następującego po nim rozpadu β2p ^{43}Cr. Rozpad dwuprotonowy miał miejsce około 2 ms po zatrzymaniu się jonu ^{45}Fe, po czasie 13.1 ms od zatrzymania się jonu — rozpad β jądra ^{43}Cr i emisja dwóch protonów opóźnionych. Powiększony fragment sygnału z fotopowielacza przedstawia szczegóły sygnału zarejestrowanego podczas emisji protonów po rozpadzie ^{43}Cr.

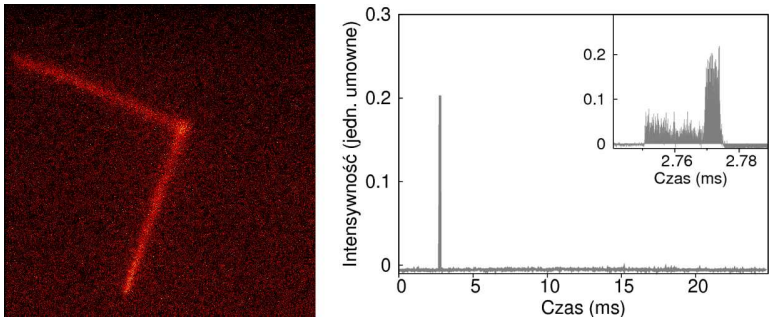
warzyszy emisja trzech protonów opóźnionych (β3p). Przykład takiego zdarzenia pokazano na rysunku 4.8. Na rysunku 4.9 zostały zebrane obrazy z kamery CCD dla wszystkich zidentyfikowanych rozpadów β3p ^{45}Fe.

Rejestracja emisji trzech protonów po rozpadzie β jest pierwszą eksperymentalną obserwacją tego typu procesu [52]. Doniesienia o obserwacji rozpadu β3p ^{31}Ar [53] zweryfikowano negatywnie w pracy [54]. Identyfikacja tego procesu za pomocą komory OTPC nie pozostawia wątpliwości.

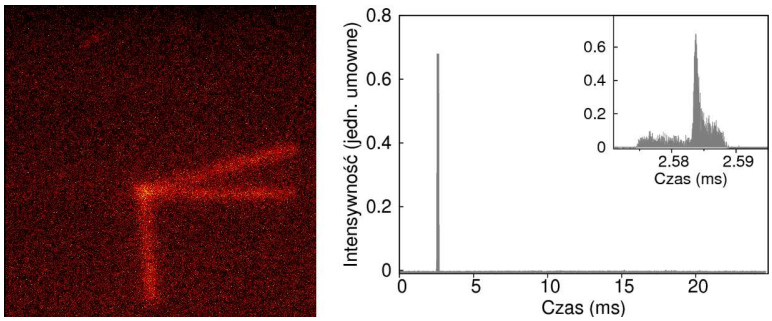
Na rysunku 4.1 liniami ciągłymi zaznaczono zaobserwowane sposoby roz-



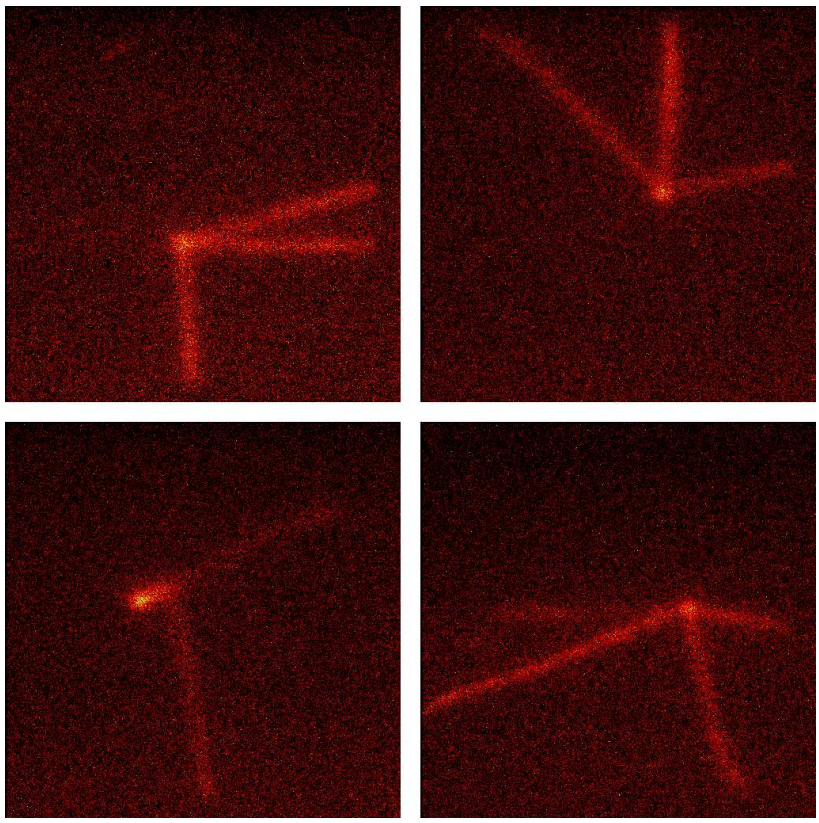
Rysunek 4.6: Przykład obserwacji rozpadu βp jądra ^{45}Fe. Rozpad nastąpił 4.77 ms po zatrzymaniu się jonu. Powiększony został fragment sygnału z fotopowielacza zarejestrowany podczas emisji protonu opóźnionego.



Rysunek 4.7: Przykład obserwacji rozpadu β2p jądra ^{45}Fe. Rozpad nastąpił 2.77 ms po zatrzymaniu się jonu. Powiększony został fragment sygnału z fotopowielacza zarejestrowany podczas emisji protonów. Widoczna jest struktura charakterystyczna dla emisji dwóch cząstek.



Rysunek 4.8: Przykład obserwacji rozpadu β3p jądra ^{45}Fe. Rozpad nastąpił 2.58 ms po zatrzymaniu się jonu. Powiększony został fragment sygnału z fotopowielacza zarejestrowany podczas emisji protonów. Widoczna struktura potwierdza jednoczesność emisji trzech cząstek.



Rysunek 4.9: Wszystkie zaobserwowane przypadki rozpadu β3p ^{45}Fe.

padu ^{45}Fe. W tabeli 4.1 zestawiono statystykę wszystkich zarejestrowanych rozpadów ^{45}Fe. Podane tam bezwzględne stosunki rozgałęzień obliczono zakładając, że każdy rozpad ^{45}Fe prowadzi do emisji protonów: dwóch w przypadku rozpadu 2p i przynajmniej jednego w przypadku rozpadu β^+. To ostatnie założenie znajduje uzasadnienie w tym, iż powstające w przemianie β ^{45}Fe jądro ^{45}Mn jest niezwiązane ze względu na emisję protonu (S_p = -1.1$\pm$0.1 MeV [15]). Określona doświadczalnie jako 70 ns [55] górna granica czasu życia ^{45}Mn wskazuje, że promieniotwórczość protonowa stanowi dominujący kanał rozpadu tego izotopu.

Ponieważ gęstość gazu w detektorze została zoptymalizowana pod kątem obserwacji śladów protonów emitowanych w rozpadzie 2p, w większości przypadków zasięg protonów emitowanych po rozpadzie β był na tyle duży, że opuszczały one aktywną część komory i nie była możliwa rekonstrukcja ich energii. Tylko w jednym przypadku rozpadu βp proton został zatrzymany w komorze i dokonano pomiaru jego energii, którą określono na 1.0$\pm$0.1 MeV. Wartość ta zgadza się z przewidywaną energią separacji protonu dla ^{45}Mn, ale wobec braku ścisłych dowodów nie może być jednoznacznie przypisana do rozpadu stanu podstawowego tego jądra.

Tablica 4.1: Podsumowanie wyników pomiarów rozpadu jąder ^{45}Fe.

Rodzaj rozpadu	Liczba zdarzeń	Rozgałęzienie
2p	87	0.70±0.04
2p	68	0.54±0.07
2p + βp	17	0.14±0.03
2p + $\beta 2p$	2	0.02±0.01
β	38	0.30±0.05
βp	24	0.19±0.04
$\beta 2p$	10	0.08±0.02
$\beta 3p$	4	0.03±0.02

4.2 Czas życia ^{45}Fe

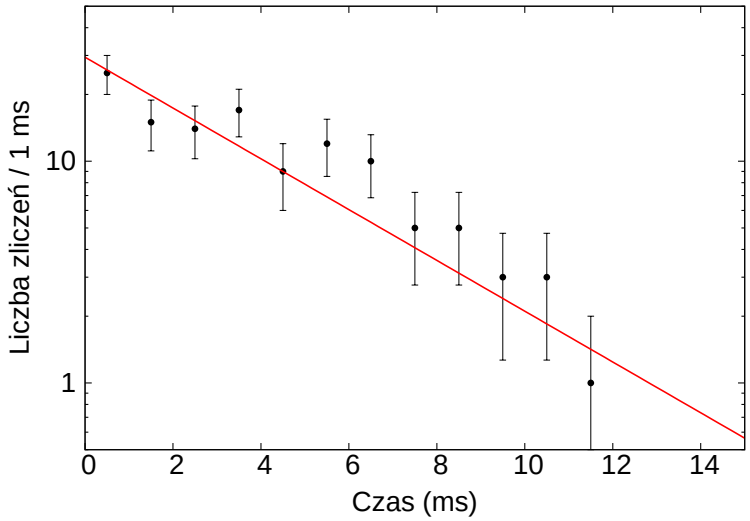
W czterech poprzednich eksperymentach [1, 21, 22, 23], w których badano rozpad ^{45}Fe zaobserwowano łącznie 43 rozpady tego izotopu. Średnia ważona obliczona na podstawie wartości czasów połowicznego zaniku ^{45}Fe wyznaczonych w tych pomiarach wynosi $1.75^{+0.49}_{-0.28}$ ms.

W opisywanym eksperymencie z użyciem komory OTPC zarejestrowano 125 rozpadów ^{45}Fe, a detektor umożliwiał pomiar różnicy czasu pomiędzy momentem implantacji zidentyfikowanego jonu a momentem obserwacji jego rozpadu.

W oparciu o te dane wyznaczono czas życia jąder ^{45}Fe. Analizę przeprowadzono wykorzystując metodę największej wiarygodności [49]. Uwzględniona została długość okna pomiarowego oraz minimalny czas, po jakim możliwa była obserwacja rozpadu. Estymator średniego czasu życia ^{45}Fe został obliczony na podstawie rekurencyjnego wzoru:

$$\hat{\tau} = \overline{t} - \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \frac{t_i^{min}\exp\left(-\frac{t_i^{min}}{\hat{\tau}}\right) - t_i^{max}\exp\left(-\frac{t_i^{max}}{\hat{\tau}}\right)}{\exp\left(-\frac{t_i^{min}}{\hat{\tau}}\right) - \exp\left(-\frac{t_i^{max}}{\hat{\tau}}\right)}, \qquad (4.2)$$

gdzie $\overline{t}$ to wartość średnia zmierzonych czasów rozpadu, t_i^{min} i t_i^{max} — granice czasowego okna pomiarowego. Jako t_i^{min} przyjęto wartość najmniejszego zmierzonego czasu rozpadu (równą 120 μs), natomiast za t_i^{max} długość trwania pomiaru (zależną od trybu rejestracji rozpadu, w większości przypadków 30 ms).



Rysunek 4.10: Pomiar czasu życia jądra ^{45}Fe. Na wykresie przedstawiono histogram rozkładu czasów rozpadu dla wszystkich zarejestrowanych przypadków. Linia pokazuje krzywą zaniku dopasowaną metodą największej wiarygodności. Wyznaczony czas połowicznego zaniku ^{45}Fe wynosi 2.55±0.24 ms

Czas połowicznego zaniku obliczono, wykorzystując zależność:

$$T_{1/2} = \tau \ln 2. \tag{4.3}$$

Czas połowicznego zaniku ^{45}Fe obliczony przy uwzględnieniu wszystkich 125 zarejestrowanych przypadków rozpadu tego izotopu wynosi $T_{1/2}$ = 2.55±0.24 ms (rysunek 4.10). W obliczeniach uwzględniających tylko przypadki obserwacji rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe uzyskano wartość $T_{1/2}(2p)$ = 2.49±0.28 ms. Analizując jedynie rozpady β ^{45}Fe otrzymano $T_{1/2}(\beta)$ = 2.71±0.43 ms. Wszystkie trzy wielkości są zgodne ze sobą i w granicach błędu zgodne z wynikami wcześniejszych pomiarów, co potwierdza poprawność identyfikacji różnych kanałów rozpadu ^{45}Fe. Jako rekomendowany czas połowicznego zaniku ^{45}Fe zaadoptowano wartość $T_{1/2}$ równą 2.55±0.24 ms.

Uwzględniając zmierzone stosunki rozgałęzień, wyznaczono parcjalne czasy życia dla rozpadu 2p i rozpadu β ^{45}Fe. Wynoszą one $T^{2p}_{1/2}$ = 3.64±0.40 ms oraz $T^{\beta}_{1/2}$ = 8.5±1.4 ms.

Wyznaczony eksperymentalnie parcjalny czas życia dla rozpadu β ^{45}Fe jest zgodny z wynikiem obliczeń przeprowadzonych w pracy [15], w której otrzymano wartość $T^{\beta}_{1/2}$ równą 7 ms. Porównanie zmierzonego parcjalnego czasu życia dla rozpadu 2p ^{45}Fe z przewidywaniami modeli teoretycznych przedstawiono w rozdziale 5.3.

4.3 Korelacje kątowe i energetyczne w rozpadzie 2p ^{45}Fe

Głównym celem eksperymentu w MSU był pomiar korelacji kątowych i energetycznych pomiędzy protonami emitowanymi w rozpadzie 2p ^{45}Fe. Aby uzyskać informacje o tych zależnościach, dla każdego zarejestrowanego przypadku rozpadu dwuprotonowego przeprowadzono procedurę kinematycznej rekonstrukcji opisaną w rozdziale 3.8.4. Wiarygodne rezultaty rekonstrukcji rozpadu, z uwzględnieniem odrzutu jądra, uzyskano dla 75 przypadków. W tabeli 4.2 podano średnie niepewności wielkości wyznaczanych w procedurze rekonstrukcji. Powody niepowodzenia rekonstrukcji pozostałych zdarzeń zostały omówione w rozdziale 4.5.

Tablica 4.2: Średnie niepewności wielkości wyznaczanych w procedurze rekonstrukcji rozpadów 2p ^{45}Fe.

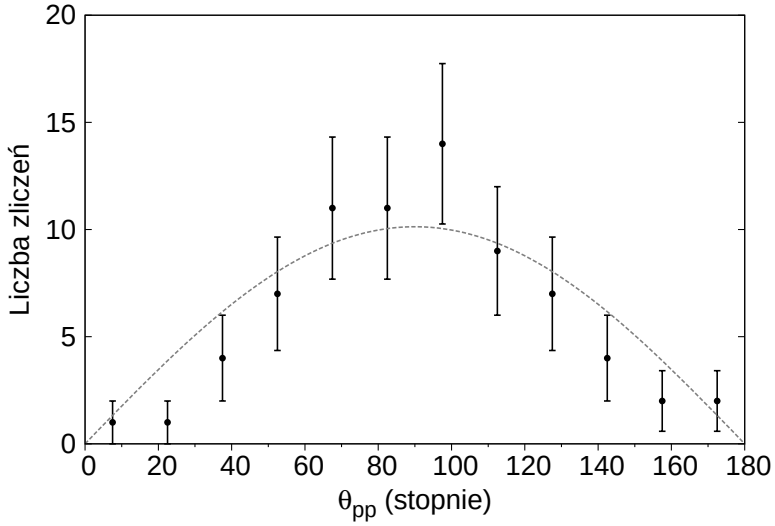
Wielkość	Średnia niepewność
Kąt emisji θ dla pojedynczego protonu	σ_θ = 20°
Kąt $\Delta\varphi$	$\sigma_{\Delta\varphi}$ = 7°
Kąt θ_{pp}	σ_θ^{pp} = 12°
Energia E_i pojedynczego protonu	σ_E = 0.05 MeV

W celu potwierdzenia poprawności rekonstrukcji zbadano rozkład kątów θ oraz $\Delta\varphi$ dla losowo wybranego protonu z każdej pary. Ponieważ wiązka jonów nie była spolaryzowana i nie stosowano pola magnetycznego, kąt emisji pojedynczego protonu, losowo wybranego z kolejnych par, powinien wykazywać cechy rozkładu izotropowego. Porównano zatem rozkład kąta θ z rozkładem $p(\theta) = A \sin\theta$ (rysunek 4.11) oraz rozkład kąta φ z rozkładem $p(\varphi) = B$ (rysunek 4.12).

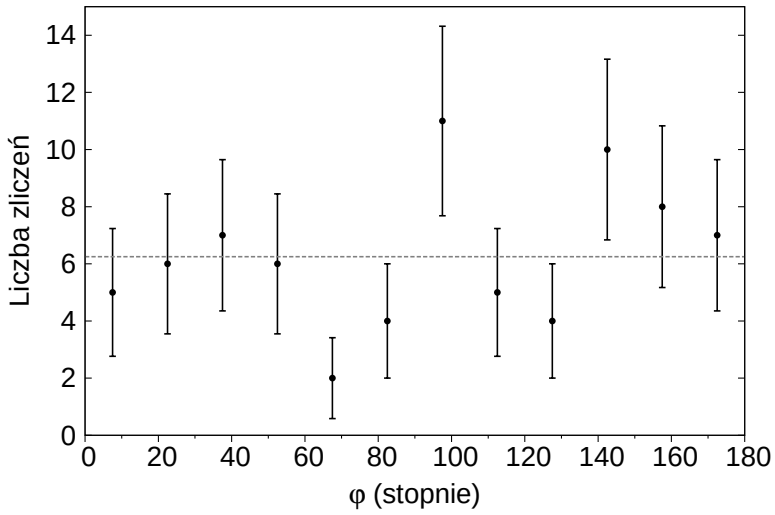
Wyznaczona wartość χ^2 w pierwszym przypadku wynosi 11.6, w drugim 7.2, przy liczbie stopni swobody równej 10. Na podstawie testu Pearsona, przy założonym prawdopodobieństwie popełnienia błędu pierwszego rodzaju równym 0.005, w obu przypadkach nie ma podstaw do odrzucenia hipotezy o zgodności obserwowanego i przewidywanego rozkładu.

Rysunki 4.13 i 4.14 przedstawiają otrzymane rozkłady, odpowiednio kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów oraz energii pojedynczych protonów w laboratoryjnym układzie odniesienia. Taki sposób prezentacji danych nie uwzględnia jednak korelacji pomiędzy energią protonów a kątem między kierunkami ich emisji.

Bardziej kompletny obraz korelacji protonów emitowanych w rozpadzie 2p ^{45}Fe prezentuje rysunek 4.15. Zastosowano zmienne $E_Y^i = E_i/Q_{2p}$ (stosunek energii protonu do całkowitej energii rozpadu) oraz $\cos\theta_{pp}^i$ (cosinus kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów).

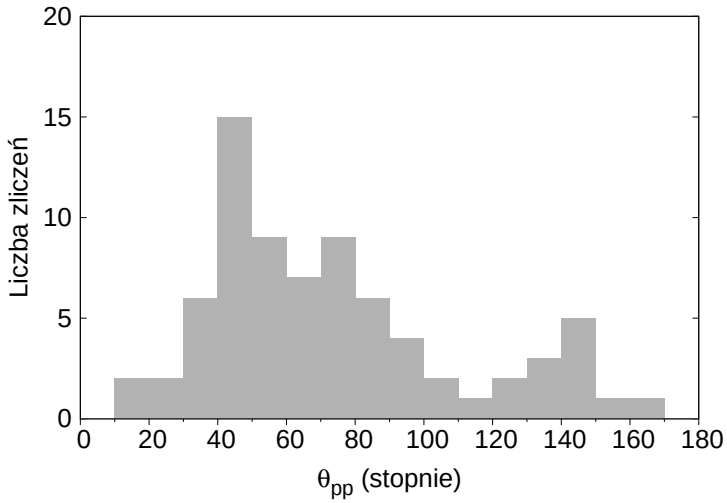


Rysunek 4.11: Rozkład kąta θ dla pojedynczego protonu, losowo wybranego z każdej pary. Linia przedstawia rozkład izotropowy $p(\theta) = A \sin\theta$.

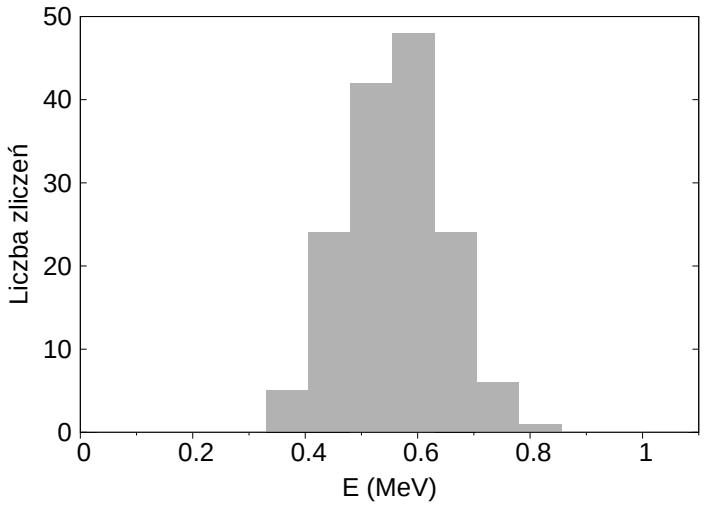


Rysunek 4.12: Rozkład kąta $\Delta\varphi$ dla pojedynczego protonu, losowo wybranego z każdej pary. Linia przedstawia rozkład przewidywany dla emisji izotropowej $p(\varphi) = B$.

Aby uwzględnić indywidualne niepewności określenia energii (σ_E^i) i kąta emisji (σ_θ^i), każdemu protonowi o energii E_i oraz kącie emisji względem drugiego



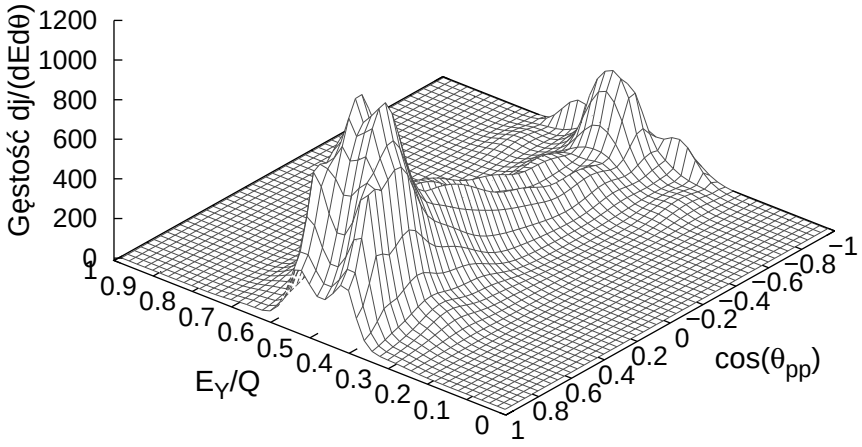
Rysunek 4.13: Rozkład kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów w rozpadzie 2p ^{45}Fe w układzie laboratoryjnym.



Rysunek 4.14: Rozkład energii protonów emitowanych w rozpadzie 2p ^{45}Fe w układzie laboratoryjnym.

protonu θ^i_{pp} przypisano znormalizowany rozkład binormalny:

$$\mathcal{N}_i(E,\theta) = \frac{1}{2\pi\sigma^i_E\sigma^i_\theta}\exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{E-E_i}{\sigma^i_E}\right)^2+\left(\frac{\theta-\theta^i_{pp}}{\sigma^i_\theta}\right)^2\right]\right\}. \qquad (4.4)$$



Rysunek 4.15: Korelacje kątowe i energetyczne protonów emitowanych w rozpadzie 2p ^{45}Fe w układzie laboratoryjnym. Prezentowany rozkład powstał poprzez zsumowanie znormalizowanych rozkładów binormalnych przypisanych indywidualnym zdarzeniom.

Warto zauważyć, że niezależnie od kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów rozkład energii zachowuje charakter rozkładu normalnego, z wartością średnią odpowiadającą równemu podziałowi energii między protonami. Zarówno na rysunku 4.13, jak i 4.15 widać, że rozkład kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów posiada dwa maksima: dla kątów θ_{pp} o wartości około 50° oraz dla kątów θ_{pp} o wartości około 140°.

Porównanie danych doświadczalnych z przewidywaniami modeli teoretycznych znajduje się w rozdziale 5.3, gdzie zostaną również omówione wnioski płynące z uzyskanego rozkładu korelacji między protonami.

4.4 Wydajność rejestracji zdarzeń w komorze OTPC

Podczas eksperymentu w MSU detektory ΔE–TOF separatora A1900 zidentyfikowały 265 jonów ^{45}Fe, które dotarły do końcowego ogniska separatora. W detektorze OTPC zaobserwowano rozpady 125 jąder ^{45}Fe. Dla 84 z pozostałych 140 przypadków zarejestrowany został pusty sygnał zarówno w kamerze jak i w fotopowielaczu. Najbardziej prawdopodobną przyczyną nieobecności sygnałów rozpadu

była implantacja jonów poza obszarem aktywnym detektora OTPC. Jest to konsekwencja dużego rozrzutu zasięgów jonów produkowanych w reakcji fragmentacji (patrz rysunek 2.5). Rozpady jonów zatrzymujących się przed komorą, w oknie komory lub implantowanych w ścianę komory nie mogły być obserwowane.

Część przypadków, dla których nie zarejestrowano rozpadów, mogła mieć związek z czasem, w jakim komora była przełączona w tryb wysokiej czułości, po jakim możliwa była obserwacja sygnałów pochodzących od protonów. Najkrótszy czas po jakim zarejestrowano rozpad ^{45}Fe wynosił 120 μs. Przyjmując, że jest to czas po jakim komora jest gotowa do rejestracji rozpadu oraz uwzględniając długość okna pomiarowego, statystycznie powinniśmy obserwować puste zdarzenia w 9 przypadkach.

Znaczną część straconych zdarzeń stanowiło 56 przypadków, w których zarejestrowano wyładowania w objętości komory. Około 15 przypadków wyładowań było spowodowanych niewłaściwą izolacją przewodu sygnałowego kamery w pierwszej serii pomiarów. Problem ten został wyeliminowany w późniejszej części eksperymentu. Reszta przypadków rejestracji wyładowania (41) prawdopodobnie miała miejsce w wyniku zatrzymania się jonu zbyt blisko lub jego przejścia przez sekcje wzmacniające komory. W takich przypadkach wzmocnienie dużego ładunku elektrycznego powodowało przekroczenie punktu stabilnej pracy detektora i prowadziło do wyładowania i emisji dużej ilości światła oślepiającego kamerę i fotopowielacz.

Z wyładowaniami wiąże się problem zależności wydajności detektora od kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów. Gęstość jonizacji w przypadku niewielkiej wartości kąta θ_{pp} jest blisko dwukrotnie większa niż dla dużych kątów. Zjawisko wyładowań może zatem zachodzić częściej dla małych kątów i w związku z tym zaburzać rejestrowany rozkład kątów.

Wartości pól elektrycznych w komorze zostały ustalone przy pomocy źródła kalibracyjnego zawierającego izotop ^{241}Am emitujący cząstki α o energii 5.5 MeV. Punkt pracy został dobrany tak, aby cząstki α nie powodowały wyładowań. Gęstość jonizacji dla cząstki α jest czterokrotnie większa niż dla protonu i dwukrotnie przekracza gęstość jonizacji protonów emitowanych pod niewielkim kątem względem siebie. Można zatem przyjąć, iż w przypadku rozpadów w odległości równej odległości źródła kalibracyjnego nie powinno występować zjawisko wyładowań na skutek emisji protonów pod niewielkim kątem θ_{pp}.

Ponieważ nie zaobserwowano zależności zrekonstruowanego kąta między protonami od odległości implantacji jonu od struktur wzmacniających, argument ten stosuje się do całej objętości komory. Należy zatem przyjąć, iż zjawiska wyładowań nie są powiązane z emisją protonów i wydajność detektora nie zależy od kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów.

Jeżeli uznamy, że, na skutek ograniczonych rozmiarów detektora w stosunku do rozrzutu zasięgu jonów, zarejestrowano 84 przypadki braku rozpadu oraz 41 przypadki wyładowań, oznacza to, że 47% jonów zatrzymywanych było w aktywnej części detektora. Wartość ta jest mniejsza od uzyskanej podczas symulacji przeprowadzonych za pomocą programu LISE++ [33] (88%). Warto zauważyć,

że przyjęty w symulacji rozmiar aktywnej części detektora nie uwzględnia faktu, iż na skutek dyfuzji w gazie rozpady, które nastąpiły daleko od struktur wzmacniających, mogły charakteryzować się na tyle słabym sygnałem, że nie zostały zarejestrowane.

Duży wpływ na wydajność zatrzymywania jonów w komorze miała grubość degradera, ustawiana poprzez zmianę kąta jego nachylenia w stosunku do wiązki jonów. Związek ustawienia degradera z liczbą efektywnie zatrzymywanych jonów potwierdziła obserwacja zmiany liczby rejestrowanych przypadków po zmianie kąta jego nachylenia w trakcie eksperymentu. W pierwszej części eksperymentu kąt ten równy był 29°, a stosunek liczby zarejestrowanych rozpadów do liczby triggerów ^{45}Fe wynosił 46%. Po zmianie kąta nachylenia degradera na 28°, stosunek ten wzrósł do 54%. Ponieważ kąt nachylenia degradera ustawiano ręcznie, dokładność odczytu wartości ze skali była niewielka i stanowiła źródło dużych niepewności.

4.5 Dyskusja wydajności rekonstrukcji zdarzeń

Spośród 87 przypadków rozpadu dwuprotonowego ^{45}Fe w pełni zrekonstruowano 75. Warto przyjrzeć się pozostałym przypadkom, stanowiącym 14% rozpadów 2p i ich możliwemu wpływowi na otrzymany rozkład kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów.

Dla jednego przypadku rozpad został zarejestrowany w momencie przełączania komory OTPC z trybu niskiej do wysokiej czułości. Pomimo że możliwe było rozpoznanie rozpadu dwuprotonowego, sygnał okazał się zbyt słaby, aby przeprowadzić poprawną rekonstrukcję.

Dla dwóch przypadków dane z fotopowielacza albo z kamery CCD były uszkodzone ale dzięki poprawnej rejestracji pozostałych danych udało się zidentyfikować rozpad dwuprotonowy. Rekonstrukcja rozpadu nie była jednak możliwa.

Dla czterech przypadków ślady co najmniej jednego protonu na zdjęciu zostały przykryte śladem jonu lub protonów opóźnionych. To sprawiło, że wiarygodny pomiar kąta na zdjęciu z kamery CCD nie był wykonywalny.

Dla pięciu pozostałych przypadków rozpady nastąpiły bardzo blisko okna wejściowego komory. Umożliwiało to rozpoznanie rozpadu dwuprotonowego, ale niski poziom sygnału nie pozwalał na rekonstrukcję zdarzeń.

W żadnym z wymienionych przypadków niemożność rekonstrukcji zdarzenia nie była związana z kątem pomiędzy kierunkami emisji protonów. Najmniejszy zarejestrowany na zdjęciu kąt wynosił $\Delta\phi = 0\pm6°$, najmniejszy zrekonstruowany kąt θ_{pp} — $14\pm23°$.

Rozdział 5

Opis teoretyczny promieniotwórczości dwuprotonowej

5.1 Podstawy opisu promieniotwórczości protonowej i dwuprotonowej

5.1.1 Emisja cząstek naładowanych z jąder atomowych

Jądro atomowe jest zespołem nukleonów związanych siłami jądrowymi. Natura działających w jądrach sił sprawia, że tylko niektóre kombinacje liczb protonów i neutronów mogą tworzyć układy związane. Przewiduje się, że istnieje około 6000 związanych jąder atomowych, dotychczas w laboratoriach udało się wytworzyć około 3000 z nich.

W miarę oddalania się od ścieżki trwałości w stronę jąder neutronowo–nadmiarowych, obszar występowania jąder określa linia odpadania neutronu odpowiadająca zerowej wartości energii separacji tej cząstki. Analogicznie można zdefiniować linię odpadania protonu, która jednak nie stanowi ścisłej granicy istnienia jąder atomowych po neutronowo–deficytowej stronie ścieżki trwałości.

Aby zrozumieć tę różnicę prześledzimy zachowanie się nukleonów w jądrach neutronowo–deficytowych posługując się modelem średniego pola. W modelu tym ruch wybranego nukleonu opisujemy jako ruch niezależnej cząstki w uśrednionym potencjale pochodzącym od wszystkich nukleonów w jądrze.

Przyciągający potencjał jądrowy V_N jest identyczny dla protonów i neutronów. Najczęściej używana postać potencjału to fenomenologiczny potencjał Woodsa–Saxona:

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a_0}}}, \tag{5.1}$$

gdzie V_0 to parametr opisujący głębokość potencjału, R_0 – promień jądra (typowo

$R_0 = 1.2 \cdot A^{1/3}$ fm), a_0 – parametr opisujący rozmycie powierzchni jądra (zazwyczaj przyjmuje się a_0 = 0.75).

Aby prawidłowo opisać właściwości jąder, należy uwzględnić także wpływ potencjału centryfugalnego V_L — nukleony znajdują się na orbitalach o pewnym momencie pędu — oraz potencjał oddziaływania spin–orbita V_{LS} umożliwiający prawidłowe odtworzenia liczb magicznych:

$$V_L(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu r^2} L(L+1), \tag{5.2}$$

gdzie μ to masa zredukowana układu nukleon–jądro, L orbitalny moment pędu,

$$V_{LS}(r) = \frac{R_0^2 V_{ls}^0}{r} \frac{dV_N(r)}{dr} (\vec{L} \cdot \vec{\sigma}), \tag{5.3}$$

gdzie R_0, V_{ls}^0 to parametry potencjału, V_N to potencjał jądrowy.

Protony są cząstkami naładowanymi i w odróżnieniu od neutronów oddziałują kulombowsko. Dla protonu pozostającego poza jądrem o ładunku $(Z-1)$ i promieniu R_0 potencjał kulombowski $V_C(r)$ wynosi:

$$V_C(r > R_0) = \frac{(Z-1)e^2}{r}. \tag{5.4}$$

Jeżeli przyjmiemy najprostsze przybliżenie, iż jądro jest jednorodnie naładowaną kulą o promieniu R_0 i ładunku $(Z-1)$, to potencjał odczuwany przez proton znajdujący się wewnątrz jądra będzie miał postać:

$$V_C(r \leq R_0) = \frac{(Z-1)e^2}{2R_0} \left(3 - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right). \tag{5.5}$$

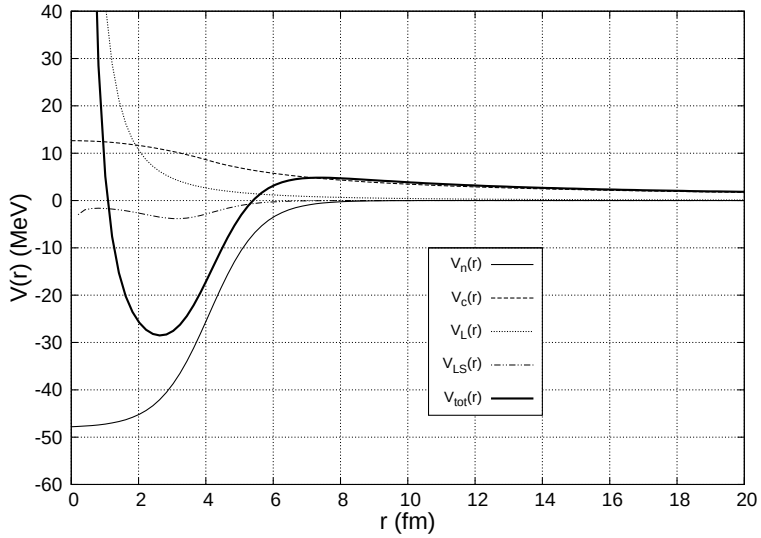
Efektywnie proton odczuwa wypadkowy potencjał $V(r)$ (rysunek 5.1), który jest sumą wszystkich wymienionych składowych:

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r) + V_L(r) + V_{LS}(r). \tag{5.6}$$

W odróżnieniu od neutronów, powstaje w tym przypadku bariera potencjału. Dzięki temu nawet, gdy proton jest niezwiązany ($S_p < 0$), pozostaje w jądrze przez jakiś czas. Niezwiązany proton znajdujący się wewnątrz jądra, znajduje się zatem w stanie quasi–stacjonarnym, w którym, według mechaniki klasycznej pozostałby nieskończoczenie długo. Jednak według mechaniki kwantowej, jeżeli mamy do czynienia ze skończoną barierą potencjału to istnieje niezerowe prawdopodobieństwo, że cząstka (paczka falowa) znajdzie się poza barierą.

Jeśli emisja cząstki zachodzi średnio po czasie τ, to zgodnie z zasadą nieoznaczoności ($\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$), stanowi, z którego emitowana jest cząstka, można przypisać szerokość Γ:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\lambda_p, \tag{5.7}$$



Rysunek 5.1: Wypadkowy potencjał dla protonów i jego składowe obliczone dla jądra ^{43}Cr oraz liczb kwantowych $L = 1$ oraz $s = -\frac{1}{2}$.

gdzie stała rozpadu λ_p ma sens prawdopodobieństwa emisji cząstki na jednostkę czasu.

Szerokość stanu Γ jest związana z prawdopodobieństwem przeniknięcia przez barierę potencjału T w następujący sposób:

$$\Gamma = \hbar \cdot \nu \cdot T \cdot C, \tag{5.8}$$

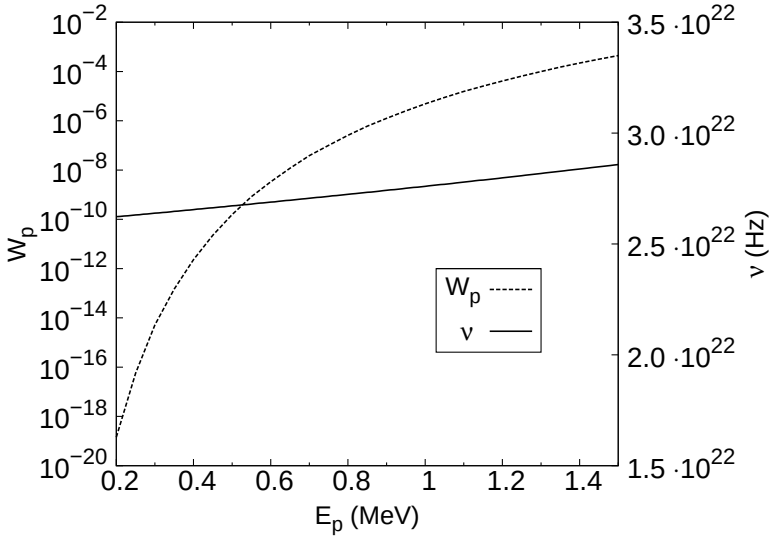
gdzie ν to częstość podejmowania prób przeniknięcia przez barierę, a C to czynnik spektroskopowy opisujący efekty wykraczające poza uproszczony obraz zjawiska, między innymi uwzględniający przekrywanie się rzeczywistych funkcji falowych stanu początkowego i końcowego jądra. W przypadku opisu emisji cząstki α zawiera on także tak zwany czynnik preformacji, określający prawdopodobieństwo utworzenia w jądrze cząstki α.

Zarówno prawdopodobieństwo przeniknięcia przez barierę, jak i częstość podejmowania prób jej przeniknięcia można wyznaczyć stosując tzw. przybliżenie półklasyczne (quasi–klasyczne). W ramach tego przybliżenia prawdopodobieństwo przeniknięcia cząstki o energii E i masie m przez barierę potencjału $V(r)$ wynosi [56]:

$$T = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{2m(V(r)-E)}dr\right), \tag{5.9}$$

gdzie r_0 i $r_1 > r_0$ to tzw. klasyczne punkty zwrotu, w których energia cząstki i wysokość bariery są sobie równe.

Prawdopodobieństwo tunelowania przez barierę potencjału bardzo silnie zależy od energii cząstki. Przykładowo, dla jądra ^{45}Fe prawdopodobieństwo tunelo-



Rysunek 5.2: Prawdopodobieństwo tunelowania W_p i częstość podejmowania prób ucieczki ν w funkcji energii protonu E_p. Prawdopodobieństwo tunelowania wykreślono w skali logarytmicznej, częstość podejmowania prób ucieczki w skali liniowej. Obliczenia wykonano w ramach przybliżenia półklasycznego dla jądra ^{45}Fe.

wania dla protonu o energii 0.55 MeV wynosi $0.8{\cdot}10^{-9}$, a dla protonu o energii 0.65 MeV — $1.3{\cdot}10^{-8}$, a więc o rząd wielkości więcej.

Stosując przybliżenie quasi–klasyczne można również oszacować częstość ν podejmowania prób przeniknięcia przez barierę [56]. Przyjmując założenie, że cząstka wewnątrz jądra znajduje się w nieskończonej prostokątnej barierze potencjału (co jest uzasadnione w przypadku dostatecznie grubej bariery) można znaleźć analityczną postać funkcji falowej i obliczyć częstość ν:

$$\nu = \frac{\sqrt{2}\pi^2\hbar^2}{m^{3/2}R_0^3\sqrt{V_C(R_0)-E}}, \tag{5.10}$$

gdzie R_0 to promień jądra, a $V_C(R_0)$ — wartość potencjału kulombowskiego dla odległości odpowiadającej promieniowi jądra.

Zależność częstości ν od energii cząstki jest znacznie słabsza niż w przypadku prawdopodobieństwa tunelowania. I tak, dla jądra ^{45}Fe częstość podejmowania prób przeniknięcia bariery dla protonu o energii 0.55 MeV wynosi $2.68{\cdot}10^{22}$ Hz, podczas gdy dla protonu o energii 0.65 MeV — $2.70{\cdot}10^{22}$ Hz. Na rysunku 5.2 przedstawiono, wyznaczoną na podstawie przybliżenia półklasycznego dla jądra ^{45}Fe, zależność prawdopodobieństwa tunelowania oraz częstości prób przejścia przez barierę od energii protonu.

Podstawiając wyniki metody półklasycznej do równania 5.8 otrzymujemy:

$$\Gamma = \hbar\nu C \exp\left(\frac{-2}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{2\mu(V(r)-Q)}dr\right), \tag{5.11}$$

gdzie Q to całkowita energia rozpadu, μ - masa zredukowana cząstki, ν - częstość wyznaczona na podstawie równania 5.10.

Prezentowany model emisji cząstek naładowanych z jądra powstał na potrzeby teoretycznego opisu rozpadu α [57]. Z powodzeniem jest też stosowany do opisu promieniotwórczości protonowej [58, 59]. Należy jednak zauważyć, że wykorzystuje on daleko idące uproszczenia i wyniki uzyskiwane w ten sposób mają głównie charakter jakościowy. W kolejnym rozdziale model ten zostanie wykorzystany do opisu promieniotwórczości dwuprotonowej.

5.1.2 Podstawowy opis promieniotwórczości dwuprotonowej

Znając warunki jakie muszą spełniać jądra, aby możliwa była obserwacja ich promieniotwórczości dwuprotonowej (rozdział 1), spróbujemy określić podstawowe cechy tego zjawiska używając modelu quasi–klasycznego.

Emisja diprotonu

W najprostszym przybliżeniu proces jednoczesnej emisji dwóch protonów można opisać jako emisję diprotonu, a więc cząstki o ładunku Z = 2 i masie równej masie dwóch protonów. Załóżmy, że zarówno orbitalny moment pędu protonów względem siebie, jak i orbitalny moment pędu diprotonu względem jądra wynosi 0. Zaniedbujemy także oddziaływanie między protonami. W ten sposób modelujemy rozpad dwuprotonowy jako przenikanie punktowej (tj. bez struktury wewnętrznej) cząstki przez barierę potencjału. Jest to najprostsza analogia emisji protonu lub cząstki alfa i sprowadza zagadnienie do rozpadu dwuciałowego. W wyniku tego rozumowania i na podstawie wzoru 5.11, otrzymujemy szerokość rozpadu Γ_{di}:

$$\Gamma_{di} = \hbar\nu C \exp\left(\frac{-2}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{2\mu_{di}(V(r)-Q)}dr\right). \tag{5.12}$$

Masa zredukowana układu μ_{di} w tym przypadku wynosi:

$$\mu_{di} = \frac{M(A-2,Z-2)\cdot 2m_p}{M(A-2,Z-2)+2m_p}, \tag{5.13}$$

gdzie $M(A,Z)$ i $M(A-2,Z-2)$ to masy odpowiednio jądra początkowego i końcowego.

Dla przypadku ^{45}Fe, po podstawieniu odpowiednich danych do wzorów 5.12 oraz 5.13, otrzymuje się dla C = 1 szerokość Γ = 3.0·10^{-18}, która odpowiada czasowi połowicznego zaniku równemu 15 μs. Ponieważ jądro ^{45}Fe może rozpadać się także na drodze przemiany β, wielkość tę należy porównać z parcjalnym czasem życia ze względu na rozpad dwuprotonowy. Eksperymentalnie zmierzona wartość dla jądra ^{45}Fe wynosi $T_{1/2}^{2p}$ = 3.64$\pm$0.40 ms, co odpowiada szerokości Γ = (1.2$\pm$0.15)·10^{-19} MeV. Wyjaśnienie rozbieżności pomiędzy wynikiem modelu diprotonu w ujęciu półklasycznym a wartością eksperymentalną wymaga wprowadzenia w równaniu 5.8 czynnika spektroskopowego C równego 0.004.

Uwzględnienie oddziaływania między protonami w powyższym modelu zaowocuje zmniejszeniem się dostępnej energii rozpadu Q o wielkość oddziaływania $\epsilon_0 \approx$70 keV [60] w stanie końcowym. Wzięcie pod uwagę oddziaływania między protonami pozwala przewidzieć kąt między kierunkami emisji protonów θ_{pp}, jako że diproton rozpada się na skutek oddziaływania po przetunelowaniu bariery. Obliczenia wskazują, iż rozkład kątów θ_{pp} jest wąski a maksimum jest osiągane dla kąta $\theta_{pp} \approx 30^\circ$ [61, 62]. Porównanie rozkładu kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów dla modelu diprotonu z przewidywaniami innymi modelami znajduje się na rysunku 5.5.

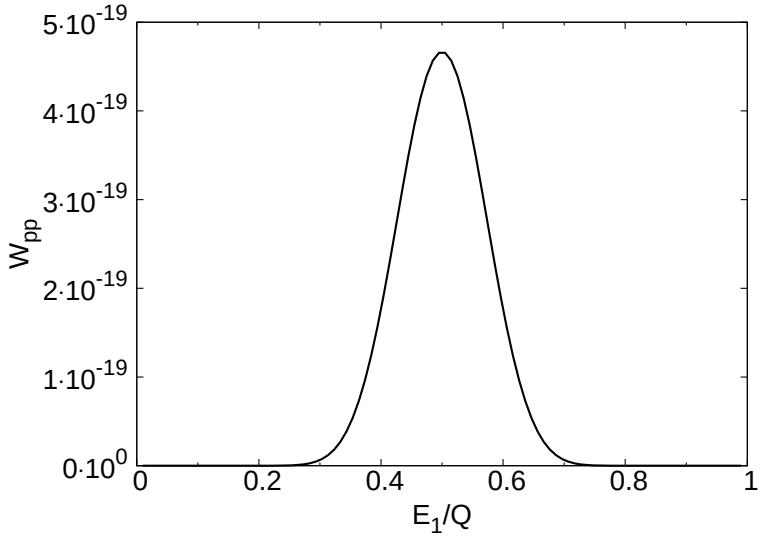
Warunek sformowania diprotonu wewnątrz jądra zakłada silną korelację między protonami, mającą swoje źródło w oddziaływaniach dwójkowania, przenoszoną następnie na zewnątrz jądra. Model diprotonu został zasygnalizowany w pierwszych pracach Goldańskiego [3] jako jedna z ewentualności. Istnienie silnych korelacji między protonami pozwalało mieć nadzieję, że eksperymentalna obserwacja korelacji kątowych oraz korelacji energetycznych między protonami otworzy możliwość badania i głębszego zrozumienie oddziaływania nukleonów w jądrze. Ta bardzo kusząca perspektywa spowodowała, że na dłuższy okres czasu model diprotonu był jedynym modelem rozważanym przez teoretyków. W niektórych pracach promieniotwórczość dwuprotonowa była utożsamiana z emisją diprotonu [12].

W modelu diprotonu można dostrzec jednak kilka uproszczeń budzących wątpliwości co do możliwości obserwacji tego procesu. Po pierwsze, ponieważ jądro ^{2}He jest niezwiązane, sformowanie takiej cząstki obniża dostępną w rozpadzie energię kinetyczną, a co za tym idzie, zmniejsza prawdopodobieństwo przeniknięcia przez barierę. Emisja obydwu protonów w jednym kierunku prowadzi także do maksymalnego odrzutu jądra, co również jest niekorzystne z punktu widzenia energetycznego. Głównym argumentem przemawiającym za emisją diprotonu są siły dwójkowania i formowanie się sprzężonych par nukleonów w jądrze. Rozerwanie takiej pary wymaga dodatkowej energii, ale nie można zapominać, iż siły dwójkowania występują tylko w materii jądrowej i nie mogą być w prosty sposób przenoszone poza obszar jądra. Klasyczny promień wyjścia protonów z bariery potencjału, dla przypadku jądra ^{45}Fe, wynosi około 50 fm, a więc jest ponad 10 razy większy od promienia jądra.

Wydaje się, iż jakkolwiek emisja diprotonu jest procesem dozwolonym, nie powinna być rozpatrywana jako główny mechanizm rozpadu dwuprotonowego. Należałoby traktować taki opis jako pewien graniczny przypadek, umożliwiający w dość prosty sposób oszacowanie podstawowych parametrów rozpadu, takich jak prawdopodobieństwo tunelowania.

Emisja cząstek niezależnych

Rozpatrzmy rozpad dwuprotonowy jako emisję dwóch niezależnych (nieoddziałujących bezpośrednio) protonów, które mogą partycypować w całkowitej energii rozpadu Q. Jako jedyne założenie przyjmijmy, iż emisja musi dokonywać się jednocześnie. Z tego warunku wynika, że szerokość rozpadu dwuprotonowego jest



Rysunek 5.3: Prawdopodobieństwo W_{pp} jednoczesnego przetunelowania przez barierę potencjału dwóch protonów w funkcji podziału energii. Na osi X odłożono stosunek energii jednego z protonów do całkowitej energii rozpadu E_1/Q.

iloczynem dwóch szerokości rozpadów protonowych. Jeżeli jeden z protonów ma energię E_1, drugi proton musi mieć energię $Q - E_1$. A zatem:

$$\Gamma_{pp} \sim \Gamma_p(E_1)\Gamma_p(Q - E_1), \tag{5.14}$$

gdzie

$$\Gamma_p(E) \sim \exp\left(\frac{-2}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{2\mu_{cp}(V(r) - E)}dr\right). \tag{5.15}$$

W powyższym wzorze występuje masa zredukowana układu proton–jądro końcowe:

$$\mu_{cp} = \frac{M(A-2, Z-2)\cdot m_p}{M(A-2, Z-2) + m_p}. \tag{5.16}$$

Warto zauważyć, że pomimo braku bezpośredniego oddziaływania pomiędzy protonami istnieją między nimi korelacje. Wynikają one z silnej zależności prawdopodobieństwa tunelowania bariery potencjału od energii protonu. W rozpadzie dwuprotonowym przekłada się to na określony rozkład podziału dostępnej energii między protonami (rysunek 5.3). W pracy Goldańskiego [3] podkreślono, iż właśnie silne korelacje energetyczne między emitowanymi protonami są charakterystyczne dla prawdziwej promieniotwórczości dwuprotonowej.

W przedstawionych powyżej wzorach została pominięta energia odrzutu jądra. O ile w przypadku diprotonu energia odrzutu jądra jest jednoznacznie wyznaczona przez masy ciał i jest uwzględniona we wzorze 5.12 poprzez użycie masy zredukowanej układu, to w przypadku protonów opuszczających jądro niezależnie, energia odrzutu zależy od kąta między kierunkami emisji protonów.

Dla rozpadu dwuciałowego energia odrzutu E_r i energia kinetyczna emitowanej cząstki E spełniają zależności:

$$Q = E_r + E, \tag{5.17}$$

$$E_r = Q\frac{m}{M+m}, \tag{5.18}$$

$$E = Q\frac{M}{M+m}, \tag{5.19}$$

gdzie M to masa jądra końcowego, a m masa emitowanej cząstki.

Wzór na szerokość rozpadu 5.11 można zapisać, podstawiając jawną postać masy zredukowanej:

$$\Gamma \sim \exp\left(\frac{-2}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{2\frac{Mm}{M+m}(V(r)-Q)}dr\right), \tag{5.20}$$

$$\Gamma \sim \exp\left(\frac{-2}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{2m(\frac{M}{M+m}V(r)-Q\frac{M}{M+m})}dr\right). \tag{5.21}$$

Zgodnie ze wzorem 5.19, możemy zamiast całkowitej energii rozpadu użyć energii kinetycznej emitowanej cząstki:

$$\Gamma(E) \sim \exp\left(\frac{-2}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}\sqrt{2m(V'(r)-E)}dr\right), \tag{5.22}$$

gdzie $V'(r)$ to całkowity potencjał pomnożony przez stałą $M/(M+m)$.

Całkowita energia rozpadu dwuprotonowego wydziela się w postaci energii kinetycznej protonów (E_1, E_2) oraz energii odrzutu jądra (E_r):

$$Q = E_1 + E_2 + E_r. \tag{5.23}$$

Z rozważań kinematycznych można wyznaczyć wielkość energii odrzutu w zależności od kąta między emitowanymi protonami:

$$E_r = \frac{m_p}{M}\left(E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2}\cos\theta_{pp}\right). \tag{5.24}$$

Dostępna dla protonów energia jest więc pomniejszona o energię odrzutu zależną od kąta emisji:

$$Q - E_r = Q(\theta_{pp}) = E_1 + E_2. \tag{5.25}$$

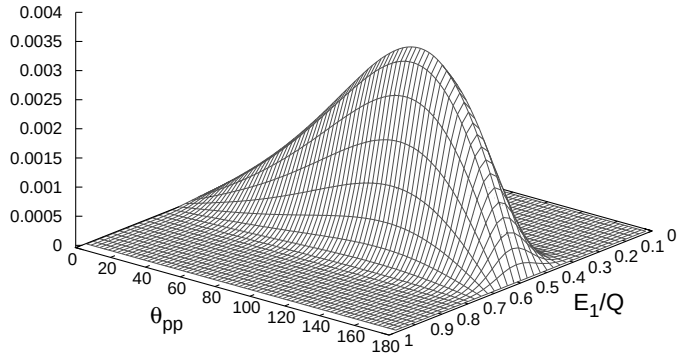
Jako skrajny przypadek można wyróżnić sytuację, gdy $\theta_{pp} = \pi$ oraz $E_1 = E_2$ i energia odrzutu jest równa zeru. Maksymalną wartość energia odrzutu osiągnie wtedy, gdy kąt pomiądzy kierunkami emisji protonów wynosi $\theta_{pp} = 0$ i będzie to wartość taka sama jak dla przypadku emisji diprotonu.

Ponieważ energię rozpadu Q definiują różnice mas między jądrami, szerokość rozpadu dwuprotonowego jest funkcją energii protonów i kąta między kierunkami ich emisji:

$$\Gamma_{pp}(E_1, E_2, \theta_{pp}) = \Gamma_p(E_1)\Gamma_p(E_2), \tag{5.26}$$

gdzie szerokości rozpadów Γ_p są wyznaczane według wzoru 5.22, a suma energii protonów spełnia warunek 5.25.

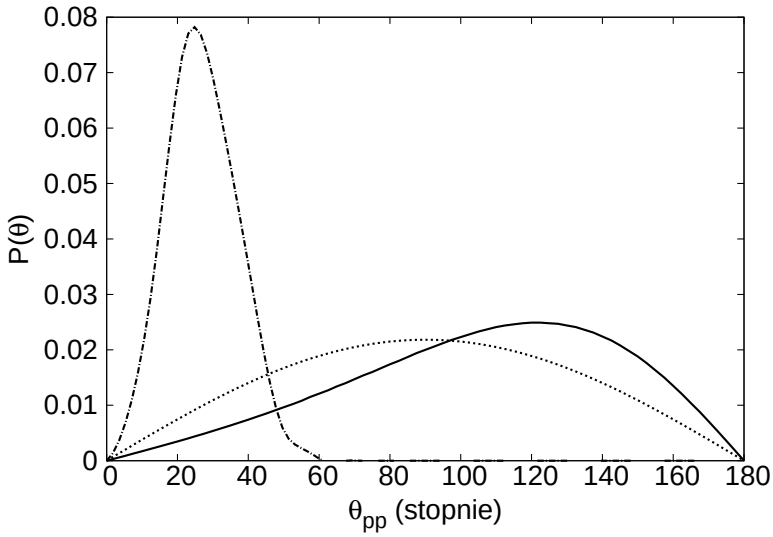
Wykres 5.4 przedstawia prawdopodobieństwo jednoczesnego tunelowania przez barierę dwóch protonów w funkcji podziału energii oraz kąta między kierunkami ich emisji. W przypadku kiedy pominiemy energię jądra odrzutu, funkcja ta powinna być stałą w funkcji kąta. W obliczeniach uwzględniono czynnik geometryczny. Jeżeli przyjmiemy, iż pierwszy proton definiuje oś Z układu, to dostępna przestrzeń fazowa dla drugiego protonu zmienia się w funkcji kąta θ_{pp} jak $\sin\theta_{pp}$. Wykres 5.5 przedstawia przekrój rozkładu pokazanego na rysunku 5.4 dla najbardziej prawdopodobnego podziału energii ($E_1/Q = 0.5$) i porównanie z rozkładem kąta pomiędzy kierunkami emisji protonów dla modelu diprotonu.



Rysunek 5.4: Prawdopodobieństwo obserwacji kąta emisji θ_{pp} i podziału energii E_1/Q dla jednoczesnej emisji dwóch protonów.

Już więc najprostsze rozważania, w ramach modelu półklasycznego, pozwalają wyróżnić cztery sposoby przebiegu rozpadu dwuprotonowego. Są one łatwe do rozróżnienia poprzez obserwacje korelacji kątowych pomiędzy emitowanymi protonami:

i) Rozpad sekwencyjny — w przypadku dwóch następujących po sobie emisji protonów nie obowiązują żadne korelacje wynikające z warunku jednoczesnej penetracji bariery. Taki sposób rozpadu (przy założeniu momentu pędu l = 0)



Rysunek 5.5: Prawdopodobieństwo obserwacji kąta θ_{pp} między kierunkami emisji protonów dla podziału energii E_1/Q = 0.5. Linia ciągłą wykreślono zależność wynikającą z modelu cząstek niezależnych, linią kropka–kreska z modelu diprotonu [61, 62], natomiast geometryczną przestrzeń fazową $\sin\theta_{pp}$ linią przerywaną.

prowadzi do izotropowego rozkładu kąta emisji między protonami ($\sin\theta_{pp}$). Sekwencyjny rozpad charakteryzuje się rozkładem energii między emitowanymi protonami zależnym od położenia stanów pośrednich.

ii) Emisja diprotonu — sygnaturą takiego sposobu rozpadu jest wąski rozkładu kąta θ_{pp} z maksimum dla małych wartości.

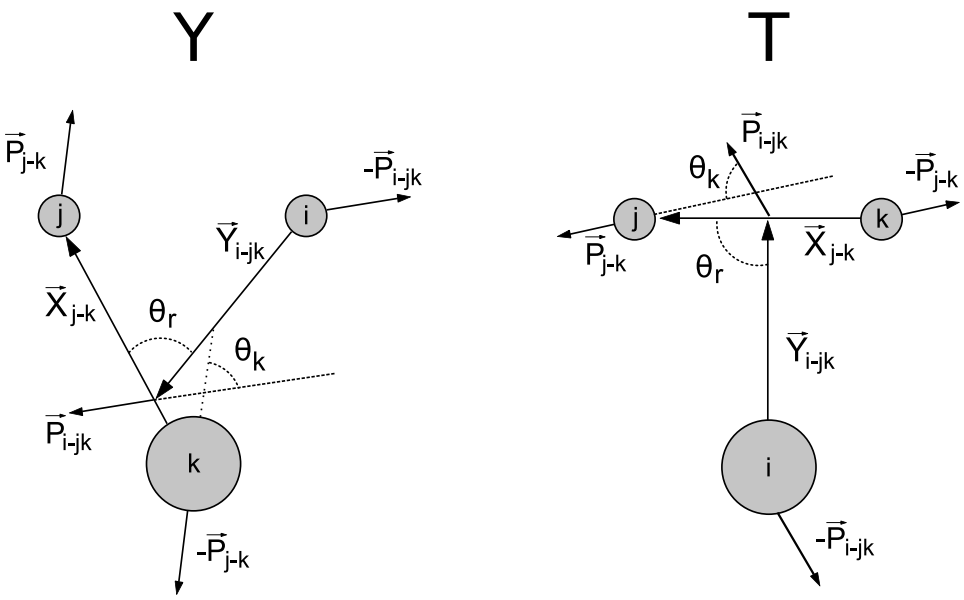
iii) Jednoczesna emisja nieoddziałujących protonów — prowadzi do rozkładu kąta między protonami posiadającego maksimum dla około 120°. Rozkład wynika tylko z warunku jednoczesnej penetracji bariery. Warto zwrócić uwagę, iż problem energii jądra odrzutu jest w literaturze pomijany i rozpad nieskorelowany jest utożsamiany z rozkładem izotropowym.

iv) Emisja skorelowanych protonów — korelacje inne niż diproton będą prowadzić do rozkładów różniących się od wymienionych dotychczas. Prowadzi to do wniosku, że obserwacja kąta emisji między protonami niesie w sobie informacje o strukturze jądra emitującego protony.

5.1.3 Współrzędne Jacobiego

Rozpad dwuprotonowy jest procesem trójciałowym. Do opisu takich procesów wygodnie jest używać układu współrzędnych Jacobiego.

Jeżeli mamy trzy ciała i, j, k, to do opisu ich ruchu używamy następujących zmiennych: $\vec{X}_{j-k}$ położenie ciała j w układzie ciała k; $\vec{P}_{j-k}$ pęd ciała j w układzie



Rysunek 5.6: Układy współrzędnych Jacobiego — układ ”Y” i układ ”T”.

ciała k; $\vec{Y}_{i-jk}$ położenie środka masy ciał j-k w układzie ciała i; $\vec{P}_{i-jk}$ pęd środka masy układu ciał j-k w układzie ciała i.

Ponieważ w rozpadzie dwuprotonowym mamy do czynienia z dwoma protonami i ciężkim jądrem, można wyróżnić dwa układy Jacobiego — układ ”Y” oraz ”T”. W układzie ”Y” jako ciała i, j wybieramy protony, jako ciało k jądro. Ponieważ środek ciężkości układu proton i jądro jest położony blisko jądra, wektor $\vec{Y}$ tworzy z wektorem $\vec{X}$ literę Y. W układzie ”T” ciałami j, k będą protony, zaś ciałem i jądro. W tym przypadku środek ciężkości dwóch protonów leży dokładnie w połowie odległości między nimi i wektory $\vec{X}$ i $\vec{Y}$ utworzą literę T. Oba układy prezentuje rysunek 5.6.

Niech E_1, E_2 będą energiami kinetycznymi odpowiednio pierwszego i drugiego protonu w układzie laboratoryjnym. Wyznaczając kąt θ_{pp} pomiędzy kierunkami emisji protonów oraz ich energie kinetyczne E_1 i E_2 można określić wektory pędu protonów ($\vec{p_1}$ oraz $\vec{p_2}$) w układzie laboratoryjnym. Do pełnego opisu kinematyki zdarzenia wystarcza zatem znajomość E_1, E_2 oraz kąta θ_{pp}. Pozostałe wielkości można wyznaczyć z zasady zachowania pędu i energii — pęd początkowy jądra przed rozpadem jest równy 0 i znana jest całkowita energia dostępna w rozpadzie Q.

Zdefiniujmy energię ruchu względnego w układzie Jacobiego. Niech E_X będzie energią ruchu względnego ciała j w układzie ciała k, natomiast E_Y energią ruchu środka masy układu cząstek j-k względem cząstki i. Energie w układzie laboratoryjnym i układzie Jacobiego spełniają równość:

$$E_1 + E_2 + E_r = E_X + E_Y, \tag{5.27}$$

gdzie E_r to energia odrzutu jądra (równanie 5.24).

Do pełnego opisu kinematyki w układzie Jacobiego potrzebujemy jeszcze kąta θ_k, będącego kątem pomiędzy pędem ciała j w układzie ciała k ($\vec{P}_{j-k}$), a pędem ciała środka masy ciał j-k w układzie ciała i ($\vec{P}_{i-jk}$). Poniżej znajdują się wzory transformacyjne z układu laboratoryjnego do układów "Y" i "T".

Układ "Y"

$$E_Y^Y = E_2 \frac{M+2m}{M+m} \tag{5.28}$$

$$E_X^Y = E_1 \frac{M+m}{M} + E_2 \frac{m^2}{M(M+m)} + 2\sqrt{E_1 E_2}\frac{m}{M}\cos\theta_{pp} \tag{5.29}$$

$$\cos\theta_k^Y = \frac{\sqrt{E_1 E_2}\cos\theta_{pp} + E_2\frac{m}{M+m}}{\sqrt{E_1 E_2 + E_2^2\frac{m^2}{(M+m)^2} + 2\sqrt{E_1 E_2^3}\frac{m}{(M+m)}\cos\theta_{pp}}} \tag{5.30}$$

Zauważmy, że jeżeli ($m/M \to 0$), to energia E_Y dąży do E_2, energia E_X dąży do E_1, natomiast $\cos\theta_k$ do $\cos\theta_{pp}$. A zatem w przypadku dostatecznie ciężkiego jądra, system "Y" jest z dobrym przybliżeniem tożsamy z układem laboratoryjnym. Dla jądra o liczbie masowej A = 43 różnica energii E_X i E_Y od odpowiednich energii laboratoryjnych nie przekracza 2%. Kąt θ_{pp} nie różni się od kąta θ_k o więcej niż 2 stopnie.

Układ "T"

$$E_Y^T = \left(\frac{1}{2} + \frac{m}{M}\right)\left(E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2}\cos\theta_{pp}\right) \tag{5.31}$$

$$E_X^T = \frac{1}{2}\left(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2}\cos\theta_{pp}\right) \tag{5.32}$$

$$\cos\theta_k^T = \frac{E_2 - E_1}{\sqrt{(E_1+E_2)^2 - 4E_1 E_2\cos^2\theta_{pp}}} \tag{5.33}$$

W obydwu systemach można stwierdzić, iż istnieje problem wyboru protonu „pierwszego" i „drugiego", jako że wzory nie są symetryczne ze względu na zamianę indeksów. Współrzędne Jacobiego stanowią koncepcję zapożyczoną z mechaniki klasycznej, gdzie zawsze istnieje możliwość rozróżnienia cząstek, a zatem możemy ustalić konkretną numerację ciał, która jednoznacznie zdefiniuje współrzędne Jacobiego. W mechanice kwantowej wyróżnione jest tylko jądro, natomiast wybór indeksów protonów nie ma fizycznego sensu, ponieważ są one nierozróżnialne. Nie jesteśmy w stanie stwierdzić, czy w danym przypadku z daną energią został wyemitowany proton nazywany przez nas „pierwszym" czy „drugim". A zatem możemy utworzyć dwa równoprawne systemy "Y" i dwa systemy "T". Tym niemniej obydwa „lustrzane" systemy muszą prowadzić do tego samego wyniku fizycznego. Aby w poprawny sposób porównywać wyniki obliczeń teoretycznych

używając współrzędnych Jacobiego należy dla każdego przypadku przeprowadzić dwie transformacje, przyjmując dwie możliwe numeracje protonów. Dopiero tak zsymetryzowane dane mogą być porównywane z wynikami teoretycznymi.

5.1.4 Zasady zachowania w rozpadzie dwuprotonowym

W dotychczasowych rozważaniach pomijany był orbitalny moment pędu jądra i protonów. Dzięki wprowadzeniu układu Jacobiego łatwiej będzie prześledzić, jak kształtują się zasady zachowania tej wielkości i jakie są jej konsekwencje.

Niech początkowy stan jądra posiada całkowity moment pędu $\vec{J_i}$. Na końcowy stan układu $\vec{J_f}$, który zgodnie z zasadą zachowania momentu pędu jest równy $\vec{J_i}$, składają się: spiny cząstek $\vec{s_i}$, $\vec{s_j}$ i $\vec{s_k}$; orbitalny moment pędu cząstki j w układzie cząstki k ($\vec{l}_{j-k}$); oraz orbitalny moment pędu cząstki i w układzie środka masy ciał j-k ($\vec{l}_{i-jk}$). Spełnione jest prawo zachowania momentu pędu:

$$\vec{J_i} = \vec{J_f} = \vec{L} + \vec{S}, \tag{5.34}$$

gdzie całkowity spin cząstek to suma spinów:

$$\vec{S} = \vec{s_i} + \vec{s_j} + \vec{s_k}, \tag{5.35}$$

a całkowity orbitalny moment pędu jest sumą wymienionych momentów pędu w podukładach:

$$\vec{L} = \vec{l}_{j-k} + \vec{l}_{i-jk}. \tag{5.36}$$

Zasada zachowania parzystości mówi, iż parzystości stanu początkowego π_i i końcowego π_f są związane z momentem pędu w następujący sposób:

$$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{l_{j-k}+l_{i-jk}}. \tag{5.37}$$

Rozpatrzmy przebieg tunelowania przez barierę potencjału z uwzględnieniem orbitalnych momentów pędu w układzie ”T”. Orbitalny moment pędu l_{i-jk} to moment pędu pary protonów względem jądra, natomiast l_{j-k} to orbitalny moment pędu względnego ruchu protonów.

Orbitalny moment pędu uwzględniany jest w procesie tunelowania poprzez dodatnie członu centryfugalnego do potencjału jądrowego (wzór 5.6). Im większy jest orbitalny moment pędu, tym mniejsze jest prawdopodobieństwo tunelowania. Dla rozpadu protonowego obserwuje się wydłużanie czasów życia o około rząd wielkości na każde podniesienie l o jedną jednostkę $\hbar$. Tak więc z punktu widzenia tunelowania opłacalne jest, aby orbitalny moment pędu pary protonów względem jądra był równy 0, a ewentualny moment pędu unosiły protony we względnym ruchu.

5.2 Przegląd modeli rozpadu dwuprotonowego

5.2.1 Wczesne modele

Pierwszy model rozpadu dwuprotonowego został zaprezentowany przez Goldańskiego już w roku 1961 [11], wkrótce po ukazaniu się pracy, w której zauważył on możliwość wystąpienia tego zjawiska. Na podstawie analizy formuł masowych Goldański podał listę izotopów, dla których istniała możliwość obserwacji promieniotwórczości dwuprotonowej. Wśród nich było także ^{45}Fe z przewidywaną energią rozpadu Q_{2p} = 1 MeV. Na podstawie rozważań opartych o model półklasyczny Goldański wyznaczył korelacje energetyczne pomiędzy protonami, uwzględniając zaś oddziaływanie protonów w stanie końcowym — szerokość rozkładu kątowego dla przypadku emisji diprotonu [11]. Wszystkie obliczenia były prowadzone przy założeniu, że protony emitowane są ze stanu o orbitalnym momencie pędu l = 0.

W roku 1965 Jänecke [12], również używając metody półklasycznej, wyznaczył czasy życia dla szeregu lekkich jąder (A < 23), uwzględniając orbitalny moment pędu stanów jądrowych wynikający z modelu powłokowego. Wyznaczone współczynniki penetracji bariery wskazywały na dominację kanału rozpadu poprzez emisję diprotonu nad emisją nieskorelowaną. W swoim artykule Jänecke podkreślał wyraźnie, że eksperymentalny pomiar korelacji energetycznych i kątowych powinien nieść ze sobą informacje o oddziaływaniach proton–proton.

5.2.2 Teoria macierzy R

Teoria macierzy R została opracowana w latach 40 przez przez Wignera do opisu reakcji jądrowych [63]. Podejście to bazuje na podziale przestrzeni konfiguracyjnej na region „wewnętrzny”, odpowiadający jądru złożonemu powstającemu w reakcji i region „zewnętrzny”, odpowiadający wszelkim możliwym kanałom wyjściowym i wejściowym prowadzącym do powstania lub rozpadu jądra złożonego. W obszarze zewnętrznym problem sprowadza się do zagadnienia rozpraszania, którego rozwiązanie jest znane. Rozwiązanie problemu dla regionu wewnętrznego jest oparte o model powłokowy. W ten sposób wyznaczane są parametry spektroskopowe — energie oraz szerokości stanów. Teoria macierzy R jest sposobem na powiązanie ze sobą dwóch regionów, dla których znamy rozwiązania.

Podejście wykorzystujące macierz R do opisu promieniotwórczości dwuprotonowej zostało zaprezentowane przez Browna i Barkera [13, 64]. Jest to model emisji diprotonu, uwzględniający oddziaływanie proton–proton w stanie s (l = 0) oraz prawdopodobieństwo preformacji cząstki ^{2}He (czynnik spektroskopowy). Przewidywania tego modelu, nazywanego „rozszerzonym modelem macierzy R” (*extended R–matrix model*), dotyczące jądra ^{45}Fe pojawiły się w pracach [13] oraz [65]. W pierwszej wersji modelu [13] nie były brane pod uwagę oddziaływania proton–proton, które uwzględniono dopiero w następnej pracy [65]. W publikacji [13] masy jąder, a co za tym idzie energie rozpadów, są wyznaczane na podstawie rów-

nań multipletów izobarycznych (IMME - *Isobaric Multiplet Mass Equation*).

Tablica 5.1: Przewidywania modelu macierzy R dla jądra ^{45}Fe.

Praca	Q_{2p}(MeV)	$T_{1/2}$
[13] bez oddziaływania p–p	1.154(96) MeV	14^{+12}_{-4} μm
[65, 22] z oddziaływaniem p–p	1.154(16) MeV	46^{+25}_{-16} ms

5.2.3 Model SMEC

Model SMEC (*Shell Model Embedded in Continuum* — „model powłokowy osadzony w kontinuum") [66, 67] to rozwinięcie modelu powłokowego, które, oprócz stanów związanych, bierze pod uwagę stany rozproszeniowe o ciągłym widmie energii (kontinuum). Układ stanów związanych i rozproszeniowych jest zupełny. Poziomy związane są wyznaczane tak jak w modelu powłokowym, ale dodatkowo wzięte są pod uwagę także sprzężenia stanów związanych z kontinuum otaczającym układ związany. Kanały rozpadu otrzymuje się na podstawie teorii macierzy S (macierz rozpraszania).

W przypadku rozpatrywania problemu rozpadu z emisją dwóch protonów, przestrzeń stanów składa się ze stanów związanych (podprzestrzeń $\mathcal{Q}$) oraz stanów rozproszeniowych z jedną ($\mathcal{P}$) oraz dwiema cząstkami ($\mathcal{T}$) znajdującymi się w kontinuum. W zależności od siły sprzężenia stanów związanych do dwóch układów kontinuum, proces może z różnym prawdopodobieństwem przebiegać przez różne kanały rozpadu. Sprzężenie z kontinuum dwucząstkowym ($\mathcal{Q} \leftrightarrow \mathcal{T}$) jest odpowiedzialne za bezpośrednią emisję diprotonu, sprzężenie z kontinuum jednocząstkowym ($\mathcal{Q} \leftrightarrow \mathcal{P}$) — za rozpady sekwencyjne, w tym także poprzez stany rezonansowe lub wirtualne stany jądra pośredniego. W modelu SMEC nawet w przypadku dodatniej energii separacji protonu istnieje pewien wkład od rozpadów sekwencyjnych, mających swoje źródło w przejściach poprzez wirtualny stan jądra pośredniego. W przypadku jądra ^{45}Fe w granicach energii separacji protonu znanych z eksperymentu, ewentualny wkład od przejść sekwencyjnych jest niewielki i z pewnością nie może być głównym kanałem rozpadu (tabela 5.2). Wyniki obliczeń modelu SMEC dla jądra ^{45}Fe zostały opublikowane w pracy [67]. Czas życia jądra został wyznaczony dla energii zmierzonej eksperymentalnie.

5.2.4 Model trójciałowy

Dotychczas opisywane modele rozwijały model diprotonu, skupiając się głównie na lepszym, niż to ma miejsce w uproszczonym podejściu półklasycznym, i opartym o współczesne rozumienie fizyki jądrowej, sposobie obliczenia prawdopodo-

Tablica 5.2: Przewidywania modelu SMEC dla jądra ^{45}Fe — emisja diprotonu. Pierwsza kolumna zawiera energię rozpadu według danych doświadczalnych (w granicach w odchylenia standardowego). Kolumna druga zawiera przewidywany parcjalny czas życia dla przypadku czystej emisji diprotonu. W kolejnych kolumnach wzięta pod uwagę jest także możliwość przejść sekwencyjnych: wirtualnych gdy energia separacji protonu jest dodatnia(kolumna trzecia), oraz otwartego kanału emisji protonu, gdy energia separacji jest ujemna (kolumna czwarta).

	$T_{1/2}$(ms)		
Q_{2p}(MeV)	diproton	S_p = 0.1 MeV	S_p = -0.05 MeV
1.138	21.42	19.80	19.77
1.154	13.31	12.30	12.28
1.170	8.35	7.72	7.71

bieństwa tunelowania. Na podstawie porównania przewidywanych czasów życia z wynikami eksperymentów modele te, podobnie jak w przypadku promieniotwórczości protonowej, dążą do opisu struktury wewnętrznej jąder. Dla rozpadu protonowego taka metoda pozwala na badanie struktury jąder bardzo dalekich od ścieżki trwałości [10]. Prezentowane w niniejszej rozprawie wyniki badania promieniotwórczości dwuprotonwej ^{45}Fe dostarczyły dodatkowych obserwabli w postaci zmierzonych korelacji kątowych i energetycznych emitowanych protonów. Jedynym obecnie dostępnym modelem teoretycznym, który potrafi opisywać te zależności jest model trójciałowy rozwijany przez Leonida Grigorenkę [68, 61, 69, 70]. Model uwzględnia strukturę wewnętrzną jądra w bardzo uproszczony sposób, biorąc pod uwagę jedynie orbitalny moment pędu dwóch walencyjnych protonów.

W modelu trójciałowym funkcja falowa stanu początkowego jest wyznaczana poprzez normalizację rozwiązań równania Schrödingera z zadanym potencjałem w skończonej przestrzeni tzw. „pudełku" (*box*) na podstawie uogólnionej metody Feschbacha [68]. Jednocząstkowe funkcje falowe (Ψ_{box}) w „pudełku", którego rozmiar ρ_{max} odpowiada klasycznemu punktowi zwrotnemu r_{out}, spełniają równanie:

$$(\hat{H} - E_{box})\Psi_{box}(\rho, \Omega_\rho) = 0, \tag{5.38}$$

gdzie ρ i Ω_ρ to odpowiednio hiperpromień i hiperkąt zdefiniowane w pracy [68].

Przyjmijmy, iż rozpatrujemy stan w jądrze o ujemnej energii separacji dwóch protonów. Jeżeli szerokość tego stanu jest niewielka (jest to stan o długim czasie życia) to jego funkcja falowa może być, z dobrym przybliżeniem, rozłożona na część zależną i niezależną od czasu:

$$\Psi^{(+)}(\rho, \Omega_\rho, t) = \exp(-\Gamma/2t - iEt)\Psi^{(+)}(\rho, \Omega_\rho). \tag{5.39}$$

Część niezależna od czasu musi spełniać równanie Schrödingera:

$$(\hat{H} - E - i\Gamma/2)\Psi^{(+)}(\rho, \Omega_\rho) = 0. \tag{5.40}$$

Jeżeli szerokość stanu jest niewielka, to można przyjąć, że odpowiada on (lub jest bardzo bliski) stanowi związanemu obliczonemu wcześniej w „pudełku". Pozwala to zapisać następujące równanie:

$$(\hat{H} - E_{box})\Psi^{(+)}(\rho, \Omega_\rho) = -i\Gamma/2\Psi_{box}(\rho, \Omega_\rho), \tag{5.41}$$

które rozwiązywane jest metodą harmonik hipersferycznych [71]. Dzięki zastosowaniu współrzędnych Jacobiego funkcję falową można rozłożyć na składowe harmoniki hipersferyczne będące wielociałowym analogiem harmonik sferycznych używanych w przypadku problemów dwuciałowych. Uzyskane funkcje falowe opisują rozkład kątowy i energetyczny emitowanych protonów, a także pozwalają wyliczyć iteracyjnie szerokość rozpadającego się stanu — początkowo w równaniu 5.41 jest zakładana szerokość wynikająca z twierdzenia Greena. Wyznaczając na jej podstawie funkcję falową wychodzącą można ponownie określić szerokość stanu i powtórzyć rozwiązanie. Dzięki znajomości funkcji falowej możliwe jest zbadanie przebiegu korelacji między protonami i czasu życia jądra w zależności od początkowej funkcji falowej, która stanowi mieszaninę funkcji falowych odpowiadających różnym stanom momentu pędu l. Dla jądra ^{45}Fe pary protonów mogą znajdować się głównie w stanach p i f i funkcja falowa rozpadającego się stanu ma postać:

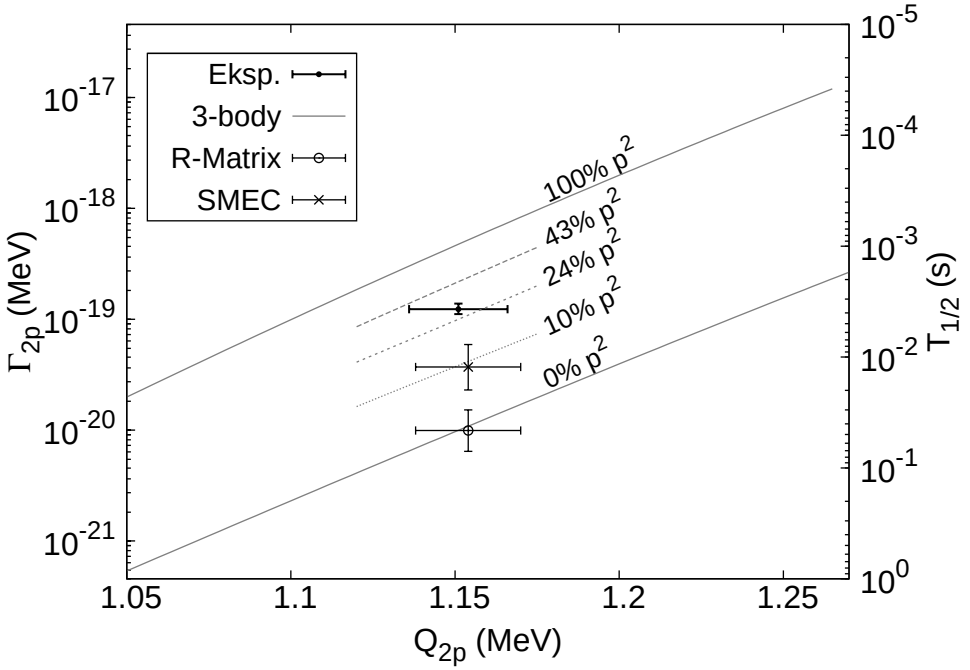
$$\psi^{(+)} \approx \alpha[f^2]_0 + \beta[p^2]_0, \tag{5.42}$$

gdzie współczynniki α i β spełniają równość $\alpha^2 + \beta^2$ = 1.

Interesująca jest analiza zachowania się funkcji falowej w obszarze bariery [61]. W tym obszarze protony mogą znajdować się w stanach o innym momencie pędu niż w jądrze, ponieważ funkcje falowe cząstek rdzenia są równe zero. Dzięki temu funkcja falowa może przyjmować postać, która w obszarze jądra zostałaby wygaszona ze względu na antysymetryzację. Funkcja falowa odpowiadająca konfiguracji f^2 propaguje się przez obszar bariery jak fala typu s, podczas gdy funkcja falowa konfiguracji p^2 zachowuje swoje własności, czego efektem jest pojawienie się dwóch maksimów w rozkładzie kątów emisji między protonami. Zjawisko takie powinno być obserwowane jedynie dla jąder z powłoki p–f, a więc ^{45}Fe, ^{48}Ni oraz ^{54}Zn, podczas gdy dla lżejszych jąder z powłoki s–d promieniotwórczych dwuprotonowo (^{19}Mg [19]) powinno być obserwowane jedno maksimum.

5.3 Porównanie wyników modeli i eksperymentalnych

W niniejszym rozdziale przedstawione zostanie porównanie wyników eksperymentalnych uzyskanych w badaniach rozpadu 2p ^{45}Fe oraz przewidywań modeli



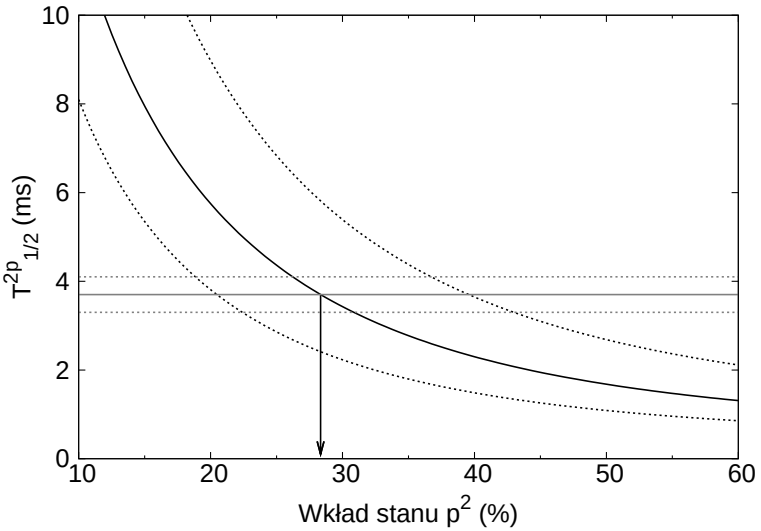
Rysunek 5.7: Porównanie przewidywań modeli teoretycznych dotyczących czasu życia ^{45}Fe z wynikami pomiaru. Punktami zaznaczono wyniki opisane w legendzie wykresu. Linie wyznaczają przewidywania modelu trójciałowego [69] określające zależność czasu życia jądra od energii rozpadu dla różnych wartości domieszki konfiguracji p^2 w funkcji falowej rozpadającego się stanu.

teoretycznych — macierzy R, SMEC i modelu trójciałowego. Wyniki dwóch pierwszych modeli dotyczą jedynie czasu życia ^{45}Fe, a obliczenia były wykonane po pierwszych doniesieniach o odkryciu promieniotwórczości dwuprotonowej ^{45}Fe. Przewidywania modelu trójciałowego obejmują także korelacje kątowe i energetyczne pomiędzy emitowanymi protonami. Pierwsze wyniki tego modelu [68] zostały opublikowane przed pojawieniem się wyników eksperymentów.

5.3.1 Czas życia i energia rozpadu 2p ^{45}Fe

Rysunek 5.7 przedstawia zestawienie przewidywań modeli teoretycznych dotyczące parcjalnego czasu życia ze względu na rozpad dwuprotonowy jądra ^{45}Fe. Teoria macierzy R oraz SMEC podają przewidywania tej wielkości wyznaczone na podstawie struktury wewnętrznej jądra wynikającej z danego modelu. Model trójciałowy opisuje zmienność czasu życia rozpadu w zależności od konfiguracji, w jakiej znajdują się emitowane protony. W przypadku ^{45}Fe emitowane protony mogły zajmować orbitale p i f.

Przewidywanie modelu macierzy R dotyczące parcjalnego czasu życia ^{45}Fe



Rysunek 5.8: Zależność przewidywanego czasu życia ^{45}Fe od wielkości domieszki konfiguracji p^2 w funkcji falowej rozpadającego się stanu (czarna linia ciągła). Linie przerywane wyznaczają niepewność wynikającą z eksperymentalnej niepewności określenia energii rozpadu. Poziome szare linie przedstawiają wynik pomiaru parcjalnego czasu życia ^{45}Fe wraz z niepewnością. Model trójciałowy odtwarza wyniki pomiaru czasu życia przy założeniu, że udział konfiguracji p^2 w funkcji falowej ^{45}Fe wynosi (30$\pm$10)%.

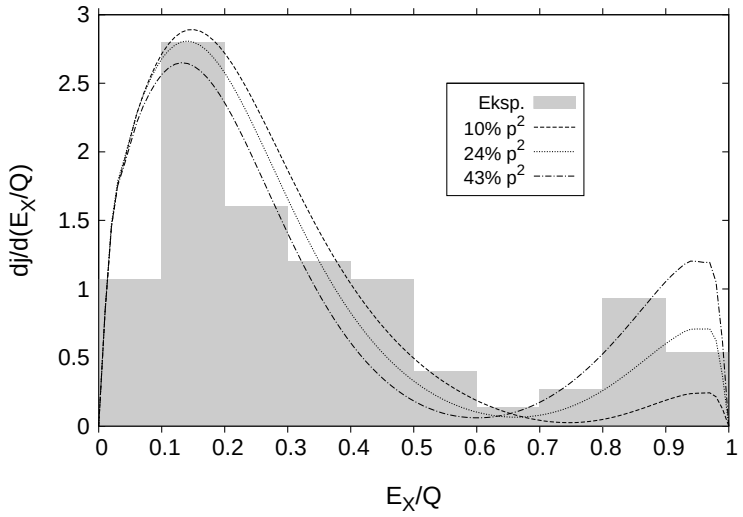
(46 ms) znacząco odbiega od wyznaczonej eksperymentalnie wartości.

Przewidywanie modelu SMEC (13.3 ms) zgadza się ze zmierzoną wartością czasu życia na poziomie 2σ. Wprowadzenie w modelu SMEC możliwości sekwencyjnej emisji dwóch protonów nie prowadzi do poprawy zgodności, gdyż minimalny czas życia dla emisji sekwencyjnej został w tym modelu wyznaczony na 100 ms, co praktycznie wyklucza udział tego procesu.

Czas życia przewidywany przez model trójciałowy zależy od przyjętej struktury funkcji falowej. W przypadku ^{45}Fe istotny jest udziału konfiguracji par protonów p^2 i f^2. Zależność tę pokazano na rysunku 5.8. Obliczony czas życia odtwarza wynik eksperymentu jeśli wkład konfiguracji p^2 wynosi 30$\pm$10%. Jest to wartość zgodna z przewidywaniami modelu powłokowego [65].

5.3.2 Korelacje energetyczne i kątowe pomiędzy protonami

Obliczenia modelu trójciałowego dostarczają informacji o korelacjach energetycznych i kątowych protonów emitowanych w rozpadzie ^{45}Fe. Do ich opisu najwygodniej zastosować współrzędne Jacobiego (rozdział 5.1.3). Prezentowane wcześniej (rysunek 4.15) rozkłady kątów i energii w systemie laboratoryjnym odpowiadają układowi współrzędnych Jacobiego ”Y”.



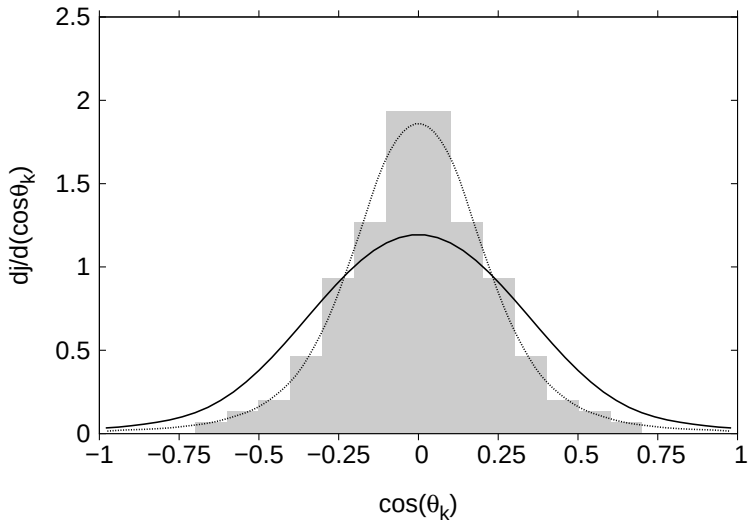
Rysunek 5.9: Porównanie przewidywań modelu trójciałowego i wyników eksperymentu dla rozkładu energii E_X w układzie współrzędnych Jacobiego ”T”.

Do pełnego opisu korelacji pomiędzy protonami emitowanymi w rozpadzie potrzebne są dwie współrzędne Jacobiego. Niezależnie od posługiwania się systemem ”Y” lub ”T”, najwygodniejszy jest wybór energii E_X oraz kąta θ_k (lub cosinusa tego kąta).

Na rysunku 5.9 przestawiono porównanie przewidywań modelu oraz wyniku eksperymentalnego dla energii ruchu względnego protonów, a więc współrzędnej E_X w układzie współrzędnych Jacobiego ”T” (patrz wzór 5.32). Prezentowane na rysunku 5.9 krzywe teoretyczne opisujące rozkład E_X w zależności od wkładu konfiguracji p^2, zostały porównane z rozkładem eksperymentalnym za pomocą funkcji χ^2. Wartości tej funkcji wynoszą 18.7, 4.3, oraz 7.1 na stopień swobody dla domieszki p^2 równej 10%, 24% oraz 43%. Kwadratowa interpolacja wartości χ^2 wskazuje, iż najlepsza zgodność rozkładów jest osiągana dla wkładu konfiguracji p^2 równej $30^2 \pm 8\%$.

Rysunek 5.10 przedstawia porównanie rozkładu $\cos\theta_k$ w układzie współrzędnych Jacobiego ”T”. Jest to kąt pomiędzy wektorem pędu jednego z protonów, a wektorem pędu środka masy obydwu protonów. Obliczenia wykonano dla domieszki stanu p^2 równej 24% [61], ale stwierdzono, że zmiana rozkładu tej współrzędnej przy zmianie wartości domieszki jest niewielka.

Linia ciągła, istotnie odbiegająca od zmierzonego rozkładu $\cos\theta_k$, przedstawia przewidywania modelu trójciałowego dla obliczeń kwantowomechanicznych prowadzonych w zakresie odległości protonów od jądra do 1000 fm. W poprawionej wersji zostały uwzględnione, w przybliżeniu klasycznym, także oddziaływania powyżej tej odległości (do 50000 fm) [62], co znacznie poprawiło zgodność wyników teoretycznych z danymi eksperymentalnymi.

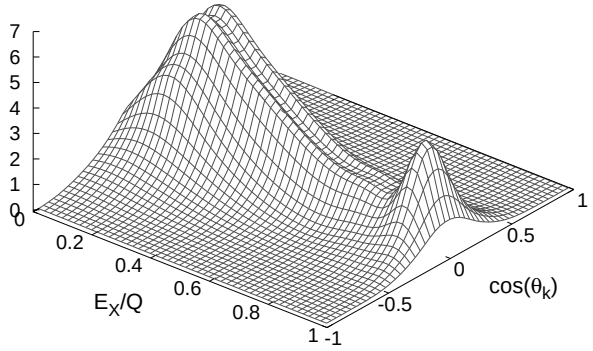


Rysunek 5.10: Porównanie przewidywań modelu trójciałowego i wyników eksperymentu dla rozkładu $\cos\theta_k$ w układzie współrzędnych Jacobiego "T". Linia ciągła przedstawia wyniki modelu trójciałowego według pracy [61], linią przerywaną zaznaczono przewidywania modelu uzupełnionego o rozszerzenie klasyczne oddziaływania na dużych odległościach [62].

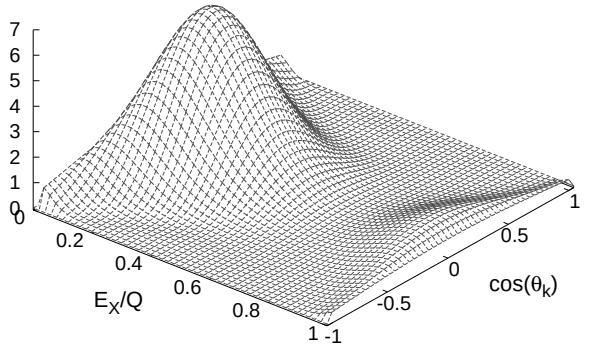
Pełny obraz korelacji kątowych i energetycznych przedstawiono na rysunkach 5.11 oraz 5.12. Dane eksperymentalne zostały poddane procedurze opisanej w rozdziale 4.3 — każdemu punktowi eksperymentalnemu przypisano dwuwymiarowy rozkład binormalny (wzór 4.4) o dyspersji wynikającej z indywidualnych niepewności pomiarowych. Rysunek 5.12 przedstawia analogiczny rozkład przewidywany przez model trójciałowy dla domieszki konfiguracji p^2 równej 24%.

Kształt rozkładów przedstawionych na rysunkach 5.11 i 5.12 jest bardzo zbliżony, co potwierdza przydatność modelu trójciałowego do opisu rozpadu dwuprotonowego. Niezwykle istotne jest fakt, iż wielkości domieszki konfiguracji p^2 wyznaczona na drodze analizy czasu życia oraz korelacji pomiędzy emitowanymi protonami są ze sobą zgodne. Model trójciałowy jako jedyny oferuje możliwość takiego sprawdzenia spójności przewidywań.

Istnieje jakościowa różnica pomiędzy modelami macierzy R i SMEC, a modelem trójciałowym. Dwa pierwsze traktują rozpad dwuprotonowy jako emisję diprotonu. W modelu trójciałowym protony oddziałują ze sobą, chociaż tunelują przez barierę potencjału jako niezależne cząstki. Porównując wyniki przewidywań modeli można stwierdzić, że rozpad 2p ^{45}Fe nie zachodzi poprzez emisję diprotonu lub wkład tego procesu jest dużo mniejszy niż emisja niezależnych cząstek.



Rysunek 5.11: Eksperymentalnie wyznaczone korelacje kątowe i energetyczne pomiędzy protonami w układzie współrzędnych Jacobiego ”T”.



Rysunek 5.12: Korelacje kątowe i energetyczne pomiędzy protonami w układzie współrzędnych Jacobiego ”T” uzyskane w modelu trójciałowym dla domieszki konfiguracji p^2 równej 24%.

Rozdział 6

Podsumowanie i perspektywy

Prezentowane w niniejszej pracy wyniki badań rozpadu ^{45}Fe dostarczyły po raz pierwszy informacji o korelacjach kątowych i energetycznych w rozpadzie dwuprotonowym. Przeprowadzenie pomiarów było możliwe dzięki skonstruowaniu detektora nowego typu (OTPC), w którym informacje o torach cząstek uzyskiwane są na podstawie optycznego odczytu sygnału. W opisywanym eksperymencie obserwowano nie tylko rozpad dwuprotonowy, ale także po raz pierwszy w historii badań promieniotwórczości zarejestrowano przypadki niezwykle egzotycznego procesu emisji trzech protonów po rozpadzie β^{45}Fe.

W eksperymencie zidentyfikowano 87 przypadków rozpadu dwuprotonowego, co stanowiło wystarczającą ilość aby uzyskać istotne statystycznie dane dotyczące korelacji. Dzięki dużej liczbie zarejestrowanych rozpadów (ponad trzykrotnie więcej niż we wszystkich innych eksperymentach łącznie) wyznaczono dokładniejsze wartości czasu życia oraz stosunków rozgałęzień w rozpadzie ^{45}Fe.

Wyniki kinematycznej rekonstrukcji rozpadu 2p pozwoliły na weryfikację modeli teoretycznych. Najlepszą zgodność stwierdzono dla modelu trójciałowego. Opis w ramach tego modelu jest spójny i zgodny z obserwacjami eksperymentalnymi, zarówno jeżeli chodzi o czas życia jak i korelacje pomiędzy emitowanym protonami. W ramach modelu trójciałowego możliwe było uzyskanie informacji o strukturze wewnętrznej rozpadającego się jądra. W szczególności ustalono, iż w stanie podstawowym ^{45}Fe pary protonów obsadzają konfiguracje f^2 i p^2 w proporcjach 70/30.

Rozwijane obecnie modele teoretyczne promieniotwórczości dwuprotonowej skupiają się albo na precyzyjnym opisie struktury wewnętrznej jądra (SMEC), albo na dynamice procesu (model trójciałowy). Należy zauważyć, iż żaden model nie przedstawia w pełni zadowalającego opisu, na podstawie którego udałoby się eksperymentalnie ustalić strukturę wewnętrzną jądra. Tym nie mniej uzyskana zgodność z eksperymentem w ramach modelu trójciałowego pozwala mieć nadzieję, iż w przyszłości, wraz z rozwojem teorii, będzie możliwe połączenie obydwu aspektów problemu w spójny opis, który umożliwi badanie struktury jąder na podstawie obserwacji rozpadu dwuprotonowego.

Komora OTPC, pomimo iż początkowo projektowana do pomiarów promieniotwórczości dwuprotonowej, może mieć szersze zastosowanie do rejestracji rzadkich rozpadów egzotycznych jąder. Na kwiecień 2009 planowany jest eksperyment w ZIBJ w Dubnej, gdzie komora OTPC zostanie użyta do obserwacji rozpadu jądra ^{8}He. Przewidywany jest pomiar widma energetycznego trytu emitowanego po rozpadzie β tego izotopu, dzięki zastosowaniu komory OTPC możliwe będzie uzupełnienie danych doświadczalnych w zakresie niskich energii. Dodatkowo, dzięki możliwości obserwacji jąder odrzutu, zakładany jest pomiar widma neutronów opóźnionych po rozpadzie beta. Ponieważ w komorze OTPC są obserwowane pojedyncze zdarzenia, istnieje możliwość precyzyjnej analizy prawdopodobieństwa zajścia różnych procesów.

Na podstawie zdobytych w opisywanych eksperymentach doświadczeń w pracy z komorą OTPC, detektor został poddany przebudowie. Pierwsza sekcję wzmacniającą zastąpiono nowoczesnymi strukturami powielającymi elektrony — Gas Electron Multiplier [72]. Składają się one z warstwy kaptonu pokrytego z dwóch stron cienką warstwą miedzi. W strukturze tej co 100 μm wykonane są otwory o średnicy 70 μm zwężające się do wnętrza. Przy takiemu ukształtowaniu powierzchni, stosując napięcia do 200 V uzyskuje się pole elektryczne zdolne wzmacniać ładunek w stosunku około 100:1. Dzięki niższym napięciom, komora wyposażona w struktury GEM pracuje znacznie stabilniej i charakteryzuje się szerszym zakresem dynamicznym. Testy nowej komory zawierającej potrójną strukturę GEM wykazały wzrost ilości światła o czynnik 2, co pozwala na jej pracę w bardziej korzystnych warunkach.

Na lato 2009 roku przewidziany jest pomiar kolejnego przypadku jądra będącego kandydatem na emiter dwuprotonowy — ^{48}Ni [22]. Jest to niezwykle ważne dla fizyki jądrowej podwójnie magiczne jądro. Eksperyment obecnie znajdujący się na etapie planowania, zakłada pomiar rozpadu dwuprotonowego jądra ^{54}Zn, który był obserwowany [51] tylko za pomocą detektorów krzemowych, nie dających możliwości rekonstrukcji kinematyki rozpadu. Warto zauważyć, że trzy jądra — ^{45}Fe, ^{48}Ni, ^{54}Zn — zawierają kolejno 26, 28 oraz 30 protonów, a więc stanowią bezpośrednie otoczenie magicznej liczby Z = 28. Informacje o strukturze tych jąder są szczególnie istotne dla rozwoju modeli jądrowych.

Komora OTPC może być w dalszej przyszłości użyta do kompleksowego badania ciężkich jąder promieniotwórczych dwuprotonowo. Przewidywania teoretyczne wskazują, iż tego typu rozpad ma szansę być obserwowany także w przypadku jąder takich jak ^{30}Ar, ^{34}Ca, ^{59}Ge, ^{63}Se, ^{67}Kr [14, 73, 68, 74]. Część z tych jąder można wytworzyć w reakcji fragmentacji już obecnie, inne prawdopodobnie będą dostępne już wkrótce, dzięki rozwojowi i budowie nowych separatorów fragmentów takich jak na przykład BigRIPS w RIKEN, Japonia [75] lub SuperFRS w GSI, Darmstadt, Niemcy [76]. Promieniotwórczość dwuprotonowa ma szansę stać się cennym narzędziem do poznawania tych nowych, niezwykle egzotycznych i interesujących jąder.

Bibliografia

[1] M. Pfützner et al., Eur. Phys. J. A **14**, 278 (2002).

[2] E. Rutherford, Phil. Mag. **47**, 109 (1899).

[3] V. Goldansky, Nucl. Phys. **19**, 482 (1960).

[4] G. Audi, A. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).

[5] R. Roberts et al., Phys. Rev. **55**, 510 (1939).

[6] V. Goldansky, Sov. Phys. JETP Lett. **32**, 554 (1980).

[7] R. Barton et al., Can. J. Phys. **41**, 2007 (1963).

[8] S. Hofmann et al., Z. Phys. A **305**, 111 (1982).

[9] M. Cable et al., Phys. Rev. Lett. **50**, 404 (1983).

[10] M. Karny et al., Phys. Lett. B **664**, 52 (2008).

[11] V. Goldansky, Nucl. Phys. **27**, 648 (1961).

[12] J. Jänecke, Nucl. Phys. **61**, 326 (1965).

[13] B. Brown, Phys. Rev. C **43**, R1513 (1991).

[14] B. Cole, Phys. Rev. C **54**, 1240 (1996).

[15] W. E. Ormand, Phys. Rev. C **53**, 214 (1996).

[16] A. Baz, V. Goldansky, V. Goldberg, and Y. Zeldovich, *Lekkie i przejściowe jądra w pobliżu granic stabilności*, page 111, Wydawnictwo Czajka, Moskwa, 1972.

[17] O. Bochkarev, Nucl. Phys. A **505**, 215 (1989).

[18] R. Kryger, Phys. Rev. Lett. **74**, 860 (1995).

[19] I. Mukha et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 182501 (2007).

[20] B. Blank, Phys. Rev. Lett. **77**, 2893 (1996).

[21] J. Giovinazzo et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 102501 (2002).

[22] C. Dossat et al., Phys. Rev. C **72**, 054315 (2005).

[23] J. Giovinazzo et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 102501 (2007).

[24] K. Miernik et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 192501 (2007).

[25] D. Nygren, A Time Projection Chamber, in *Proceedings of the PEP Summer Study*, 1975.

[26] M. Ćwiok et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **52**, 1895 (2005).

[27] K. Miernik et al., Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **581**, 194 (2007).

[28] G. Charpak et al., Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **258**, 177 (1987).

[29] T. Cleghorn et al., Can. J. Phys. **46**, 572 (1968).

[30] J.-J. Gaimard and K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A **531**, 709 (1991).

[31] K. Sümmerer and B. Blank, Phys. Rev. C **61**, 034607 (2000).

[32] J. Morrisey et al., Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **204**, 90 (2003).

[33] *Simulation of Fragment Separators LISE++ http://groups.nscl.msu.edu/lise/*.

[34] *The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) http://www.srim.org*.

[35] *Texas Instruments Japan http://www.tij.co.jp*.

[36] *CAEN http://www.caen.it*.

[37] *National Instruments http://www.ni.com*.

[38] A. Schmitt et al., page 62, Maier–Leibnitz–Laboratorium der Universität München und der Technischen Universität München Annual Report, 2002.

[39] *XIA LLC http://www.xia.com*.

[40] A. Rodin et al., Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **391**, 228 (1997).

[41] H. Knudsen et al., Phys. Rev. C **72**, 044312 (2005).

[42] E. Warburton, Phys. Rev. C **3**, 303 (1986).

[43] H. Bethe, Ann. Phys. (Leipzig) **5**, 325 (1930).

[44] F. Bloch, Z. Phys. **81**, 363 (1933).

[45] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).

[46] R. Sternheimer and E. Peierls, Phys. Rev. B **3**, 3681 (1971).

[47] R. Sternheimer, S. Seltzer, and M. Berger, Phys. Rev. B **26**, 6067 (1982).

[48] A. Palczewski, *Równania różniczkowe zwyczajne*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 2004.

[49] R. Nowak, *Statystyka dla fizyków*, PWN Wydawnictwo Naukowe, 2002.

[50] R. Barton et al., Atomic Data And Nuclear Data Tables **66**, 1 (1997).

[51] C. Dossat et al., Nucl. Phys. A **792**, 18 (2007).

[52] K. Miernik et al., Phys. Rev. C **76**, 041304(R) (2007).

[53] D. Bazin et al., Phys. Rev. C **45**, 69 (1992).

[54] H. O. U. Fynbo et al., Phys. Rev. C **59**, 2275 (1999).

[55] V. Borrel et al., in *Proceedings of the 6th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability and 9th Int. Conf. on Atomic Masses And Fundamental Constants, 19–24 July 1992 Bernkastel–Kues, Germany*, page 317, IOP Publishing Ltd., 1993.

[56] H. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 69 (1937).

[57] G. Gamow, Z. Phys. **51**, 204 (1928).

[58] S. Hofmann, Radiochimica Acta **70/71**, 93 (1995).

[59] B. Buck, A. Merchant, and S. Perez, Phys. Rev. C **45**, 1688 (1992).

[60] V. Goldansky, Phys. Lett. **14**, 233 (1964).

[61] L. Grigorenko and M. Zhukov, Phys. Rev. C **68**, 054005 (2003).

[62] L. Grigorenko, informacja prywatna.

[63] E. Wigner, Phys. Rev. **70**, 606 (1946).

[64] F. Barker, Phys. Rev. C **68**, 054602 (2003).

[65] B. Brown and F. Barker, Phys. Rev. C **67**, 041304R (2003).

[66] J. Rotureau et al., Eur. Phys. J. A **25**, 173 (2005).

[67] J. Rotureau et al., Nucl. Phys. A **767**, 13 (2006).

[68] L. Grigorenko et al., Phys. Rev. C **64**, 054002 (2001).

[69] L. Grigorenko and M. Zhukov, Phys. Rev. C **76**, 014008 (2007).

[70] L. Grigorenko and M. Zhukov, Phys. Rev. C **76**, 014009 (2003).

[71] M. Zhukov et al., Phys. Rep. **231**, 151 (1993).

[72] F. Sauli et al., Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **386**, 531 (1997).

[73] W. Ormand, Phys. Rev. C **55**, 2407 (1997).

[74] L. Grigorenko et al., Nucl. Phys. A **714**, 425 (2003).

[75] T. Kubo, Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **204**, 97 (2003).

[76] H. Geissel et al., Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **204**, 71 (2003).