



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



UNIwersytet
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Uniwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej
Fizyka Jądrowa

Praca doktorska

Badanie efektów siły trój-nukleonowej w reakcji rozszczeplenia deuteronu w zderzeniach deuter-proton przy energii 80 MeV/nukleon

Wiktor Wojciech Parol

Praca napisana pod opieką
prof. dr hab. Stanisława Kistryna
oraz
dr Barbary Kłós

Kraków 2015

*Pracę dedykuję mojej rodzinie, przyjaciołom
oraz
wszystkim, dzięki którym staję się lepszym człowiekiem*

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Jagielloński

Oświadczenie

Ja niżej podpisany *mgr Wiktor Parol* doktorant (nr indeksu: 1068192) Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt.

"*Badanie efektów siły trój-nukleonowej w reakcji rozszczepienia deuteronu w zderzeniach deuter-proton przy energii 80 MeV/nukleon.*"

jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem Prof. dr hab. *Stanisława Kistryna*. Pracę napisałem samodzielnie.

Oświadczam, że moja rozprawa doktorska została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadom, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie stopnia nabytego na podstawie tej rozprawy.

Kraków, dnia

.....

podpis doktorant

Streszczenie

Niniejsza rozprawa poświęcona jest eksperymentalnemu badaniu różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia (breakupu) deuteronu w zderzeniach d-p przy energii wiązki 160 MeV. Celem tych pomiarów jest lepsze poznanie natury oddziaływania jądrowego w układach złożonych z kilku nukleonów.

W 2011 r. grupa fizyków z Uniwersytetów Jagiellońskiego, Śląskiego, Warszawskiego oraz Instytutu Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie i Kernfysich Versneller Instituut (KVI, Groningen, Holandia) przeprowadziła eksperyment, w którym obserwowano zderzenia wiązki deuteronów z ciekłą tarczą wodorową, przy energii wiązki 80 MeV/nukleon.

Zebrane dane zostały poddane wstępnej preselekcji, a następnie przygotowane zostały procedury pozwalające na rekonstrukcję trajektorii rejestrowanych cząstek. Te informacje, w połączeniu z kalibracją energetyczną detektora, pozwoliły na uzyskanie kinematycznych informacji o cząstkach, takich jak energia kinetyczna w punkcie reakcji oraz wektor pędu. W celu wyznaczenia absolutnych wartości przekrojów czynnych została przeprowadzona identyfikacja cząstek oraz kalibracja wydajnościowa poszczególnych części układu pomiarowego. Zidentyfikowane zostały kanały wyjściowe reakcji w zderzeniach deutron-proton, tj. rozpraszanie sprężyste i breakup. W oparciu o zdarzenia pochodzące ze sprężystego rozpraszania oraz o znane z wcześniejszych pomiarów przekroje czynne na tę reakcję, wyznaczono świetlność w eksperymencie. Pozwoliło to na znormalizowanie ilości zliczonych koincydencji proton-proton i w efekcie uzyskanie bogatego zestawu różniczkowych przekrojów czynnych dla reakcji rozszczepienia deuteronu dla szeregu konfiguracji kinematycznych.

Otrzymane wyniki porównane zostały z zestawem obliczeń teoretycznych dla układów trzech (3N) nukleonów. Modele te bazują na potencjałach realistycznych oddziaływania nukleon-nukleon, formalizmie kanałów sprzężonych oraz mogą uwzględniać dodatkowe elementy dynamiki układu 3N, takie jak siła trójciałowa, oddziaływania kulombowskie czy też efekty relatywistyczne. W przypadku modeli uwzględniających siłę 3N, lepszy opis danych eksperymentalnych widoczny jest dla potencjałów CD Bonn+ Δ oraz Argonne V18 w połączeniu z siłą 3N Urbana IX. Stwierdzono także niezaniebdywalny wpływ oddziaływania kulombowskiego na wartości zmierzonych przekrojów czynnych.

Title

”Investigation of three-nucleon force effects in the reaction of deuteron breakup on proton at the energy of 80 MeV/nucleon”

Abstract

The thesis is focused on experimental investigation of the cross-section for the reaction of deuteron breakup on proton at the energy of 160 MeV. The aim of this research is a better understanding of the nature of nuclear interaction in the few-nucleon systems.

The collaboration of physicists from Jagiellonian University, University of Silesia, University of Warsaw, Nuclear Physics Institute of Polish Academy of Science in Krakow and Kernfysich Versneller Instituut (Groningen, The Netherlands) performed the experiment in which deuterons were impinging on a liquid hydrogen target, at the energy of 80 MeV per nucleon.

Data acquired during the experiment were presorted and a procedure of charged particles track reconstruction was implemented. Information about tracks of the particles combined with the energy calibration of the detector allowed to determine kinematical variables, like particle momentum vector at the reaction point. In order to obtain absolute values of cross-sections the particle identification was introduced and the efficiency factor for each of the detection system elements was determined. Two channels of the reaction were identified: elastic scattering and breakup reaction. On the basis of the rate of the elastic scattering events and the cross-section for this channel, known from the former experiments, the value of luminosity was obtained. This allowed to normalize the number of the registered proton-proton coincidences and, in consequence, to evaluate a set of differential cross-section data for the deuteron breakup reaction for a number of kinematic configurations.

Results were compared with a set of calculations based on theoretical models for three nucleon (3N) systems. Used models include realistic nucleon-nucleon potentials approach and coupled channel formalism, with options of additional dynamic ingredients for the 3N system such as three nucleon force (3NF), Coulomb interaction or relativistic component. The results confirm better description of the data by the models including 3NF and significance of Coulomb force effects.

Spis treści

Spis treści	i
1 Wprowadzenie	1
2 Podstawy teoretyczne	3
2.1 Zależności kinematyczne	3
2.1.1 Kinematyka trójciałowa	3
2.1.2 Rozpraszanie sprężyste	5
2.2 Oddziaływanie jądrowe w układach kilku ciał	6
2.2.1 Modele siły 3N	8
2.2.2 Formalizm kanałów sprzężonych (ang. Coupled-Channels CC)	8
2.2.3 Chiralna teoria perturbacyjna (ChPT)	8
2.2.4 Uwzględnienie oddziaływania kulombowskiego	10
3 Eksperyment	13
3.1 Cyklotron AGOR	13
3.2 Układ detekcyjny	13
3.3 Detektor cząstek emitowanych w przód – Wall	15
3.4 Detektor cząstek rozpraszanych wstecz – Ball	15
3.5 Tarcza	17
3.6 Elektronika	17
3.7 Wybór zdarzeń	18
4 Analiza danych	21
4.1 Wstępna selekcja zdarzeń	21
4.2 Rekonstrukcja trajektorii cząstki	22
4.3 Test geometrii układu detekcyjnego	24
4.4 Rekonstrukcja energii cząstek	24
4.4.1 Selekcja cząstek	25
4.4.2 Procedura kalibracji	25
4.4.3 Konwersja energii zdeponowanej na energię początkową	27
4.5 Identyfikacja cząstek	31
4.6 Wydajność detektora BINA	32
4.6.1 MWPC	33

4.6.2	Wydajność detektora ΔE	35
4.6.3	Wydajność detektora E	36
4.6.4	Całkowita wydajność układu detekcyjnego BINA–Wall	38
4.6.5	Martwe obszary detektora (MO)	39
4.7	Rozpraszanie sprężyste	40
4.8	Przekroje czynne na reakcję rozszczepienia deuteronu	44
4.8.1	Technika selekcji zdarzeń na podstawie masy brakującej	44
4.9	Uśrednianie teorii wokół centrów geometrii	44
4.10	Różniczkowy przekrój czynny na reakcję breakupu	45
5	Dyskusja niepewności eksperymentalnych	49
5.1	Błędy statystyczne	49
5.2	Błędy systematyczne	50
6	Dyskusja wyników	53
6.1	Czynnik normalizacyjny	53
6.2	Porównanie danych z obliczeniami teoretycznymi	53
6.2.1	Indywidualne konfiguracje	55
6.2.2	Analiza χ^2 względem zmiennych: (θ_1, θ_2) , ϕ_{12} oraz E_{rel}	58
7	Podsumowanie	63
7.1	Perspektywy	64
A	Zestawienie wyników	67
	Bibliografia	87
	Podziękowania	91

Rozdział 1

Wprowadzenie

Badanie oddziaływania pomiędzy nukleonami to podstawowa droga do zrozumienia właściwości sił jądrowych oraz natury materii jądrowej. Postać oddziaływania nukleon-nukleon (NN) została zaproponowana w 1934 r. przez Yukawę [1], który oparł swoją teorię, w analogii do oddziaływań elektromagnetycznych opisywanych jako wymiana fotonu pomiędzy cząstkami naładowanymi, na wymianie bozonu pomiędzy nukleonami. W przypadku sił jądrowych wymiana cząstki pośredniczącej powinna odbywać się na małych odległościach rzędu 2 fm, co wymaga, by cząstka ta miała masę około 200 razy większą niż elektron. Istnienie bozonów Yukawy - pionów - potwierdzili dopiero w 1947 r. Powell i Occhialini [2]. Siły pochodzące od oddziaływania NN są dominujące w procesie oddziaływania w układach kilku nukleonów [3], ale istotny jest również inny element dynamiki tzw. siła trójciałowa (ang. three nucleon force, 3NF). Efekty tej siły, znacznie mniejsze niż w przypadku NN, pojawiają się, w układach składających się z co najmniej trzech nukleonów. Takie właśnie układy stanowią podstawowe środowisko do testowania poprawności modeli oddziaływania NN oraz 3NF. Bardzo dobrym narzędziem do badania tych oddziaływań jest reakcja rozszczepienia deuteronu w zderzeniach deutron-proton (dp). Niniejsza praca poświęcona jest eksperymentalnym badaniom różniczkowych przekrojów czynnych dla reakcji rozszczepienia deuteronu $^1\text{H}(d, pp)n$ na tarczy protonowej przy energii wiązki deutronów 160 MeV.

Wspomniane układy kilkunukleonowe mogą być traktowane jako mikroskopowe laboratoria, w których analizować można poszczególne komponenty składające się na oddziaływanie jądrowe. Do opisu pary nukleonów (2N) stosuje się tradycyjny opis dynamiki bazując na fenomenologicznych modelach wykorzystujących tzw. potencjały realistyczne NN. Teorie te w sposób precyzyjny odtwarzają dane eksperymentalne w szerokim zakresie energii, pod warunkiem, że rozważany jest układ dwóch nukleonów. Rozwinięciem podejścia fenomenologicznego jest formalizm tzw. kanałów sprzężonych (CC, coupled-channels) [4, 5]. Obok nukleonowych stopni swobody wprowadzone są, dodatkowe, wynikające z uwzględnienia izobaru Δ . Przykładem takiego potencjału jest CDBonn+ Δ , który odtwarza dane dla układów NN z $\chi^2 \sim 1$. Trzecie podejście to najbardziej fundamentalny (spośród obecnie istniejących) sposób opisu sił jądrowych, poprzez zastosowanie efektywnej teorii pola z użyciem rachunku zaburzeń. Chiralna Teoria Perturbacji (ChPT) stanowi pomost łączący chromodynamikę kwantową z fenomenologią oddziaływania pomiędzy nukleonami. Wprowadzany w niej po-

tencjał uwzględnia symetrię QCD wraz ze spontanicznie łamaną symetrią chiralną. Rozwój tego podejścia trwa nieprzerwanie od kilku lat, a aktualny stan prac jest opisany w [6].

Wspomniane modele z bardzo dobrą dokładnością opisują układy 2N, jednakże zastosowanie ich w systemach bardziej skomplikowanych, jak 3N i 4N, nie odtwarza danych eksperymentalnych. Można to uznać za świadectwo istnienia dodatkowej dynamiki tj. wcześniej wspomnianej 3NF. Obliczenia teoretyczne obserwabli dla układów 3N możliwe są dzięki formalizmowi Faddeva. Po zastosowaniu odpowiedniego potencjału dla układu 3N, mamy możliwość badania różnych aspektów dynamiki w takich układach, w tym siły trójnukleonowej (3NF). Istnieją różne modele 3NF, które są łączone ze wspomnianymi wcześniej modelami siły 2N. W przypadku podejścia ChPT oraz metody kanałów sprzężonych z uwzględnieniem izobaru Δ , 3NF objawia się jako naturalna konsekwencja dodania do układu kolejnej oddziałującej cząstki.

Istnienie 3NF zostało potwierdzone eksperymentalnie przy wyznaczaniu energii wiązań lekkich cząstek: trytu i ^3He , a także poprzez badanie procesu sprężystego rozpraszania nukleon-nukleon oraz nukleon-deuteron w zakresie od 30-200 MeV [7, 8, 9]. Uwzględnienie w obliczeniach siły 3N rozwiązało zagadkę opisu danych w minimum przekroju czynnego [10, 11, 12]. Aktualne modele 3NF w poprawny sposób odtwarzają przekroje czynne na rozpraszanie N-d w szerokim zakresie energii. Problemy jednak ciągle istnieją, co jest widoczne w obszarze rozpraszania do tyłu przy większych energiach [13, 14]. Istotne rozbieżności pojawiają się jednak przede wszystkim w sektorze obserwabli polaryzacyjnych [15, 16].

Analizowana w niniejszej pracy reakcja rozszczepienia deuteronu jest kontynuacją prac zapoczątkowanych w Groningen w Holandii, gdzie przeprowadzono serię eksperymentów tzw. nowej generacji dla reakcji $^1\text{H}(d,pp)n$ w zakresie energii 100-160 MeV. Eksperymenty te obejmowały szeroki zakres przestrzeni fazowej. Już pierwszy eksperyment [17] wykonany dla energii wiązki 130 MeV pokazał, że uwzględnienie wpływu 3NF poprawia teoretyczny opis danych doświadczalnych. Zidentyfikowano obszary, gdzie 3NF jest najbardziej istotna oraz te, gdzie ma marginalne znaczenie. Dodatkowo w Groningen przeprowadzone zostały eksperymenty $^2\text{H}(p,pp)n$ dla wyższych energii 135 MeV [18] oraz 190 MeV [19], których wyniki wskazują na odstępstwa od opisu teoretycznego. Przyczyną może być fakt, iż opis nie jest relatywistyczny. Nie jest wykluczone, że dominującą rolę w pewnych obszarach mają efekty relatywistyczne.

Równolegle przeprowadzony został eksperyment w Forschungszentrum Juelich w Niemczech, gdzie największy nacisk położono na zbadanie wkładu oddziaływania kulombowskiego pomiędzy nukleonami, zawężając zakres pomiarów do niskich kątów polarnych rozpraszanych cząstek ($3^\circ - 15^\circ$). W wyniku tych badań, potwierdzona została konieczność wprowadzenia siły elektromagnetycznej do obliczeń teoretycznych.

Celem niniejszej pracy jest wyznaczenie różniczkowych przekrojów czynnych na reakcje rozszczepienia deuteronu przy energii 80 MeV/nukleon, zbadanych w szerokim zakresie przestrzeni fazowej. Otrzymane wyniki zostaną porównane z przewidywaniami wybranych modeli teoretycznych oraz określenie wpływu poszczególnych elementów dynamiki na poprawę opisu oddziaływania.

Rozdział 2

Podstawy teoretyczne

2.1 Zależności kinematyczne

2.1.1 Kinematyka trójciałowa

Reakcja rozszczepienia deuteronu ${}^1\text{H}(\text{d}, \text{pp})\text{n}$ jest jednym z dwóch możliwych (czysto hadronowych) kanałów wyjściowych w zderzeniu deutron-proton przy energiach wiązki deutronowej poniżej progu produkcji pionu. W wyniku zderzenia powstają trzy swobodne nukleony, dwa protony i neutron, określone przez ich pędy: $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ oraz $\vec{p}_3$, co daje 9 zmiennych kinematycznych (rys. 2.1). 9-wymiarowa przestrzeń fazowa po zastosowaniu zasady zachowania energii i pędu:

$$E_d = E_1 + E_2 + E_3 + E_B, \quad (2.1)$$

$$\vec{p}_d = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 + \vec{p}_B, \quad (2.2)$$

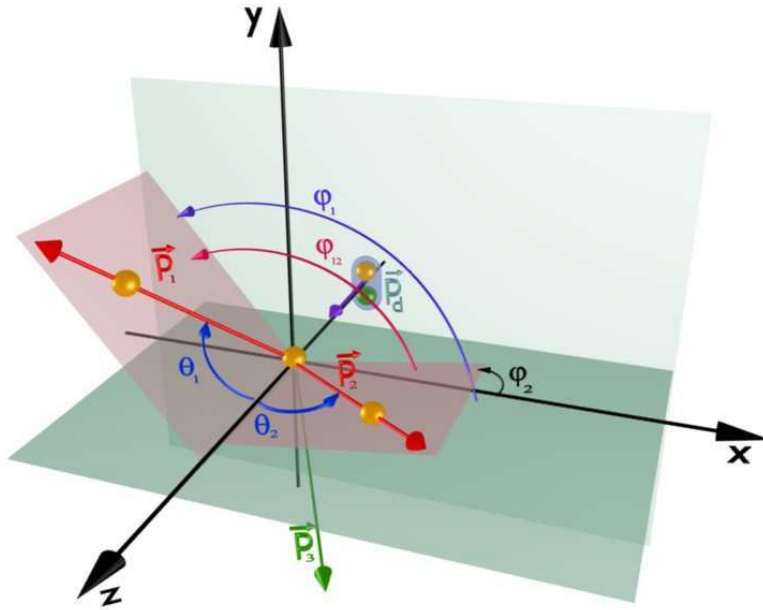
gdzie E_d to energia kinetyczna deuteronu, E_1 i E_2 to energie protonów, zaś E_3 oznacza energię neutronu, ulega redukcji do 5-wymiarowej, opisanej przez zestaw zmiennych $E_1, E_2, \theta_1, \theta_2$ oraz $\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$. Energia wiązania nukleonów w deuteronie wynosi 2.224 MeV i oznaczona jest przez E_B . Ponadto uwzględnienie dodatkowych więzów (w postaci nierelatywistycznej i przybliżonej):

$$\begin{aligned} p_i &= \sqrt{2m_i E_i} \\ m_1 &= m_2 = m_3 = \frac{m_d}{2}, \end{aligned}$$

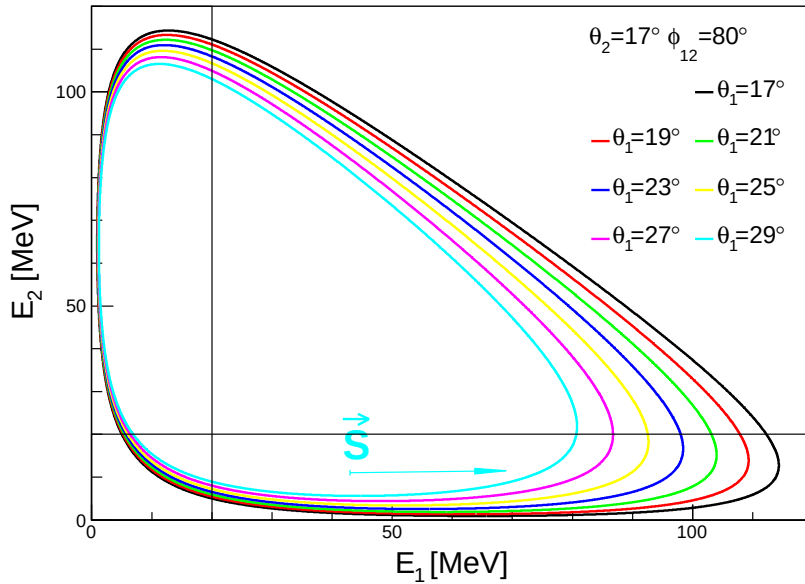
prowadzi do wyeliminowania energii i pędu neutronu oraz otrzymania równania, które nazywamy krzywą kinematyczną:

$$\begin{aligned} \frac{-(E_d + E_B)}{2} &= E_1 + E_2 + \sqrt{2E_d E_1} \cos \theta_1 + \sqrt{2E_d E_2} \cos \theta_2 \\ &+ \sqrt{E_2 E_1} (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Jak wynika z powyższego wzoru do uzyskania tej krzywej wystarcza znajomość wspomnianych wcześniej pięciu wielkości fizycznych. Zmienne θ_1, θ_2 oraz ϕ_{12} opisują konfigurację kątową



Rysunek 2.1: Schemat przedstawia reakcję ${}^1\text{H}(d, pp)n$ w układzie laboratoryjnym. Kierunek wiązki wyznacza oś z , natomiast θ_1 , θ_2 , ϕ_1 , ϕ_2 określają kąty rozproszenia cząstek w odniesieniu do osi wiązki.



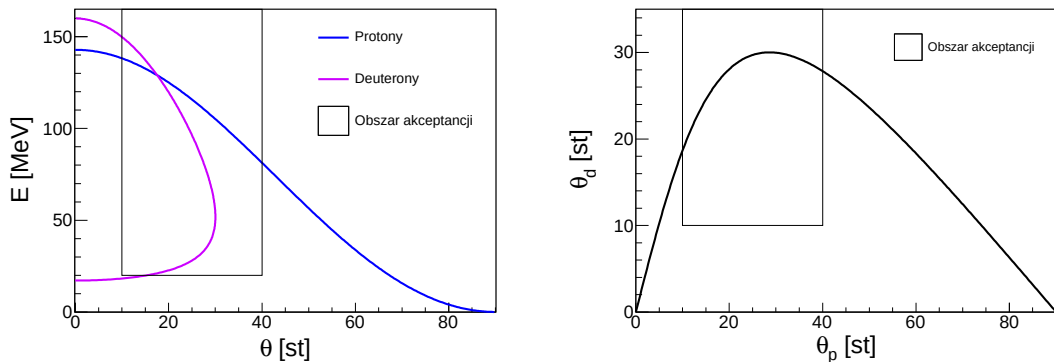
Rysunek 2.2: Przykładowy zestaw krzywych kinematycznych dla pary protonów pochodzących z reakcji rozszczepienia deuteronu dla kilku wybranych geometrii ($\theta_1, \theta_2, \phi_{12}$) opisanych na rysunku. Czarne linie wskazują progi energetyczne na detekcje protonów dla detektora używanego w omawianym eksperymencie.

dwóch protonów. W celu uzyskania pełnej informacji o układzie w stanie końcowym, w przypadku braku polaryzacji, wystarczy zmierzyć energie i kąty rozproszenia dwóch protonów: $(E_1, E_2, \theta_1, \theta_2, \phi_{12} = \phi_1 - \phi_2)$, gdzie ϕ_{12} to względny kąt azymutalny (rys. 2.1). Przykładowe krzywe kinematyczne dla reakcji breakupu $^1\text{H}(d, pp)n$ przedstawione są na rys. 2.2 wraz z zaznaczonym kierunkiem zmiennej S , definiowanej jako długość łuku krzywej kinematycznej liczonej od punktu, w którym E_2 osiąga minimum. W przypadku danych eksperymentalnych, należy pamiętać o skończonej zdolności rozdzielczej detektora, zarówno przy pomiarze kątów jak i energii, co wpływa na poszerzenie punktowych geometrii, w przypadku prezentowanej analizy do $(\theta_1 \pm 1^\circ, \theta_2 \pm 1^\circ, \phi_{12} \pm 5^\circ)$. Zarówno próg energetyczny na rejestrację protonów w naszym eksperymencie (25 MeV) jak i akceptancja kątowa wykorzystanej części układu detekcyjnego ($10^\circ - 40^\circ$) ograniczają zakres krzywych kinematycznych oraz dostępnych konfiguracji.

2.1.2 Rozpraszanie sprężyste

Rozpraszanie sprężyste dwóch dowolnych cząstek nie zmienia ich liczby w stanie końcowym i opisywane jest kinematyką dwuciałową. W analizowanym eksperymencie założenia dotyczące stanu początkowego zapisać można jako $(m_d, m_p, p_d, p_p = 0)$, gdzie m_d i m_p są masami deuteronu i protonu, natomiast p_d i p_p są pędami początkowymi tych cząstek. Pocisk jest cięższy niż tarcza, co w połączeniu z prawami zachowania energii i pędu prowadzi do tzw. odwróconej kinematyki. Rys. 2.3, przedstawia różne zależności kinematyczne dla procesu rozpraszania deuteronu na protonie przy energii wiązki 160 MeV wraz z zaznaczoną akceptancją detektora Wall.

Ze względu na kinematykę wiążącą w sposób restrykcyjny pędy protonów i deuteronów, badanie rozpraszania sprężystego jest efektywnym narzędziem weryfikacji geometrii układu eksperymentalnego. W ogólności wynika to z faktu, że określenie kąta rozproszenia θ_1 jednej z cząstek w stanie końcowym determinuje kąt θ_2 drugiej cząstki w kanale wyjściowym. Ta własność została wykorzystana m.in. do selekcji zdarzeń w procedurze kalibracji energetycznej, opisaney w rozdziale 4.4.



Rysunek 2.3: Relacje kinematyczne opisujące rozpraszanie sprężyste $d-p$. Wyróżniony obszary odpowiadają akceptancji kątowej i energetycznej detektora Wall (opis detektora znajduje się w rozdziale 3)

2.2 Oddziaływanie jądrowe w układach kilku ciał

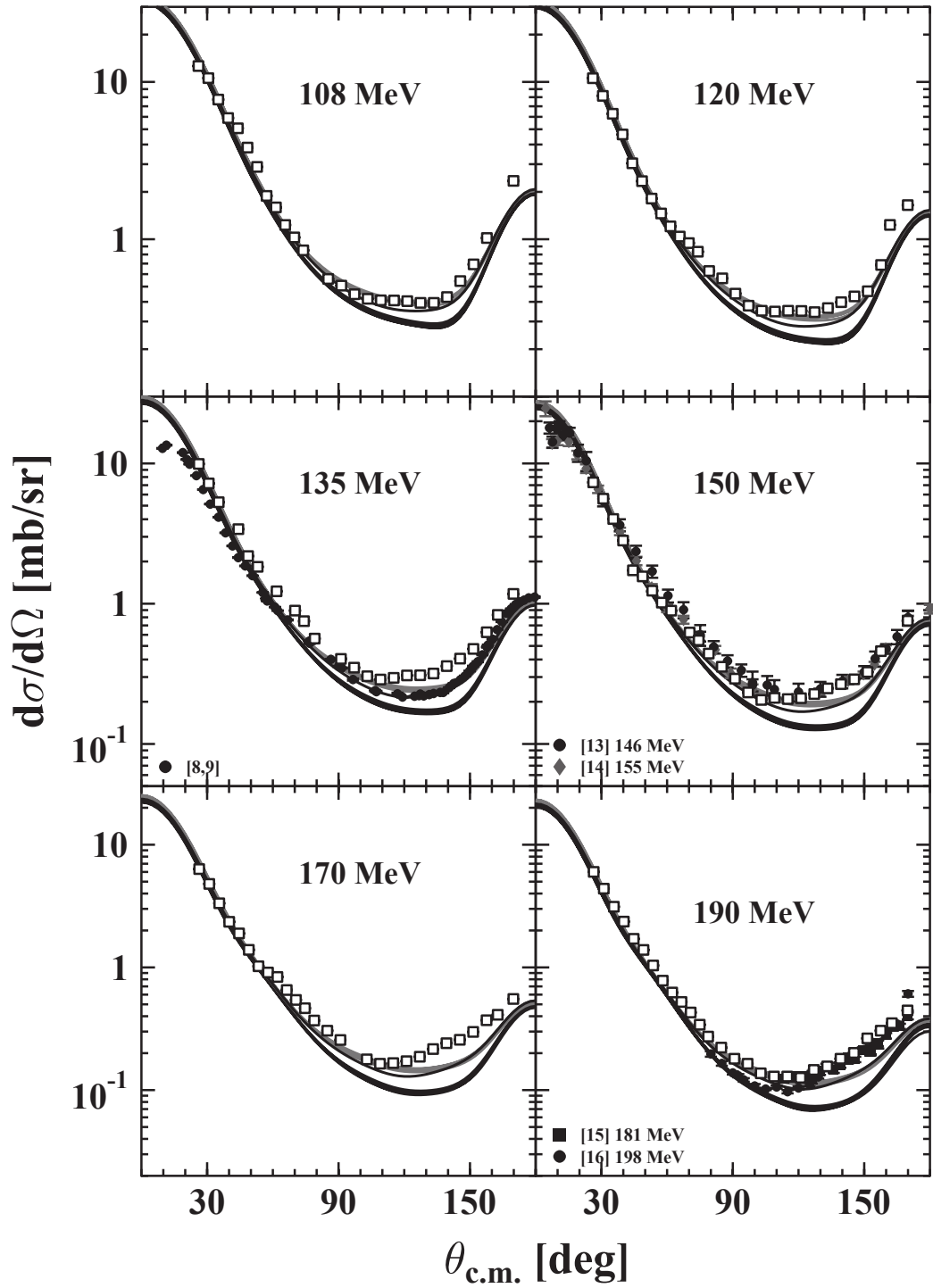
Własności układów kilku nukleonów w obszarze pośrednich energii zdeterminowane są głównie przez oddziaływanie jądrowe pomiędzy parami nukleon-nukleon (NN). Składowa potencjału NN, odpowiedzialna za oddziaływanie dalekozasięgowe, opisywana jest w oparciu o teorię wymiany mezonowej zaproponowanej przez Yukawę [1]. Składowa krótkozasięgowa opisywana jest fenomenologicznie, bazując na bogatym zbiorze danych pochodzących z rozpraszania elastycznego NN.

Tak skonstruowane modele odtwarzają przekroje czynne na rozpraszanie NN z dużą precyzją, $\chi^2 \sim 1$. Są to tzw. siły nowej generacji, określane mianem realistycznych potencjałów NN i oparte są o nukleonowe stopnie swobody. Obecnie dostępnych jest wiele sił NN takich jak: Argonne V18 (AV18) [20], ładunkowo zależny CDBonn [21] czy Nijmegen I oraz Nijmegen II [22], które używane są do porównania z danymi eksperymentalnymi. Modyfikacja potencjału CDBonn poprzez wprowadzenie izobaru Δ jako cząstki stabilnej, której stopnie swobody traktowane są na równi z nukleonowymi, jest podstawą obliczeń metodą kanałów sprzężonych. [4, 5]. Alternatywą dla powyższych modeli jest bardziej fundamentalne podejście oparte na Chiralnej Teorii Perturbacji (ChPT). Siła działająca między nukleonami jest jak wiadomo konsekwencją oddziaływania silnego pomiędzy budującymi je kwarkami, które opisuje chromodynamika kwantowa (QCD). Efektywna teoria pola dla oddziaływania NN jest wynikiem fuzji chromodynamiki kwantowej (QCD) oraz fenomenologii oddziaływania NN w nieperturbacyjnym obszarze energii. Podobnie jak potencjały realistyczne obecna wersja ChPT opisuje z dużą dokładnością obserwowane dla układu dwóch nukleonów.

Badania eksperymentalne, zarówno przekrojów czynnych jak i obserwabli polaryzacyjnych, mają na celu testowanie poprawności przewidywań teoretycznych w przypadku zastosowania ich do układów kilkunukleonowych. Najprostszym takim systemem jest układ złożony z trzech nukleonów (3N), np. ${}^3\text{H}$ i ${}^3\text{He}$. Dla takich układów próby odtworzenia energii wiązania w oparciu o siły wynikające z potencjałów realistycznych NN nie doszacowują jej wartości o 0.5 – 1 MeV. Podobna rozbieżność pojawia się dla bardziej skomplikowanych systemów, jak ${}^4\text{He}$ (2 – 4 MeV) czy innych lekkich pierwiastków.

Ponadto, obserwowane są również rozbieżności pomiędzy obliczeniami NN a zmierzonymi przekrojami czynnymi na rozpraszanie elastyczne nukleon–deuteron [8, 10, 23, 24, 25, 26, 27]. W szczególności dotyczy to zakresu kąta rozpraszania, gdzie przekrój czynny osiąga minimum (rys. 2.4), a także (przy nieco wyższych energiach) najwyższym kątom rozproszenia θ_{CM} . Pierwsze wspomniane rozbieżności zostały wyjaśnione przez uwzględnienie dodatkowego elementu dynamiki, tzw. siły trójciałowej (3NF). Natomiast różnic przy dużych θ_{CM} i wysokich energiach nie udało się jeszcze wytłumaczyć nawet po uwzględnieniu efektów relatywistycznych.

Modele teoretyczne opisujące 3NF, bazują na mechanizmie zaproponowanym przez Fujitę i Miazawę [28]. W tym podejściu jeden z oddziałujących nukleonów zostaje wzbudzony, osiągając pośredni stan Δ poprzez wymianę pionów z pozostałymi dwoma nukleonami (rys. 2.5). W ogólności model oddziaływania opisać można zaczynając od emisji pionu przez jeden z nukleonów. Pion ten wchodzi w nietrywialną interakcję z drugim nukleonem, a następnie jest absorbowany przez trzeci z nich. Zatem w procesie tym zaangażowane są jednocześnie trzy nukleony co powoduje powstanie dodatkowej siły. Wprowadzenie komponenty 3NF do realistycznych modeli oddziaływania jest realizowane poprzez dodanie kolejnego wyrazu w energii potencjalnej, zależnego od stopni swobody wszystkich trzech oddziałujących nukleonów.



Rysunek 2.4: Eksperymentalne wartości różniczkowego przekroju czynnego (białe kwadraty) na proces sprężystego rozpraszania pd w porównaniu z przewidywaniami teoretycznymi uzyskanymi w oparciu o potencjały realistyczne NN (czarne pasmo) oraz NN+3NF (szare pasmo oraz czarna linia). Rysunek pochodzi z pracy [12].

W przypadku metody kanałów sprzężonych, zastosowanej do układów 3N, uwzględnienie stopni swobody izobaru Δ prowadzi efektywnie do wygenerowania 3NF. W tym przypadku

efekty 3NF są znacznie słabsze niż w przypadku wyżej wspomnianych modeli.

Siła trójciałowa w najbardziej naturalny sposób objawia się jako konsekwencja rozwinięcia potencjału uzyskanego na bazie ChPT. Najniższym rzędem rozwinięcia, w którym wyrazy jej odpowiadające są niezerowe jest, tzw. „next-to-next-to-leading order” (NNLO), czyli trzeci z kolei rząd (rys. 2.6).

Metoda rozwiązywania równania Schrödingera dla układu 3N została zaproponowana przez Faddeev’a [29]. Technika ta pozwala w sposób ścisły obliczyć obserwable bazując na dowolnym potencjale oddziaływania nukleon-nukleon [30].

2.2.1 Modele siły 3N

Uwzględnienie siły 3N w obliczeniach, polega na dodaniu odpowiedniego jej modelu do potencjału 2N. Następnie, korzystając z metody Faddeev’a obliczane są obserwable. Najczęściej używanym modelem jest siła Tucson-Melbourne (TM99) [31, 32, 33]. Zakłada on wymianę pionu pomiędzy dwoma nukleonami (π -N), co prowadzi do złożonego stanu pośredniego, który następnie rozpadając się, wymienia pion z trzecim nukleonem. Model ten zawiera jeden wolny parametr Λ_{TM} mierzony w krotności masy pionu (m_π), a jego wartość jest ustalana tak, by obliczenia NN+TM99 jak najlepiej odtwarzały wartość energii wiązania trytu. Najnowsza wersja tej siły jest zgodna z symetrią chiralną.

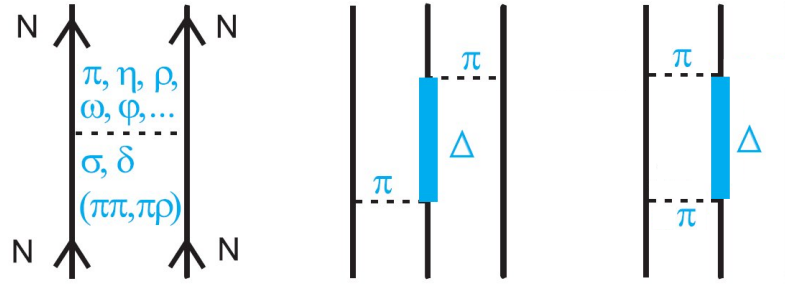
Innym przykładem siły 3N jest model Urbana IX [34], łączony z potencjałem AV18. Model ten bazuje na sile Fujita-Miazawy. Część krótkozasięgowa potencjału uzyskiwana jest fenomenologicznie w oparciu o energię wiązania trytu oraz gęstość energii jądrowej.

2.2.2 Formalizm kanałów sprzężonych (ang. Coupled-Channels CC)

Podejście to bazuje na realistycznym potencjale CDBonn, w którym uwzględnione są stopnie swobody izobaru Δ , traktowanego jako stabilna cząstka. Potencjał CC jest sumą kolejnych grafów skonstruowanych ze stanów $NN \rightarrow N\Delta$, a także z potencjału wymiany $N\Delta \rightarrow \Delta N$ oraz bezpośredniego oddziaływania $N\Delta \rightarrow N\Delta$. W wyniku uwzględnienia rezonansu Δ , jako efekt netto generowana jest siła 3N. Główny wkład wnoszą dwa grafy: oddziaływanie typu Fujita-Miazawa (rys. 2.5, środkowy diagram) oraz tzw. dyspersja dibarionowa (rys. 2.5, prawy diagram), która daje efekt przeciwny do 3NF. W konsekwencji, efekty wynikające z uwzględnienia Δ są mniejsze, niż w przypadku modelowych 3NF dodawanych bezpośrednio do potencjałów realistycznych NN. Szczegóły tego podejścia zaprezentowane są w pracy [35].

2.2.3 Chiralna teoria perturbacyjna (ChPT)

Teoria ta bazuje na Lagrangian’ie opisującym bozony Goldstone’a (tutaj piony) oraz uwzględniającego pola opisujące nukleony, a jednocześnie zachowująca się zgodnie z symetrią chiralną [36, 37, 38, 39, 40]. Rozróżniana jest część dalekozasięgowa oddziaływania, za którą odpowiada wymiana pojedynczego π , oraz tzw. twardy rdzeń, który opisywany jest przez oddziaływanie kontaktowe pomiędzy nukleonami, związany z tzw. stałymi nisko energetycznymi (Low Energy Constants – LEC), uzyskiwanymi na podstawie danych eksperymentalnych. Potencjał oddziaływania jądrowego rozwijany jest w szereg w funkcji zmiennej $\left(\frac{Q}{\Lambda}\right)^\nu$, gdzie Q jest pędem nukleonu, $\Lambda \sim 1$ GeV związana jest z wielkością łamania symetrii chiralnej oraz ν numeruje kolejny rząd rozwinięcia. Dla $\nu = 3$ pojawiają się pierwsze wyrazy, które odpowiadają



Rysunek 2.5: Diagramy opisujące oddziaływanie nukleon-nukleon (*lewy diagram*) oraz siły trójciałowe: model Fujita-Miazawa (*środkowy diagram*) oraz opisujący tzw. dyspersję dibarionową (*prawy diagram*).

za oddziaływanie 3N. Zapis przyczynków do potencjału w formie grafów przedstawia rys. 2.6. Potencjał bazujący na ChPT możemy zapisać jako:

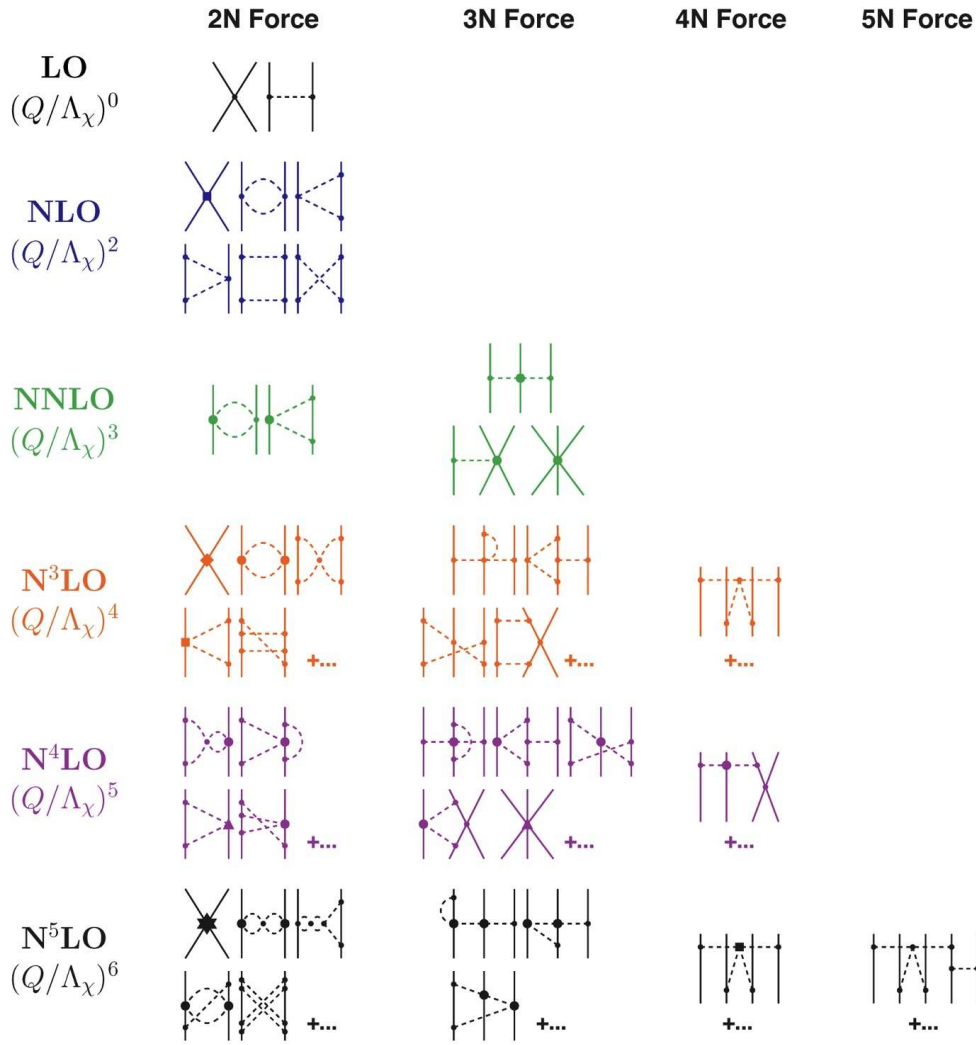
$$V = V^0 + V^2 + V^3 + V^{3NF} + \dots, \quad (2.4)$$

gdzie:

- V^0 – opisuje wszystkie wyrazy z wiodącego rzędu rozwinięcia, tzw. Leading Order (LO), konstruowane za pomocą wymiany pojedynczego π oraz dwóch oddziaływań kontaktowych (dwie stałe LEC),
- V^2 – drugi rząd rozwinięcia next-to-leading order (NLO), który uwzględnia wymianę dwóch π oraz wprowadza siedem nowych stałych LEC i poprawki do wymiany pojedynczego pionu,
- V^3 – NNLO zawiera wymianę dwóch pionów, trzy nowe przyczynki od oddziaływań kontaktowych oraz poprawki do wymiany π .
- V^{3NF} – obejmuje trzy grafy z trzeciego rzędu rozwinięcia potencjału uwzględniając dwa nowe oddziaływania kontaktowe (2N oraz 3N).

Wyznaczenie wartości LEC dla LO i NLO polega na dopasowaniu przewidywań wynikających z potencjału ChPT do eksperymentalnych danych reakcji rozpraszania NN, natomiast stałe oddziaływań kontaktowych z NNLO otrzymuje się w oparciu o dane z rozpraszania πN .

Podejście ChPT jest unikatowe ze względu na możliwość oszacowania niepewności obliczeń. By to osiągnąć, obliczenia są wykonywane dla kombinacji dwóch stałych obcięcia (tzw. cut-off) $(\Lambda, \tilde{\Lambda})$, którymi regularyzuje się potencjał. Następnie niepewności wyznaczane są za pomocą wariacji $(\Lambda, \tilde{\Lambda})$ [6, 41]. W 2015 roku zaproponowana została nowa metoda regularyzacji pozwalająca na precyzyjniejsze wyznaczania niepewności dzięki uwzględnieniu wkładów od wyższych rzędów [6]. Oddziaływanie NN jest znane do piątego rzędu rozwinięcia (rys. 2.6), ale nadal trwają prace nad wyliczeniem wkładów do 3NF w rzędzie NNLO i wyższych. Więcej informacji na ten temat można znaleźć np. w pracy [42].



Rysunek 2.6: Tabela przedstawia grafy reprezentujące wyrazy dające przyczynki do potencjału ChPT, w kolejnych rzędach przybliżeń z podziałem na wkłady interpretowane jako elementy pochodzące kolejno od oddziaływań w układach (2N, 3N, 4N, 5N). Rysunek pochodzi z prezentacji [43].

2.2.4 Uwzględnienie oddziaływania kulombowskiego

Oddziaływanie elektromagnetyczne ze względu na nieskończony zasięg i niewielką zmienność z odległością jest niezwykle trudne do uwzględnienia w obliczeniach teoretycznych, również tych, opisujących oddziaływanie między nukleonami.

Po raz pierwszy udało się to oddziaływanie wprowadzić do wcześniej opisanego formalizmu kanałów sprzężonych, bazującym na potencjale CD Bonn uwzględniającym również rezonans Δ . Do momentu pierwszej obserwacji efektów kulombowskich w przekrojach czynnych na reakcję rozszczepiania deuteronu [44], jego wpływ nie był uwzględniany w obliczeniach. Ogólna metoda aplikacji siły kulombowskiej, zaproponowana w pracy [45] polega na wykorzystaniu ekranowanego potencjału Coulomba, dla którego odległość ekranowania była znacznie więk-

sza niż zasięg oddziaływania jądrowego. Przy takim założeniu można implementować znane metody dla obliczeń sił krótkozasięgowych, a otrzymane za ich pomocą wyniki są zgodne z podejściem wolnym od ekranowania. W pierwszej kolejności pojawiły się obliczenia dla rozpraszania elastycznego $d+p$ [35, 46], a następnie dla reakcji breakupu deuteronu potwierdzając [46, 47].

Kolejnym sukcesem teorii było wykorzystanie metody uwzględniania oddziaływania elektromagnetycznego z potencjałem realistycznym AV18 oraz z uwzględnieniem siły Urbana IX. Obecnie te obliczenia są najbardziej kompletne, gdyż zawierają zarówno siłę $3N$, jak i oddziaływanie kulombowskie.

Dedykowanym eksperymentem badającym wpływ oddziaływania kulombowskiego na kształt i wielkość przekrojów czynnych był pomiar w instytucie badawczym IKP FZ-Juelich, w Niemczech. Uzyskany został bogaty zestaw różniczkowych przekrojów czynnych dla reakcji breakupu deuteronu $^1\text{H}(d,pp)n$, dla energii 130 MeV [48, 49]. Wykorzystany detektor GEM pozwalał na pomiary w bardzo przednich kątach polarnych, czyli w obszarze przestrzeni fazowej, gdzie efekty kulombowskie są znaczące.

Rozdział 3

Eksperyment

Dane analizowane w tej pracy pochodzą z eksperymentu przeprowadzonego w 2011r. w Kernfysich Versneller Instituut (KVI), Groningen w Holandii. Pomiary naładowanych produktów reakcji rozszczepienia deuteronu na tarczy protonowej $^1\text{H}(\text{d},\text{pp})\text{n}$ prowadzone były jednocześnie z detekcją cząstek pochodzących ze sprężystego rozpraszania. Deuteronowa wiązka o energii 160 MeV dostarczana była przez cyklotron AGOR (Accelérateur Groningen-ORsay), natomiast do detekcji cząstek używany był system detekcyjny BINA (Big Instrument for Nuclear Analysis).

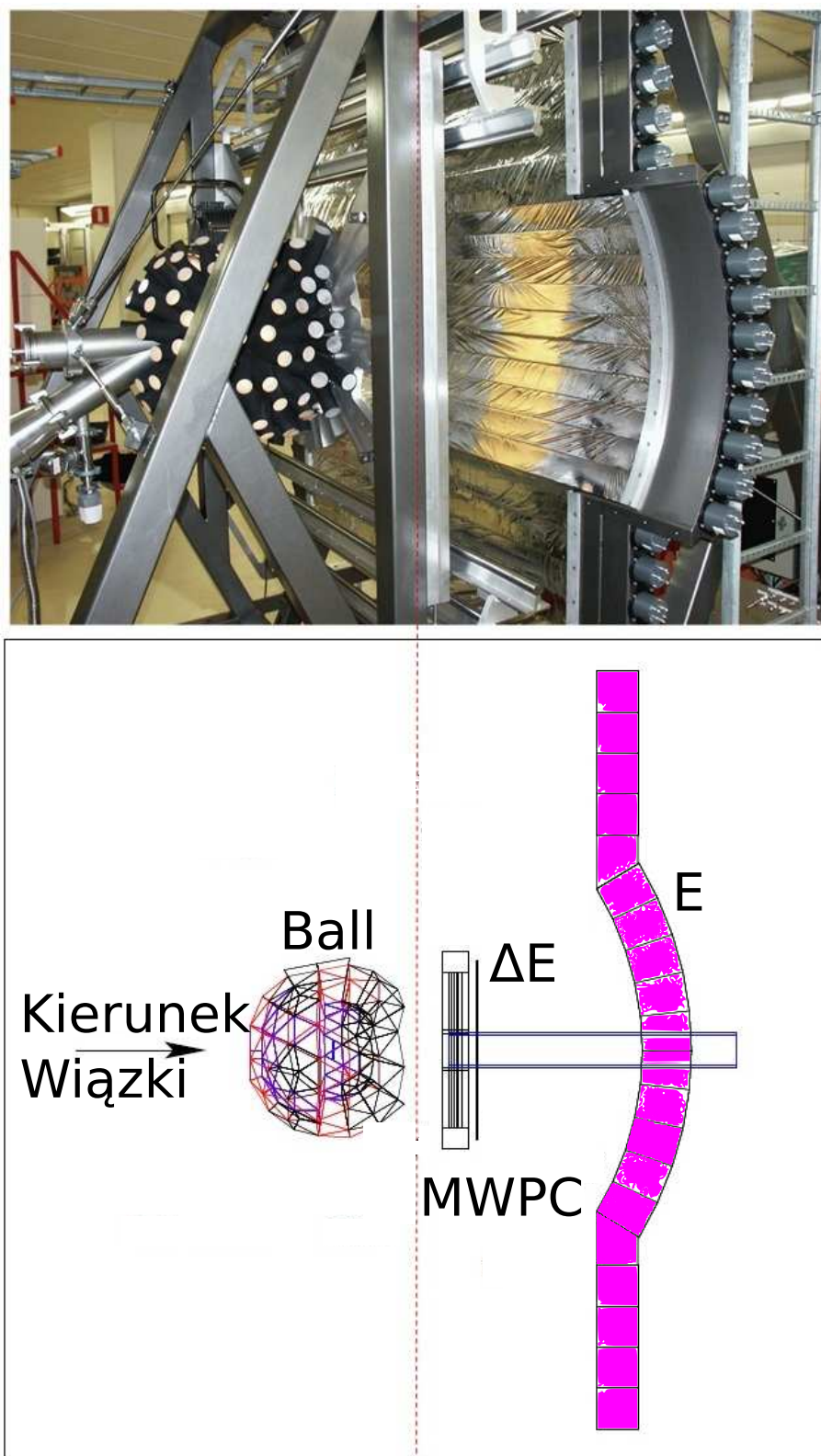
3.1 Cyklotron AGOR

Cyklotron AGOR powstał dzięki współpracy pomiędzy Institut de Physique Nucleaire (Orsay, Francja) oraz KVI. Elektromagnesy cyklotronu zbudowane są z nadprzewodzących cewek generujących pole magnetyczne o indukcji do 4 T w mierzącym 1.88 m średnicy wnętrzu akceleratora. Protony mogą być przyspieszane do energii 190 MeV, natomiast w przypadku deuteronów maksymalna energia wynosi 90 MeV/nukleon. Na potrzeby opisywanego eksperymentu cyklotron AGOR produkował wiązkę niespolaryzowanych deuteronów o energii 80 MeV/nukleon. Więcej informacji technicznych o cyklotronie znaleźć można w publikacjach [50, 51].

3.2 Układ detekcyjny

System detekcyjny BINA cechuje: duża akceptancja kątowna (prawie 4π), dobra kątowna zdolność rozdzielcza detektora WALL, możliwość rejestracji i identyfikacji cząstek w zakresie pośrednich energii ($\sim 25\text{--}180$ MeV). Wszystkie te elementy czynią detektor BINA idealnym narzędziem do badania układów kilku ciał w obszarze wspomnianych energii. Szczegółowy opis systemu detekcyjnego można znaleźć np. w pracy [19].

System detekcyjny przedstawiony jest na rys. 3.1. BINA dzieli się na dwie części: przednią, WALL i centralno-tylną Ball.



Rysunek 3.1: Zdjęcie oraz odpowiadający mu schemat przedstawiają przednią (Wall) i tylną część (Ball) systemu detekcyjnego zestawione razem. Ball poza działaniem jako detektor spełnia także funkcję komory próżniowej oraz systemu mocowania tarczy.

3.3 Detektor cząstek emitowanych w przód – Wall

Na część przednią składają się trzy detektory ustawione w płaszczyźnie prostopadłej do linii wiązki: wielodrutowa komora proporcjonalna MWPC oraz dwa hodoskopy scyntylacyjne tworzące układ teleskopów ΔE -E (rys. 3.2). Detektor transmisyjny ΔE tworzą 24 pionowe paski ze scyntylatora plastikowego o grubości 2 mm. Detektor gruby E to ściana z ułożonych poziomo bloków scyntylatora o grubości 120 mm (BICRON typu BC-408 [52]). Dziesięć scyntylatorów detektora E składa się na element cylindra, w którego centrum znajduje się tarcza. Szczegółowy schemat konstrukcyjny detektora znajduje się w pracy [19]. Do części cylindrycznej przymocowanych jest także z góry i dołu po pięć scyntylatorów tworzących dodatkową powierzchnię aktywną detektora, lecz nie są one wykorzystywane w eksperymencie. Sygnały z ΔE zczytywane były z jednej strony przez fotopowielacze (PMT) przymocowane do scyntylatorów za pomocą światłowodów modelowanych w celu optymalnego zebrania światła. W przypadku detektora E sygnał przychodził z dwóch PMT, przymocowanych do obu końców każdego z detektorów.

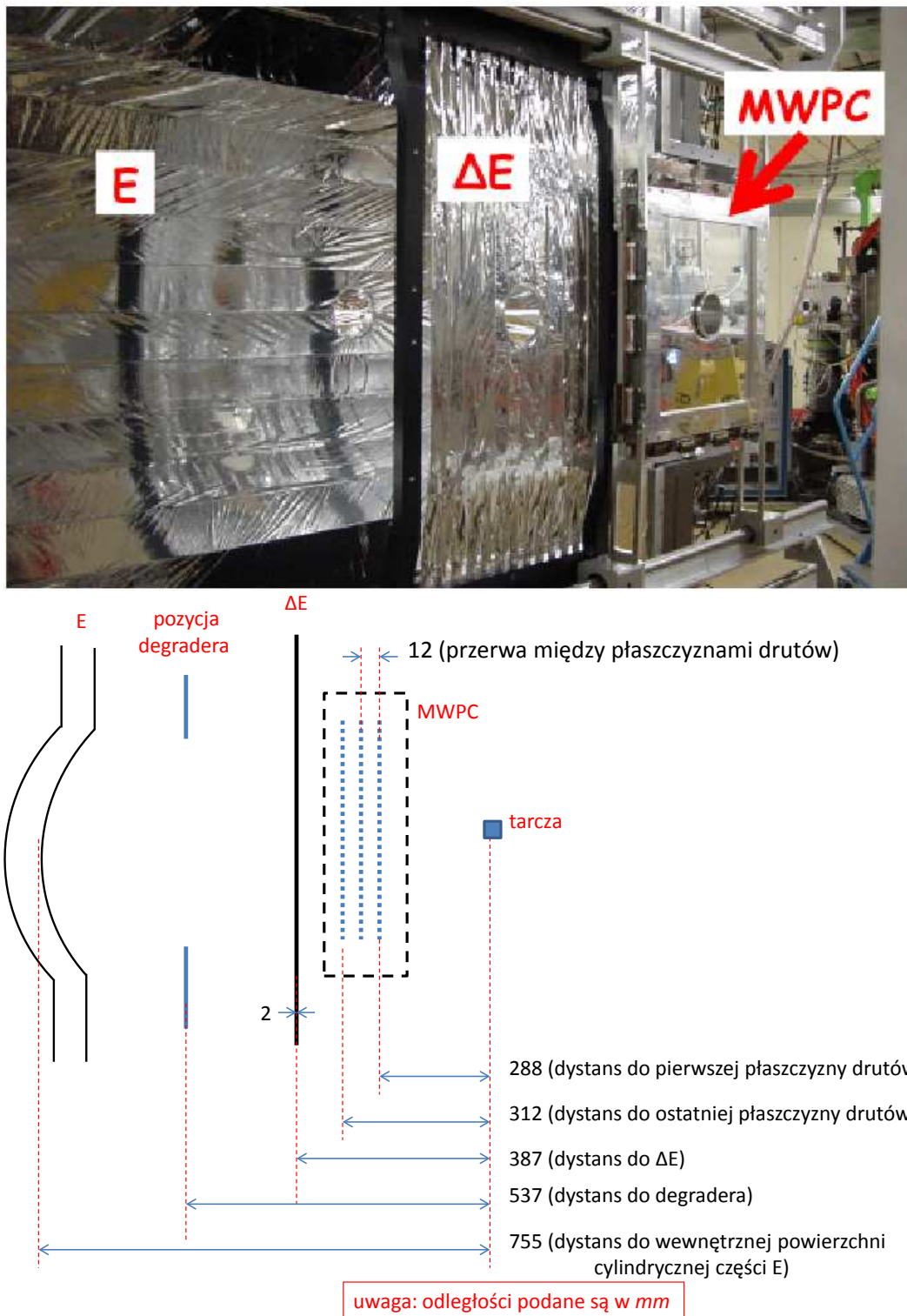
Wielodrutowa komora proporcjonalna (ang. Multi-Wired Proportional Chamber, MWPC [53]) jako część aktywną, posiada trzy płaszczyzny: drutów pionowych X, poziomych Y oraz ukośnych U (obróconych o kąt 45° do dwóch poprzednich). Ilość kanałów wyjściowych przypadających na poszczególne płaszczyzny wynosi odpowiednio: 118 dla X i Y oraz 148 dla U. Pary drutów składające się na pojedynczy kanał wyjściowy oddalone są od siebie o 2 mm. Płaszczyzny pokrywają powierzchnię $38 \times 38 \text{ cm}^2$ i tworzą układ pikseli pozwalający precyzyjnie określać miejsce przejścia cząstki naładowanej, a tym samym na rekonstrukcję kątów wylotu tych cząstek. Akceptancja katowa detektora obejmuje kąty polarne $\theta \in (10^\circ, 40^\circ)$ oraz pełny kąt azymutalny ϕ . Dokładność pomiaru kątów zmienia się wraz z θ i związana jest z transformacją kierunku cząstki z płaszczyzny komory. Szczegółowo dyskutowana jest w rozdziale 5.2.

Detektor WALL pozwala na pomiar kątów wylotu cząstek z reakcji, ich energii oraz umożliwia identyfikację tych cząstek. Informacja z E służy do określenia całkowitej energii zastopowanych w nim cząstek, zaś sygnał z ΔE , gdzie następuje bardzo niewielka strata energii, użyteczny jest w połączeniu z informacją z detektora E i pozwala na identyfikację cząstek techniką ΔE -E.

Dodatkowo na czas przeprowadzania serii pomiarów do celów kalibracji E pomiędzy detektorami ΔE i E montowane są stalowe płyty (degradery).

3.4 Detektor cząstek rozpraszanych wstecz – Ball

Centralna i tylna część detektora (tj. Ball) jest zarówno detektorem jak i komorą rozprożeń, zawierającą układ ciekłej tarczy. Ball tworzą plastikowe scyntylatory (typu BC-408) o geometrii ściętego ostrosłupa o podstawie trójkąta. Układ z zewnątrz przypomina piłkę nożną. Od strony wewnętrznej komory, do każdego scyntylatora przyklejona została warstwa cienkiego (1 mm) scyntylatora (typu BC-444 [52]) tworząc w ten sposób tzw. układ typu *phoswich*. Szybki scyntylator BC-408 oraz wolny BC-444 stanowią układ ΔE -E. Akceptancja katowa Ball wynosi $40^\circ - 165^\circ$ dla kątów polarnych i pokrywa pełny kąt azymutalny, wyłączając obszar objęty systemem ciekłej tarczy. Przednią część Ball do kąta polarnego $\theta \sim 40^\circ$ stanowi okno komory rozprożeń wykonane z folii aramidowej wmacnianej kewlarem.



Rysunek 3.2: *Prawy panel:* Zdjęcie wszystkich trzech elementów składających się na część przednią detektora. Rozproszone cząstki przechodzą najpierw przez wielodrutową komorę proporcjonalną (MWPC), a następnie padają na hodoskopy scyntylatorów częściowej (ΔE) i całkowitej (E) straty energii. *Lewy panel:* Schemat części przedniej detektora wraz z informacją o odległości poszczególnych jego części.

Analiza danych eksperymentalnych prezentowana w niniejszej rozprawie doktorskiej dotyczy jedynie detektora WALL. Szczegółowe opracowanie konstrukcji oraz działania detektora Ball znajduje się w pracy doktorskiej G. Khatriego wraz z pełną analizą danych przy wykorzystaniu całości detektora BINA do badań reakcji deuteron-deuteron [54].

3.5 Tarcza

Mechanika systemu ciekłej tarczy umożliwia szybkie przełączanie się pomiędzy trzema rodzajami tarcz (zamontowanymi na trzech wysokościach–pozycjach), w taki sposób, by wybrany materiał znalazł się na osi wiązki. Dwie z wymienionych pozycji pozwalają na zainstalowanie tarcz stałych, zaś jedna z tarcz stanowi specjalną komorę do utrzymywania ciekłej tarczy wodorowej lub deuteronowej. Układ ten wyposażony jest w systemy: kriogeniczny oraz przepływu gazu, jak również czujniki temperatury i ciśnienia. Pozwala to na utrzymanie wodoru w komorze tarczy w ciśnieniu 256 mbar oraz temperaturze 17 °K. Okna komory zamknięte są folią aramidową o grubości 4 μm [55]. Grubość pustej komory tarczy wynosi 3.3 mm, ale po napełnieniu gazem wzrasta z uwagi na wybrzuszenie okien pod wpływem ciśnienia. Tarcze użyte w opisywanym eksperymencie to ZnS, polimer C₂H₄ oraz LH₂ (ciekły wodór). Wykorzystanie ZnS, dzięki jego właściwościom luminescencyjnym, pozwala na optymalizację geometrii wiązki i precyzyjne wycelowanie nią w centrum tarczy.

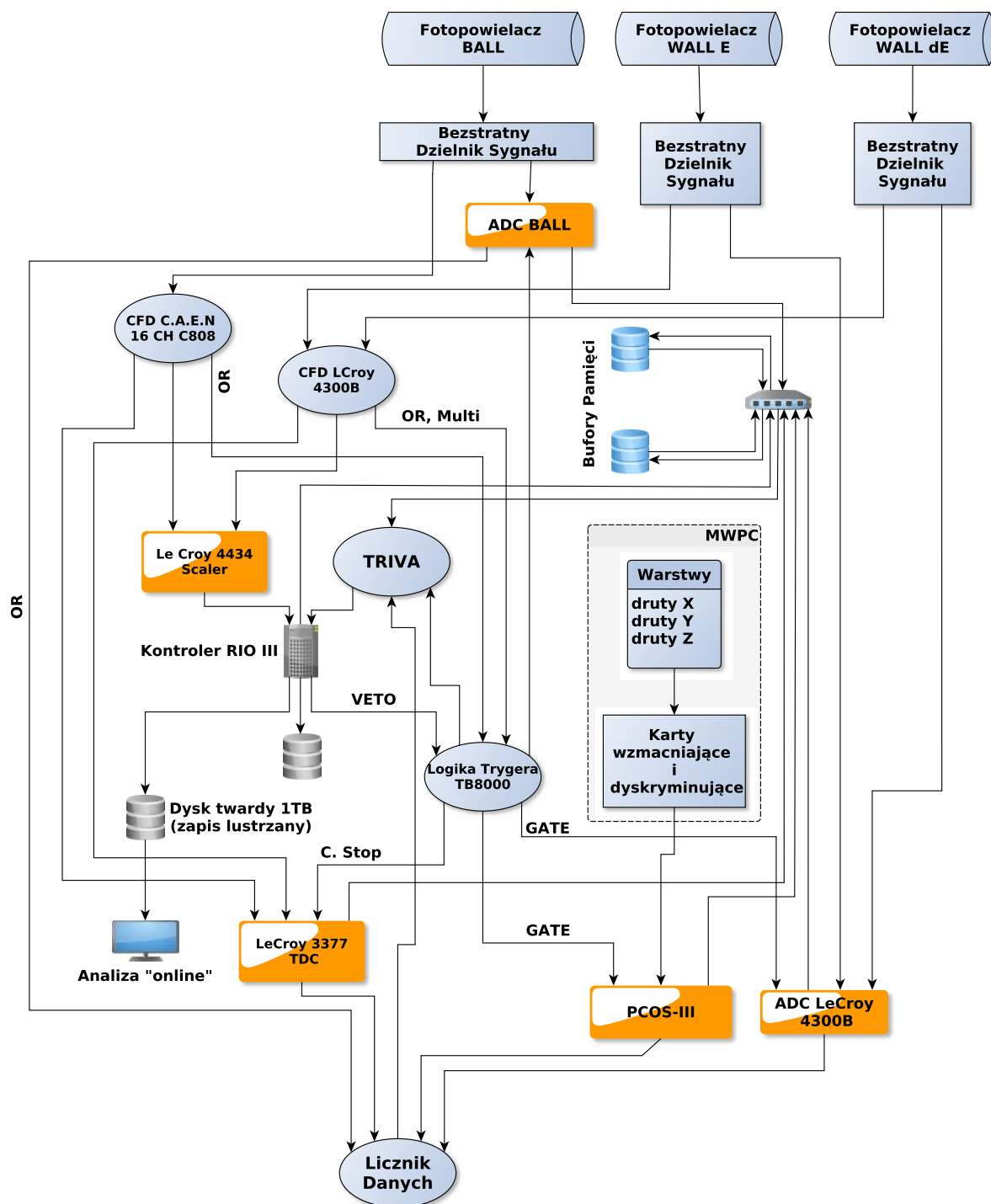
3.6 Elektronika

System akwizycji danych w opisywanym eksperymencie jest zbudowany na bazie elektroniki modułowej działającej w standardzie CAMAC, NIM i VME. Kontrolę systemu akwizycji danych sprawuje MBS 4.3 (Multi-Branch System), obsługiwany procesorem CES RIO3 w środowisku czasu rzeczywistego LynxOS.

Konwersję amplitud sygnałów analogowych z detektorów scyntylacyjnych do postaci cyfrowej zrealizowano z użyciem ADC LeCroy 4300B, natomiast skojarzone z tymi sygnałami czasy przyjścia cząstek odzyskano wykorzystując technikę dyskryminacji stałofrakcyjnej oraz konwertery czas-cyfra firmy LeCroy (TDC 3377). Tak moduły ADC jak i TDC działają w kratach CAMAC, zapewniających im zasilanie oraz prawidłową inicjalizację.

Wielodrutowa komora proporcjonalna jest odczytywana przez dedykowany system, także firmy LeCroy, PCOS-III. System ten obejmuje umieszczone bezpośrednio na komorze karty wzmacniająco-dyskryminujące oraz 32-kanalowe moduły rejestrujące sygnały z drutów w czasie trwania skojarzonej z trygerem bramki czasowej. Moduły te, wyposażone w funkcje *zero-suppression* pozwalają na zastosowanie sprzętowej klasteryzacji sygnałów z sąsiednich drutów, ograniczając do absolutnego minimum ilość informacji przekazywanej do odczytu. Wszystkie dane pochodzące z ADC, TDC i systemu PCOS są przesyłane do układu pamięci buforowych (LeCroy 1190), które odczytywane są naprzemiennie. Przełączanie i odczyt pamięci zachodzi, gdy układ zewnętrznego zliczania przesyłanych danych sygnalizuje niemal całkowite jej wypełnienie.

Odczyt danych (także tych z systemu PCOS-III) odbywa się z całkowitym pominięciem magistrali CAMAC poprzez 16-bitową FERA-kompatybilną magistralę ECL. Układ przedstawiony jest na rys. 3.3.



Rysunek 3.3: Poglądowy schemat układu elektronicznego służącego do zbierania danych z detektora BINA

3.7 Wybór zdarzeń

Budując logiczną strukturę systemu akwizycji danych, sygnały z detektorów rozdzielono na dwie grupy: szybkie i wolne. Detektor gazowy bazujący na stosunkowo wolnym czasie

dryfu elektronów pierwotnej jonizacji do drutów anodowych nie dostarcza w ogóle sygnałów szybkich. Szybkie detektory scyntylacyjne doskonale nadają się do wytwarzania tzw. sygnału trygera, wstępnie identyfikującego zdarzenia jako bardzo interesujące (T1, dwie cząstki naładowane) lub potencjalnie mniej interesujące (T4, minimum jedna cząstka naładowana w całym detektorze). Taki podział pozwala na archiwizację nie wszystkich, a zredukowanej ilości zdarzeń każdego typu. Przeskalowanie zdarzeń realizowane jest za pomocą modułu Trigger Box TB8000. Jego sygnał wyjściowy służy do konstrukcji bramek czasowych dla modułów ADC oraz modułów rejestrujących PCOS. Tylko w obszarze wyznaczonym przez bramki sygnał z fotopowielaczy przekazywany do ADC jest całkowany, a sygnały z komory są brane pod uwagę. Również pomiar czasu rejestracji cząstki w TDC odbywa się względem trygera, który pełni funkcję *common stop*.

Logiczne definicje trygerów, które przedstawia tabela 3.1, realizowane są w oparciu o dwa możliwe wyjścia z dyskryminatora: multiplicity (krotność $multiE$) oraz OR, z których jedno dostarcza sygnał z bramki OR dla wszystkich sygnałów wejściowych, drugie $multi$ dostarcza sygnału analogowego o amplitudzie proporcjonalnej do krotności sygnałów na wejściu. Utworzenie trygerów wykorzystujących tryb $multi$ wymaga ustawienia progu dodatkowego dyskryminatora, który zamienia je na sygnał logiczny, z progiem ustawionym tak, by wybierała krotności co najmniej 2. Z uwagi na częściowe rozcięcie detektorów centralnych (aby dopuścić zdarzenia, gdy tylko fotopowielacz z jednej strony zarejestrował sygnał ponad progiem) wymagana jest krotność tylko z jednej strony: $multiE_L \geq 2$ OR $multiE_R \geq 2$.

Tablica 3.1: Definicja i logiczny zapis trygerów używanych do selekcji zdarzeń w eksperymencie. T1 służy do wyboru zdarzeń koincydencyjnych, a T4 to tzw. *minimum bias trigger*, który pozwala na akwizycję zdarzenia z co najmniej jedną cząstką zarejestrowaną.

Oznaczenie	Zapis logiczny	Przeskalowanie
T1	$multiE_L \geq 2 \text{ OR } multiE_R \geq 2$	2
T4	$(OR \text{ Ball}) \text{ OR } (OR \text{ Wall})$	16
$(OR \text{ Ball})$	sygnał co najmniej jednego fotopowielacza z Ball	–
$(OR \text{ Wall})$	$(OR \Delta E) \text{ OR } (OR E_L) \text{ OR } (OR E_R)$	–

Rozdział 4

Analiza danych

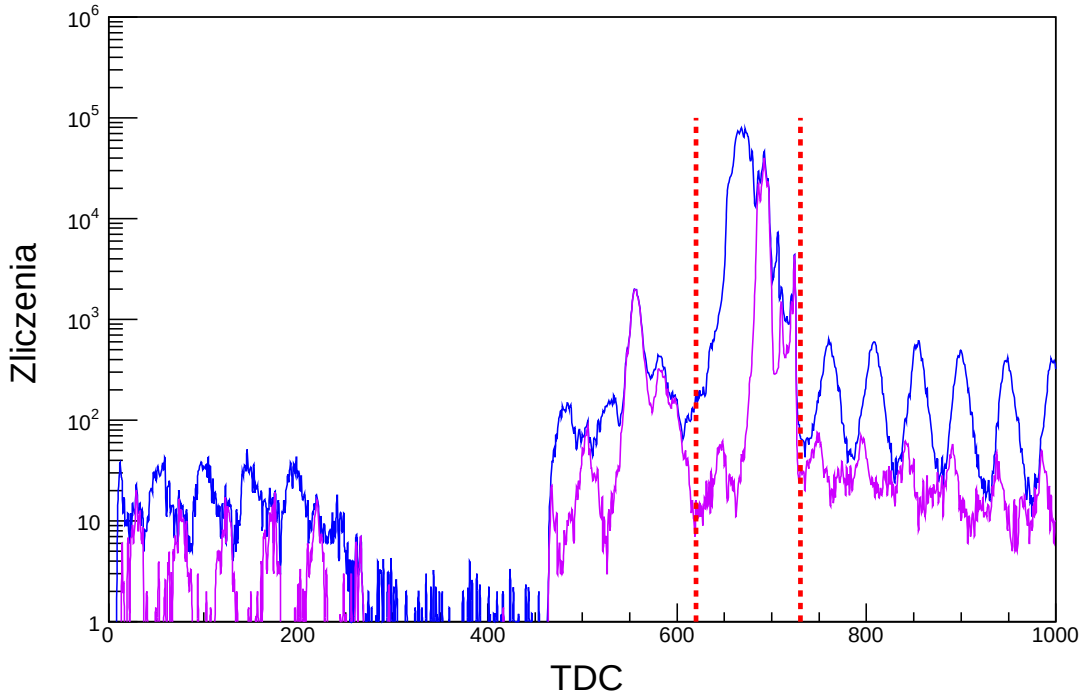
Informacje uzyskiwane z detektorów podczas eksperymentu są digitalizowane przez system akwizycji (DAQ), a następnie zapisywane na dyskach twardych w postaci plików o zadanym rozmiarze około 1 GB. Zgromadzone dane, analizowane w niniejszej pracy, obejmują 149 plików o łącznym rozmiarze 150 GB. Dane te w pierwszej kolejności są sortowane przez dedykowany program FBRun. Jest on napisany w języku C++ z wykorzystaniem bibliotek ROOT [56], które stanowią niezwykle elastyczne środowisko do analizy danych.

Podstawowe klasy FBRun służą do interpretacji informacji elektronicznej (zakodowane odpowiednio informacje typu: sekcja, moduł, kanał, konwersja) i przetwarzają je na wielkości fizyczne (numer drutu, numer detektora, wielkość sygnału, czas, itp.), które następnie analizowane są w klasach wyższego poziomu. Program pozwala na wyselekcjonowanie odpowiednich zdarzeń, takich jak: zdarzenia pojedyncze oraz zdarzenia koincydencyjne (zarejestrowane z odpowiednim trygerem).

Oprócz wymienionego sortera, zostały napisane również programy dedykowane analizie konkretnych reakcji, sprężystego rozpraszania i reakcji breakupu, a także służące do wyznaczenia wydajności detektorów czy kalibracji energetycznej. Ostatecznie prowadzą do wyznaczenia takich wielkości jak świetlność oraz różniczkowe przekroje czynne na reakcję rozszczepienia deuteronu. Szczegółowe informacje o poszczególnych krokach analizy znajdują się w kolejnych podrozdziałach.

4.1 Wstępna selekcja zdarzeń

W pierwszej kolejności przeprowadza się wstępną selekcję danych pozwalającą na usunięcie tej ich części, która odpowiada okresom niestabilnej pracy cyklotronu, czy też niektórych elementów detektora. Selekcję tę wykonuje się w oparciu o widma pochodzące z liczników, które monitorują szybkość zliczania cząstek przez poszczególne detektory. Następnie w oparciu o widma TDC dla odpowiednich trygerów zostają wyznaczone bramki czasowe do selekcji zdarzeń rejestrowanych przy danym typie trygera. Dobiera się je tak, by akceptować tylko te zdarzenia, które pochodzą z tego samego pulsu cyklotronu co sygnał trygera (rys. 4.1). Pozwala to na znaczną redukcję koincydencji przypadkowych.



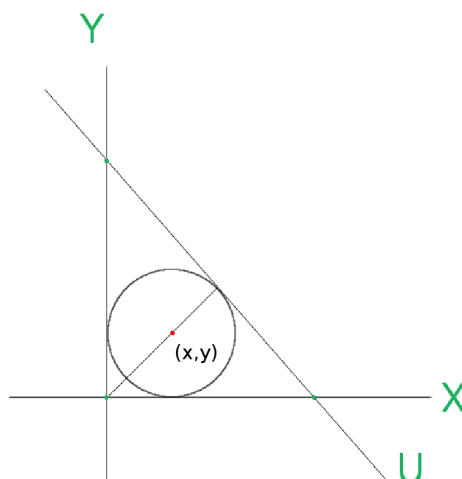
Rysunek 4.1: Sygnały TDC dla 4-tego scyntylatora z grubego detektora Wall (widmo niebieskie), oraz ta sama grupa po uwzględnieniu czasu martwego i po redukcji ich liczby zgodnie z przeskalowaniem trygerów (widmo fioletowe). Czerwone przerywane linie wyznaczają przedział zdarzeń, które akceptowane są w dalszej analizie.

4.2 Rekonstrukcja trajektorii cząstki

Cząstka naładowana, która przechodzi przez detektor Wall, zostawia sygnał w kolejnych jego częściach: MWPC, ΔE oraz E. Na tej podstawie możliwa jest rekonstrukcja jej kąta wylotu oraz określenie jej energii w chwili reakcji.

Cząstka naładowana, przechodząc przez komorę jonizuje gaz, który następnie powoduje przepływ prądu przez najbliższe druty. Na podstawie sygnału z drutów w trzech płaszczyznach X, Y i U można określić punkt, przez który przeszła cząstka. Procedura rekonstrukcji zaczyna się od rzutowania płaszczyzn X i U na środkową płaszczyznę Y wzdłuż półprostych zaczynających się w geometrycznym środku tarczy (nominalnym punkcie reakcji). Na tej płaszczyźnie tworzony jest trójkąt z aktywnych drutów (rys. 4.2), przy założeniu, że odległość od przecięcia drutów X i Y do aktywnego drutu U nie może być większa niż 7 mm. W tak powstały trójkąt wpisujemy jest okrąg, którego środek (x, y) wyznacza punkt przecięcia trajektorii cząstki i płaszczyzny detektora. Na tej podstawie wyznaczane są kąty θ i ϕ :

$$\begin{aligned}\theta &= \frac{180^\circ}{\pi} \arctan \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{Z_0} \right), \\ \phi &= \frac{180^\circ}{\pi} \operatorname{atan2} \left(\frac{y}{x} \right),\end{aligned}\tag{4.1}$$



Rysunek 4.2: Schemat przedstawiający trzy aktywne druty w płaszczyznach X, Y i U zrzucone na płaszczyznę Y MWPC. Środek okręgu wpisanego w trójkąt tworzony przez druty wyznacza współrzędne (x, y) cząstki na płaszczyźnie Y (w odległości Z_0 od tarczy). Kąty rozproszenia rekonstruowane są na ich podstawie zgodnie z równaniem 4.1.

gdzie:

x — pozycja horyzontalna na płaszczyźnie Y komory liczona od jej środka,

y — pozycja wertykalna na płaszczyźnie Y komory liczona od jej środka,

Z_0 — odległość pomiędzy punktem reakcji (środkiem tarczy) a płaszczyzną Y komory.

$\text{atan2}(x, y)$ jest funkcją wyliczającą wartość główną argumentu liczby zespolonej określonej jako $z = x + iy$. Stąd $\text{atan2}(x, y) = \text{Arg}(z)$, gdzie wartość argumentu zmieniać się może w zakresie 2π . W niniejszej pracy przyjęto zwyczajową konwencję $\text{atan2} \in (-\pi, \pi)$, poprzez określenie funkcji w przedziałach jak poniżej.

$$\text{atan2}(x, y) = \begin{cases} \arctg\left(\frac{y}{x}\right) & \text{dla } x > 0, \\ \arctg\left(\frac{y}{x}\right) + \pi & \text{dla } x < 0 \wedge y \geq 0, \\ \arctg\left(\frac{y}{x}\right) - \pi & \text{dla } x > 0 \wedge y < 0, \\ \frac{\pi}{2} & \text{dla } x = 0 \wedge y > 0, \\ -\frac{\pi}{2} & \text{dla } x = 0 \wedge y < 0, \\ \text{nieokreślona} & \text{dla } x = 0 \wedge y = 0. \end{cases} \quad (4.2)$$

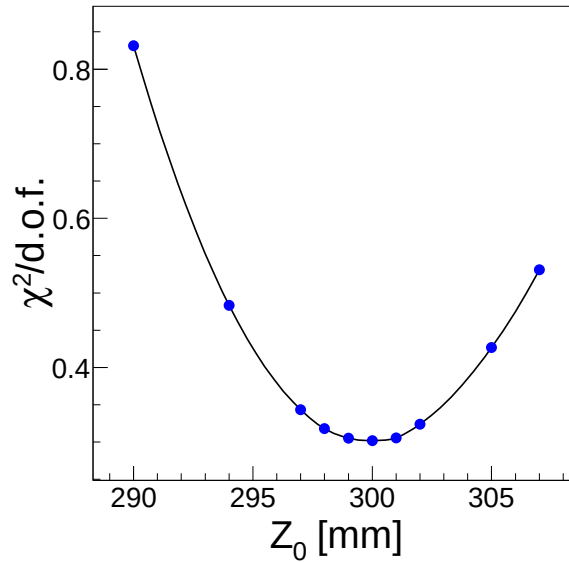
W uproszczeniu oznacza to transformację dowolnego okręgu o środku w punkcie $(0,0)$ na płaszczyźnie (x, y) na odcinek $(-\pi, \pi)$ w sposób ciągły i jednoznaczny. W ten sposób zostaje zrekonstruowana trajektoria cząstki. Natomiast pełne potwierdzenie, że jest to rzeczywiście cząstka (a nie przypadkowa koincydencja sygnałów) o energii wystarczającej do jej identyfikacji, następuje poprzez sprawdzenie zgrania sygnałów z kolejnych detektorów ΔE i E , które znajdują się na jej trajektorii.

Procedura ta jest wykonywana zdarzenie po zdarzeniu. W zależności od ilości cząstek zrekonstruowanych w pojedynczym zdarzeniu kwalifikujemy je jako zdarzenie singlowe (1 cząstka naładowana), koincydencyjne (2 cząstki naładowane) lub wielocząstkowe (więcej niż 2 cząstki naładowane).

4.3 Test geometrii układu detekcyjnego

Istotnym etapem analizy danych jest sprawdzenie geometrii układu eksperymentalnego z wykorzystaniem zdarzeń pochodzących z procesu elastycznego rozpraszania. Na potrzeby testu ta klasa zdarzeń jest analizowana pod warunkiem trygera koincydencyjnego T1 (rozdział 3.7). Celem jest wyznaczenie rzeczywistej odległości pomiędzy tarczą a detektorami wchodzącymi w skład Wall.

Procedura testu geometrii detektora polega na minimalizacji sumy kwadratów odległości danego zdarzenia od kinematyki teoretycznej na wykresie zależności θ_d od θ_p , w funkcji różnych wartości odległości tarczy od płaszczyzny Y komory (Z_0). Wykres taki dla najlepszej wartości Z_0 jest omówiony w rozdziale 4.4.1. Rys. 4.3 przedstawia uzyskane wartości χ^2 na stopień swobody w funkcji odległości detektora Wall od tarczy. Jak można wnioskować z tego wykresu: minimum funkcji przypada dla $Z_0 = 300$ mm. Błąd określenia tej wartości powiększony został do 1 mm w związku z wypłaszczeniem się funkcji χ^2 w okolicy minimum.



Rysunek 4.3: Wyznaczenie prawdziwej wartości odległości pomiędzy płaszczyzną Y komory a tarczą (Z_0). $\chi^2/\text{d.o.f.}$ jest wyliczane dla sumy kwadratów odległości zdarzeń koplanarnych od teoretycznej kinematyki elastycznej (θ_d w funkcji θ_p) z uwzględnieniem różnych wartości Z_0 .

4.4 Rekonstrukcja energii cząstek

Procedura kalibracji energetycznej detektora polega na znalezieniu relacji pomiędzy rejestrowanym kanałem ADC a energią zdeponowaną (E^D) w danym scyntylatorze. W analizowanym eksperymencie kalibracja została przeprowadzona tylko dla grubego detektora E przy użyciu protonów pochodzących z rozpraszania elastycznego oraz przy pomocy symulacji (GEANT4). Ważną cechą detektora E jest zależność energia–kanał od pozycji, gdzie energia cząstki została zdeponowana. Na podstawie wartości E^D oraz symulacji strat energii monoenergetycznych protonów i deuterionów, odtworzono energię kinetyczną cząstek w punkcie reakcji. Uzyskano

tym samym relację pomiędzy sygnałem ADC oraz energią kinetyczną produktów w chwili reakcji.

Różniczkowe przekroje czynne na reakcję rozszczepienia deuteronu wyznaczone są w funkcji energii protonów parametryzowanej długością łuku wzdłuż krzywej kinematycznej (S). Zatem, kluczowym aspektem jest precyzyjny pomiar energii w całym zakresie energii rejestrowanych cząstek. Naturalnymi kandydatami do skalibrowania detektora są protony pochodzące z reakcji sprężystego rozpraszania, które w przeciwieństwie do deuteronów pokrywają cały zakres kątowy detektora Wall, a ich energia kinetyczna jest jednoznacznie określona przez kąt rozproszenia θ_p . Ponieważ energia protonów z reakcji *breakupu* jest znacznie mniejsza niż tych z elastycznego rozpraszania, wykonany został dodatkowy pomiar z wykorzystaniem degraderów energii. Zostały one umieszczone pomiędzy detektorami ΔE i E , co pozwoliło na rozszerzenie zakresu energetycznego kalibracji. Degradery wykonane są ze stalowych płyt o różnej, precyzyjnie określonej grubości, które zamontowane były się w kilku konfiguracjach umożliwiającących przeprowadzenie potrzebnych pomiarów.

4.4.1 Selekcja cząstek

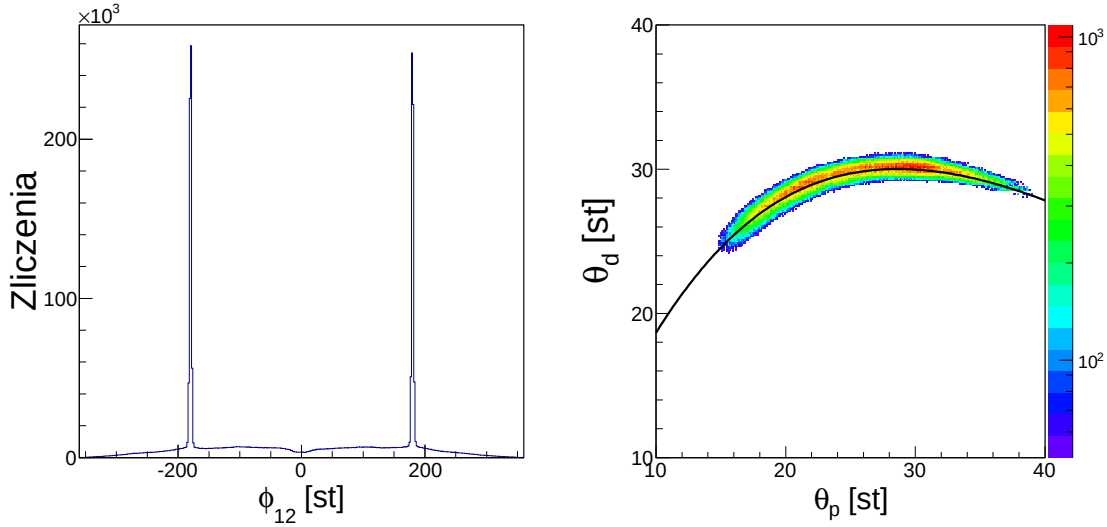
Jak zostało nadmienione w rozdziale 4.4 do skalibrowania detektora E najlepiej nadawały się protony pochodzące z rozpraszania elastycznego. Zatem precyzyjny wybór tego kanału reakcji był bardzo istotny. Ze wszystkich zrekonstruowanych koincydencji wybrane zostały zdarzenia koplanarne, czyli takie, dla których względny kąt azymutalny cząstek spełnia zależność $\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2 \sim 180^\circ$, z tolerancją $\pm 5^\circ$. Następnie, weryfikowano czy zdarzenia grupują się wokół kinematyki θ_d vs. θ_p (rys. 4.4). Akceptowane były zdarzenia leżące w odległości 1° od krzywej kinematycznej. Niewielka liczba koincydencji proton-proton pochodzących z reakcji rozszczepienia także spełniała narzucone więzy kątowe, jednak energie tych protonów były zwykle niższe niż pochodzących z rozpraszania elastycznego, co pozwalało na ich separację. W każdej z tak wyselekcjonowanych par proton-deuteron rozróżniono rodzaj cząstki w oparciu o stratę energii w detektorze ΔE . Sygnał o wyższej wartości oznacza deuteron, natomiast o niższej – proton (rys. 4.11).

4.4.2 Procedura kalibracji

Energia rejestrowanych w eksperymencie cząstek mierzona jest wielkością sygnału z fotopowielaczy (PM). Procedura kalibracyjna zamienia informację z ADC na energię mierzoną w MeV. W celu uzyskania dokładniejszych wartości energii w chwili reakcji, uwzględniającej zależność od punktu, w którym cząstka zdeponowała swoją energię, dzieli się detektor E na wirtualne sektory.

Dla każdej grubości degradera $d \in (1, 2, 3, 5, 7, 10, 11, 13 \text{ mm})$ konieczny jest osobny pomiar. Zarejestrowane zdarzenia są dzielone na sektory detektora E , z których każdy definiowany jest przez stronę ($s = \text{prawo/lewo}$), numer danego scyntylatora ($N = 0, 1, 2, \dots, 9$) oraz kąt polarny $\theta \pm 1.5^\circ$ (rys. 4.5). Zbiór wszystkich kombinacji (s, N, θ) definiuje siatkę sektorów, z których każdy jest kalibrowany oddzielnie.

Dla każdego sektora otrzymuje się rozkłady energii elastycznie rozproszonych protonów, a następnie dopasowuje funkcje Gaussa (rys. 4.6, *lewa kolumna*). Ta sama procedura zastosowana do danych wysymulowanych za pomocą pakietu Geant4 (rys. 4.6, *prawa kolumna*). Symulacja strat energii cząstek uzyskiwana jest metodą Monte-Carlo przy użyciu pakietu



Rysunek 4.4: *Lewy panel:* Rozkład względnego kąta azymutalnego pary cząstek ($\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$). Dwa widoczne piki wokół $\phi_{12} = \pm 180^\circ$ odpowiadają cząstkom ze sprężystego rozpraszania znajdującym się w zakresie 3σ rozkładu zdarzeń wokół kinematyki teoretycznej widocznej na prawym panelu. *Prawy panel:* Zależność pomiędzy kątami polarnymi protonu θ_p i deuteronu θ_d z uwzględnieniem warunku koplanarności $\phi_{12} = 180^\circ \pm 5^\circ$. Linia ciągła odpowiada wyliczonej kinematyce reakcji rozproszenia sprężystego dp.

GEANT4 [57], a dokładny opis programu dedykowanego dla detektora BINA znajduje się w pracy [57].

Następnie wartości energii odpowiadające konkretnym kanałom ADC otrzymane przy użyciu różnych degraderów wyraża się w postaci zależności nieliniowej. Przykład takiego dopasowania jest przedstawiony na rys. 4.7. Przyjęta zależność energii od sygnału opisana jest wielomianem:

$$E_{s,N}^D(\theta) = a_{s,N}(\theta) * C(c_1, c_2) + b_{s,N}(\theta) * \sqrt{C(c_1, c_2)}, \quad (4.3)$$

gdzie:

$E_{s,N}^D$ – wysymulowana wartość energii zdeponowanej w scyntylatorze,

s – strona detektora (lewo/prawo),

N – numer scyntylatora,

$a_{s,N}(\theta), b_{s,N}(\theta)$ – parametry dopasowania,

c_1, c_2 – kanały ADC dla prawego i lewego fotopowielacza,

$$C(c_1, c_2) = \begin{cases} c_1 + c_2, & \text{– sygnał w środkowych scyntylatorach z otworem na jonowód} \\ \sqrt{(c_1 * c_2)}, & \text{– formuła dla pozostałych scyntylatorów.} \end{cases}$$

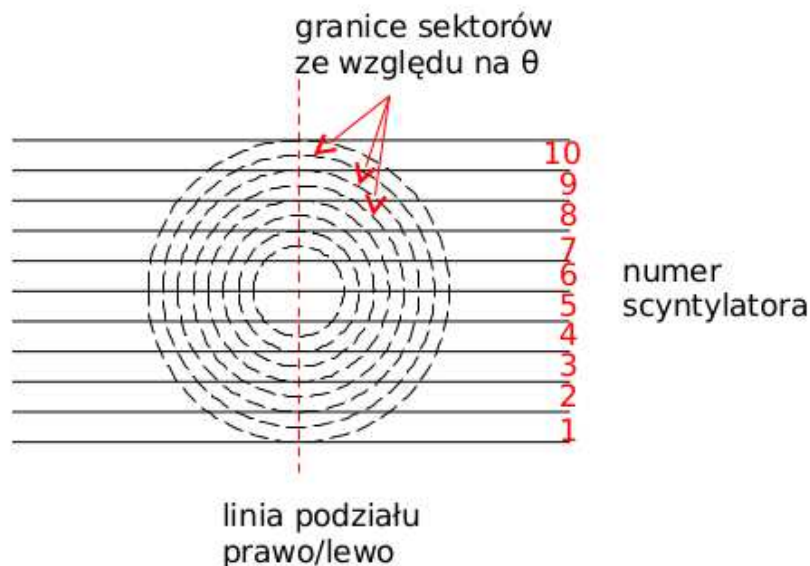
$C(c_1, c_2)$ jako średnia geometryczna konwersji prądów na wyjściu z fotopowielaczy, najlepiej odzwierciedla energię zdeponowaną przez cząstkę w scyntylatorze, uwzględniając atenuację światła w drodze do fotopowielacza (uzyskiwany wynik słabo zależy od punktu zarejestrowania cząstki). W przypadku detektorów z wycięciem na jonowód, konieczne jest zastąpienie

średniej geometrycznej sumą, ze względu na możliwość utraty sygnału świetlnego na wycięciu w scyntylatorze. W przypadku sektorów, dla których statystyka jest bardzo mała, parametry $a_{s,N}(\theta)$ oraz $b_{s,N}(\theta)$ znajduje się na podstawie liniowej interpolacji w oparciu o sąsiednie obszary.

4.4.3 Konwersja energii zdeponowanej na energię początkową

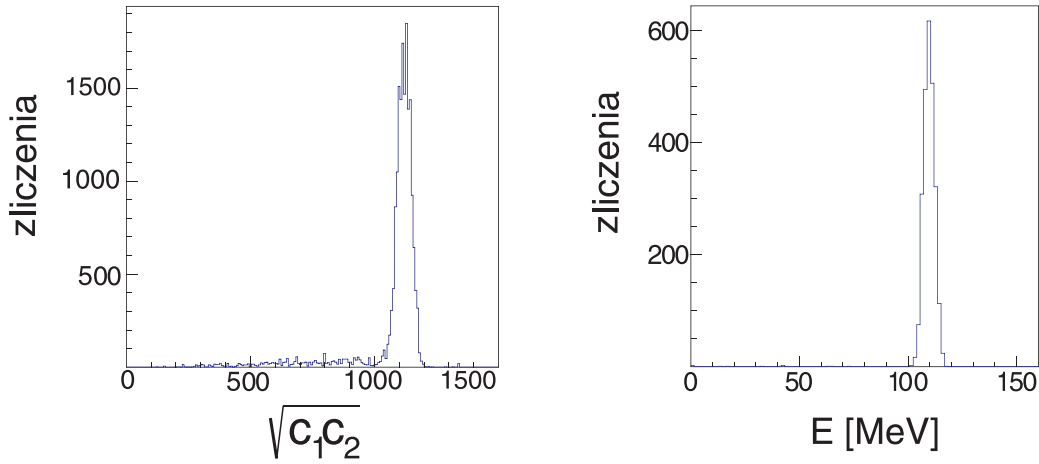
W celu znalezienia relacji pomiędzy energią zdeponowaną w scyntylatorze a wartością energii kinetycznej protonu w punkcie reakcji wykonuje się odpowiednie symulacje z wykorzystaniem pakietu GEANT4. Protony i deuterony generowane są z ustaloną energią w zakresie od 19 do 25 MeV (z krokiem co 1 MeV) i w zakresie od 25 do 140 MeV (z krokiem co 5 MeV) oraz z określonymi kątami emisji θ tak, by wypełnić dostępną akceptancję detektora: od 10.5° do 37.5° w przedziałach o szerokości 3° . Szerokość przedziałów θ została wybrana w celu utrzymania spójności z ustalonym podziałem na sektory (rys. 4.5).

Na drodze do detektora E symulowane cząstki deponują część swojej energii w kolejnych elementach układu: komorze tarczy (LH_2 , folia aramidowa okna), oknie komory rozproszeń (folia aramidowa, kewlar), MWPC (folia mylar'owa, druty i mieszanka gazów), detektorach ΔE i E (folii typu mylar aluminizowany oraz w samym materiale scyntylacyjnym), a także w powietrzu. Dla każdej energii początkowej i kąta emisji konstruowany jest rozkład energii deponowanej w detektorze E. Większa ilość symulowanych punktów w obszarze niskiej energii protonu ma na celu poprawne odtworzenie nieliniowej postaci funkcji.

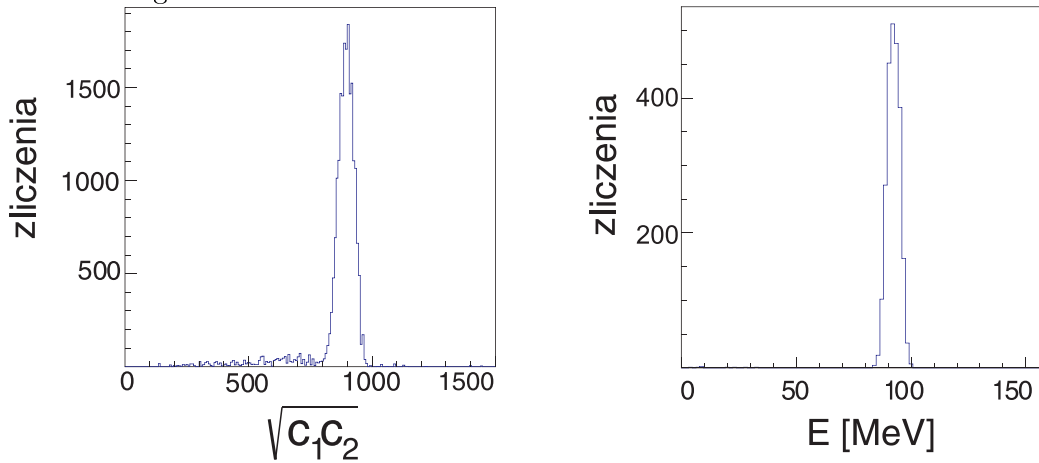


Rysunek 4.5: Schemat detektora Wall wraz z podziałem na sektory ze względu na stronę detektora, numer scyntylatora E oraz przedziały kąta polarnego $\Delta\theta = 3^\circ$ oznaczone okręgami. Każdy sektor kalibrowany jest oddzielnie. Pierwszy pierścień odpowiada kątowi $\theta = 13.5^\circ$ zaś ostatni $\theta = 37.5^\circ$.

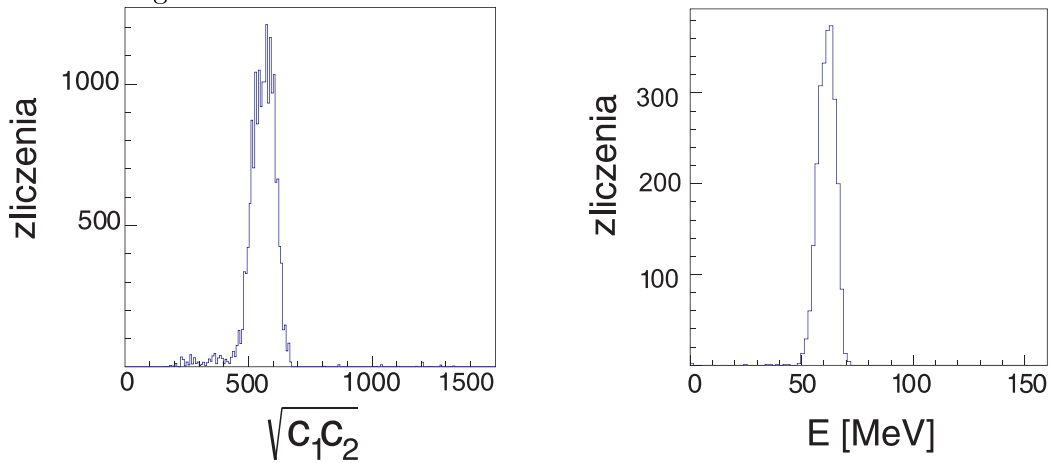
Grubość degradera: 1 mm



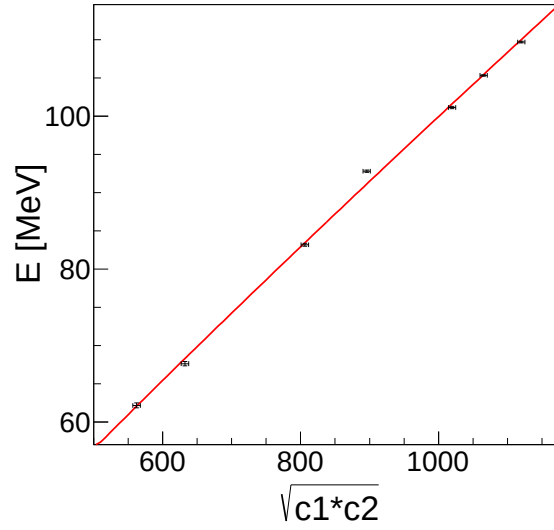
Grubość degradera: 5 mm



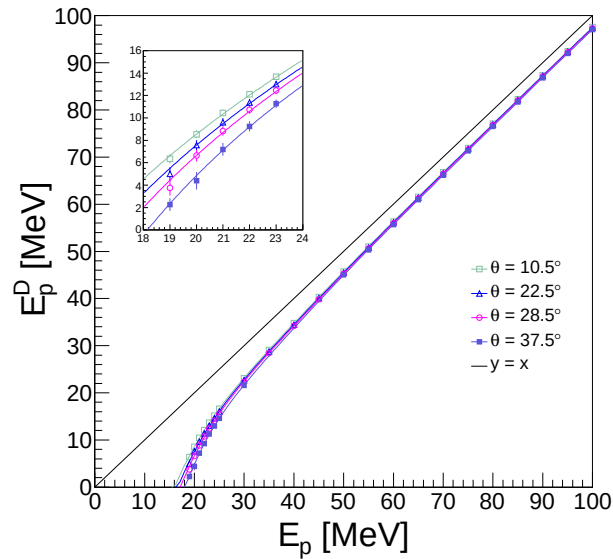
Grubość degradera: 11 mm



Rysunek 4.6: Zestawienie przykładowych rozkładów energii zarejestrowanych (*lewa kolumna*) oraz wysymulowanych (*prawa kolumna*) protonów, rozproszonych pod kątem $\theta \in (24^\circ, 27^\circ)$ i przechodzących przez degradery o różnych grubościach.

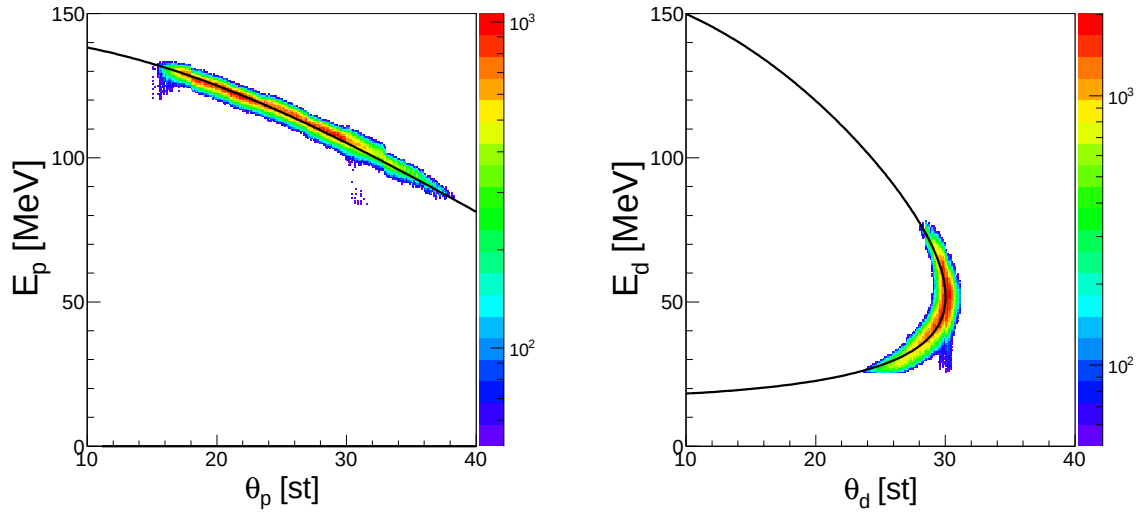


Rysunek 4.7: Przykładowa zależność energii zdeponowanej przez protony (wartość z symulacji) w funkcji sygnału $\sqrt{c_1 * c_2}$ w wybranym sektorze (rys. 4.5). Linia ciągła obrazuje dopasowaną funkcję wielomianową opisaną wzorem 4.3.



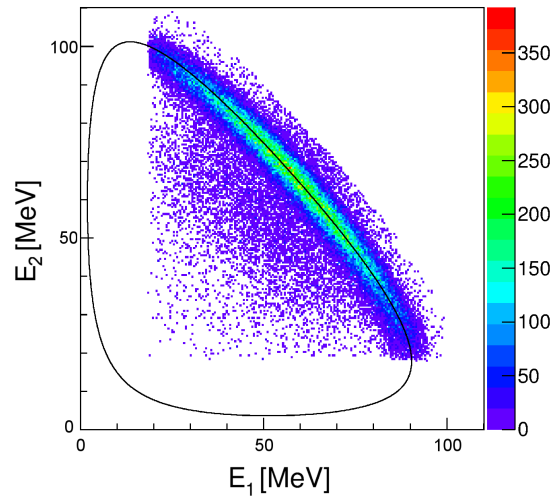
Rysunek 4.8: Zależność pomiędzy energią zdeponowaną w grubym detektorze E , a energią protonu w chwili reakcji uzyskaną z symulacji. Rozrzut tych krzywych w kącie θ wynika z różnic strat energii na drodze do detektora E .

Opisana metoda rekonstrukcji energii początkowej cząstek weryfikowana jest w oparciu o zdarzenia pochodzące ze sprężystego rozpraszania oraz z reakcji rozszczepienia deuteronu. Przedstawione na rys. 4.9 energie protonów i deuteronów pochodzących z elastycznego rozpraszania dobrze odtwarzają zależności teoretyczne, wynikające z kinematyki reakcji. Uzyskanie



Rysunek 4.9: Zależności kinematyczne dla rozproszonych sprężyscie protonów (*lewy panel*) i deuteronów (*prawy panel*) w porównaniu do teoretycznych kinematyk reprezentowanych ciągłymi liniami.

właściwej wartości energii deuteronu wymaga dodatkowo wprowadzenia poprawki do kalibracji w oparciu o parametry materiału scyntylacyjnego, wpływające na różnicę w odpowiedzi świetlnej dla różnych cząstek. W tym celu wykorzystano informacje pochodzące od producenta, zawarte w pracy [52]. Kalibracja prowadzi też do uzyskania poprawnych wartości energii dwóch koincydencyjnych protonów w przypadku reakcji breakupu (rys. 4.10).



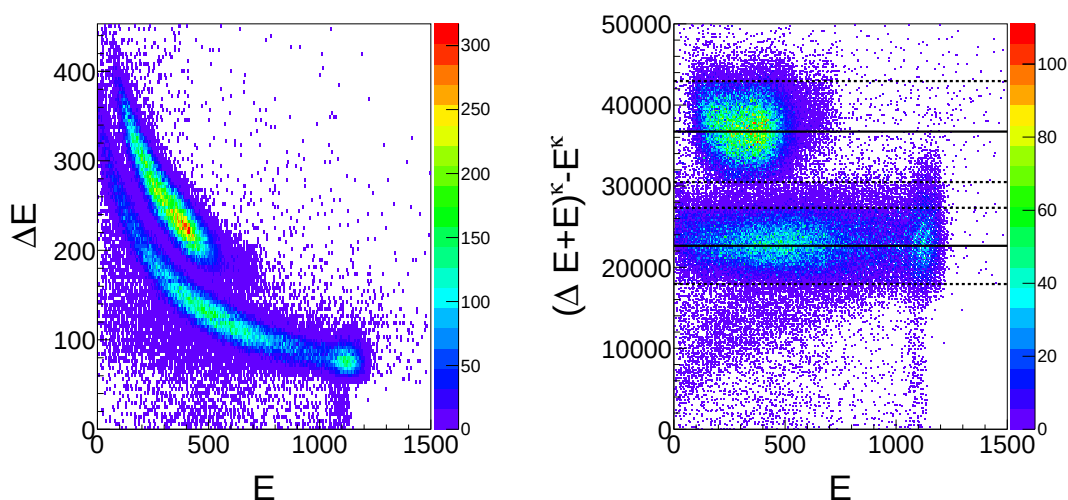
Rysunek 4.10: Zależność E_1 vs E_2 dla par protonów, pochodzących z reakcji rozszczepienia deuteronu, dla geometrii zdefiniowanej kątami: $\theta_1 = 25^\circ, \theta_2 = 20^\circ, \phi_{12} = 80^\circ$. Dane eksperymentalne uwzględniające kalibrację porównane są z odpowiadającą wybranej geometrii teoretyczną krzywą kinematyczną (ciągła linia).

4.5 Identyfikacja cząstek

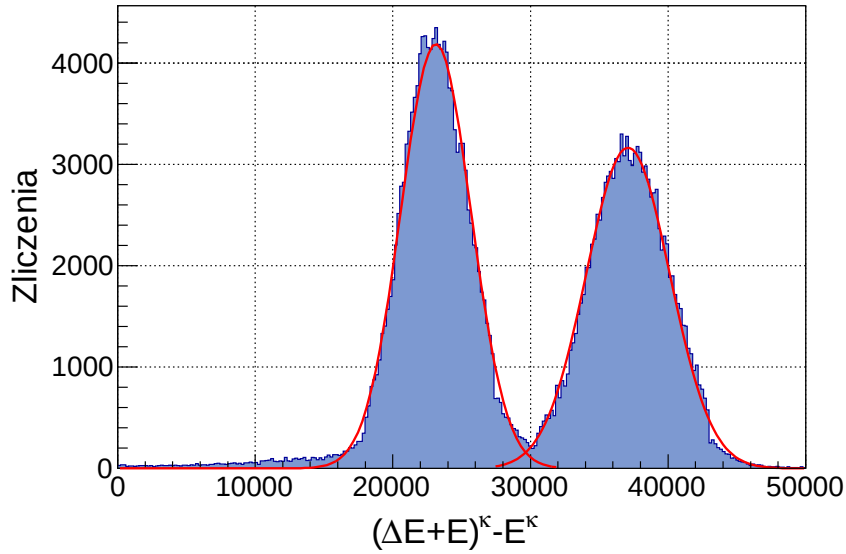
W analizowanym eksperymencie rejestrowane są dwa rodzaje cząstek naładowanych: protony i deuterony. Ich dobra identyfikacja jest kluczowa dla dalszej analizy. Identyfikacja oparta jest na technice ΔE - E oraz metodzie linearyzacji [58].

Metoda linearyzacji zaproponowana w pracy [58] pozwala na identyfikację produktów reakcji w sposób pozwalający na kontrolę strat dobrych zdarzeń i efektywności stosowanych cięć. Metoda ta polega na transformacji współrzędnych $(\Delta E, E)$ do nowych współrzędnych $((E + \Delta E)^\kappa - E^\kappa, E)$. Postać tych zmiennych wynika bezpośrednio z równania Bethego–Blocha, jak pokazano w [58]. Wartość κ charakteryzuje materiał detektora i jest wyznaczana dla każdego teleskopu z osobna. W rezultacie uzyskujemy przetransformowane widmo (rys. 4.11, prawy panel), na którym widoczne są dwa rozdzielone pasma, odpowiadające protonom i deuteronom.

Tak zlinearyzowane widmo rzutowane jest następnie na oś pionową w celu uzyskania widma jednowymiarowego (4.12). Pozycje (μ_p, μ_d) i szerokości (σ_p, σ_d) rozkładów, pochodzące od protonów i deuteronów, wyznaczone zostały poprzez dopasowanie dwóch funkcji Gaussa. Miara separacji tych rozkładów $(\zeta_{\Delta E-E})$ jest wyznaczana jako stosunek pola ich części rozłącznej do pola ich przecięcia. Dla każdego teleskopu wybierana jest wartość κ maksymalizująca $\zeta_{\Delta E-E}$. Wartości κ uzyskane dla poszczególnych teleskopów ΔE - E różnią się nieco między sobą przyjmując wartości w przedziale (1.63, 1.85). W sytuacji, w której dwa rozkłady mają zbliżoną amplitudę i szerokości (σ_p, σ_d) oraz oddalone są od siebie o $2\sigma_p + 2\sigma_d$, współczynnik separacji przyjmuje wartość $\zeta_{\Delta E-E} = 42.05$. Można także oszacować maksymalny poziom mieszania się cząstek pomiędzy pasmami w zależności od zakresu w jakim identyfikowane są cząstki. W tym celu należy sprawdzić jaka część jednego z rozkładów zawiera się w zakresie identyfikacji drugiego.



Rysunek 4.11: *Lewy panel*: Widmo strat energii (reprezentowanej sygnałem elektronicznym) cząstek dla wybranego teleskopu ΔE - E . *Prawy panel*: To samo widmo co z lewej strony po przeprowadzeniu procedury linearyzacji. Przerywane linie wytyczają zasięg 2σ od środka pasm zaznaczonych liniami ciągłymi.



Rysunek 4.12: Widmo otrzymane po zrzutowaniu rys. 4.11 (prawy panel) na oś pionową. Parametry dopasowanych funkcji gaussa (czerwone linie) pozwalają określić stopień separacji $\zeta_{\Delta E-E}$ w funkcji κ . Umożliwiają także określenie zakresów identyfikacyjnych dla protonów i deuteronów.

W dalszej części analizy cząstki identyfikowane były na podstawie ich pozycji na zlinearyzowanym widmie $((E + \Delta E)^\kappa - E^\kappa, E)$. Akceptowane były cząstki znajdujące się w paśmie $\pm 2\sigma$ od linii centralnej pasma zarówno w przypadku protonów jak i deuteronów. Niezidentyfikowane cząstki nie były brane pod uwagę. W tej sytuacji maksymalna domieszka deuteronów w paśmie protonów wynosi 2.27%.

4.6 Wydajność detektora BINA

Znalezienie znormalizowanych wartości przekroju czynnego na reakcję rozszczepienia deuteronu wymaga uwzględnienia wydajności systemu detekcyjnego BINA, a dokładniej jego przedniej części Wall, na której skupiona jest analiza danych prezentowana w niniejszej pracy.

Wyznaczanie wydajności detektora sprowadza się do obliczenia czynników jakimi należy przeskalać liczbę zarejestrowanych cząstek w zależności od ich kątów wylotu (θ, ϕ) . Prawdopodobieństwo zarejestrowania cząstki naładowanej związane jest z ograniczoną wydajnością poszczególnych elementów detektora. Mogą na nie wpływać np: niedziałające druty MWPC, czy też niejednorodność scyntylatorów w detektorach ΔE i E (szczeliny pomiędzy scyntylatorami, zwiększona lokalnie absorpcja światła) lub niewłaściwe działanie fotopowielaczy (nakładający się na sygnał szum detektora, niemożność uzyskania dostatecznego wzmocnienia). Natura tych efektów powoduje, że wydajność może zależeć od pozycji, rodzaju cząstki oraz jej energii. Dodatkową trudność stanowi fakt, że wydajność poszczególnych elementów systemu może zmieniać się w czasie, co w konsekwencji prowadzi do konieczności jej wyznaczania na podstawie tego samego zbioru danych eksperymentalnych, który wykorzystywany jest później do analizy właściwej. W przypadku identyfikacji zdarzeń zakładających koincydencję

dwóch cząstek (np. 2 protonów w reakcji breakupu lub protonu i deuteronu z rozpraszania elastycznego) poprawna rekonstrukcja zdarzenia może zależeć od względnego położenia torów wylotu tych cząstek. Jeśli, przykładowo, obie cząstki trafiają w ten sam segment detektora to odpowiednie fotopowielacze dostarczą informację o ich łącznej energii. Rozbicie tej informacji na poszczególne energie nie będzie możliwe. Takie zdarzenia są pomijane w analizie, a związany z tym efekt będzie określany mianem wydajności konfiguracyjnej. Jest oczywiste, że do całkowitej wydajności konfiguracyjnej swój wkład wnoszą także detektory ΔE i MWPC. Podobny problem z określeniem energii cząstki ma miejsce, gdy proton lub deuteron deponuje swoją energię kinetyczną w dwóch sąsiednich scyntylatorach detektora E jednocześnie. Poprawka na to zjawisko również jest uwzględniona. Wszystkie wspomniane wyżej efekty składają się na całkowitą wydajność systemu BINA. Sposób wyznaczenia na wykresie θ - ϕ czynników korygujących przedstawiony jest w dalszej części tego rozdziału. Wyliczone wydajności aparaturowe dla każdego detektora, jak również poprawki od dodatkowych efektów są przedstawione w postaci tzw. map wydajności. Obejmują one zakres zdefiniowanej przez detektor Wall akceptancji kątowej: $\theta \in (10^\circ, 40^\circ)$, $\phi \in (-180^\circ, 180^\circ)$. Chociaż opisane poniżej metody zastosowano do wyznaczenia wydajności zarówno na detekcję protonów jak i deuterionów, wyniki zostaną zaprezentowane tylko na przykładzie protonów.

4.6.1 MWPC

Wielodrutowa komora proporcjonalna MWPC składa się z trzech płaszczyzn detekcyjnych (z drutami pionowymi X, poziomymi Y oraz ukośnymi U) zamontowanych w płaszczyźnie prostopadłej do osi jonowodu. Wydajność każdej z płaszczyzn wyznaczona jest niezależnie w przedziałach zdefiniowanych na bazie kątów polarnych i azymutalnych o wielkości odpowiadającej $\Delta\theta = 2^\circ$ oraz $\Delta\phi = 10^\circ$. Ta sama siatka została później wykorzystana do wszystkich innych typów wydajności.

Do wyznaczenia wydajności MWPC zostały wykorzystane jedynie te zdarzenia, dla których sygnał w komorze pochodził wyłącznie od pojedynczej cząstki oraz był zgrany z informacjami z detektorów ΔE oraz E zgodnie z procedurą opisaną w rozdziale 4.2. Warunek ten ma na celu wyselekcjonowanie zdarzeń skojarzonych z przejściem jednej cząstki naładowanej przez cały detektor, z pominięciem szumów elektronicznych oraz sygnałów wytworzonych przez neutrony i kwanty gamma. Zarejestrowane zdarzenia zostały podzielone na cztery nierozłączne zbiory w zależności od tego, dla której płaszczyzny chcemy obliczyć wydajność: XY, XU, YU (odpowiednio w przypadku płaszczyzny U, Y oraz X). Wydajność płaszczyzny X na detekcję zarówno protonów jak i deuterionów jest zdefiniowana jako:

$$\epsilon_x^\alpha(\theta, \phi) = \frac{N_{xyu}^\alpha(\theta, \phi)}{N_{yu}^\alpha(\theta, \phi) + N_{xyu}^\alpha(\theta, \phi)}, \quad (4.4)$$

gdzie:

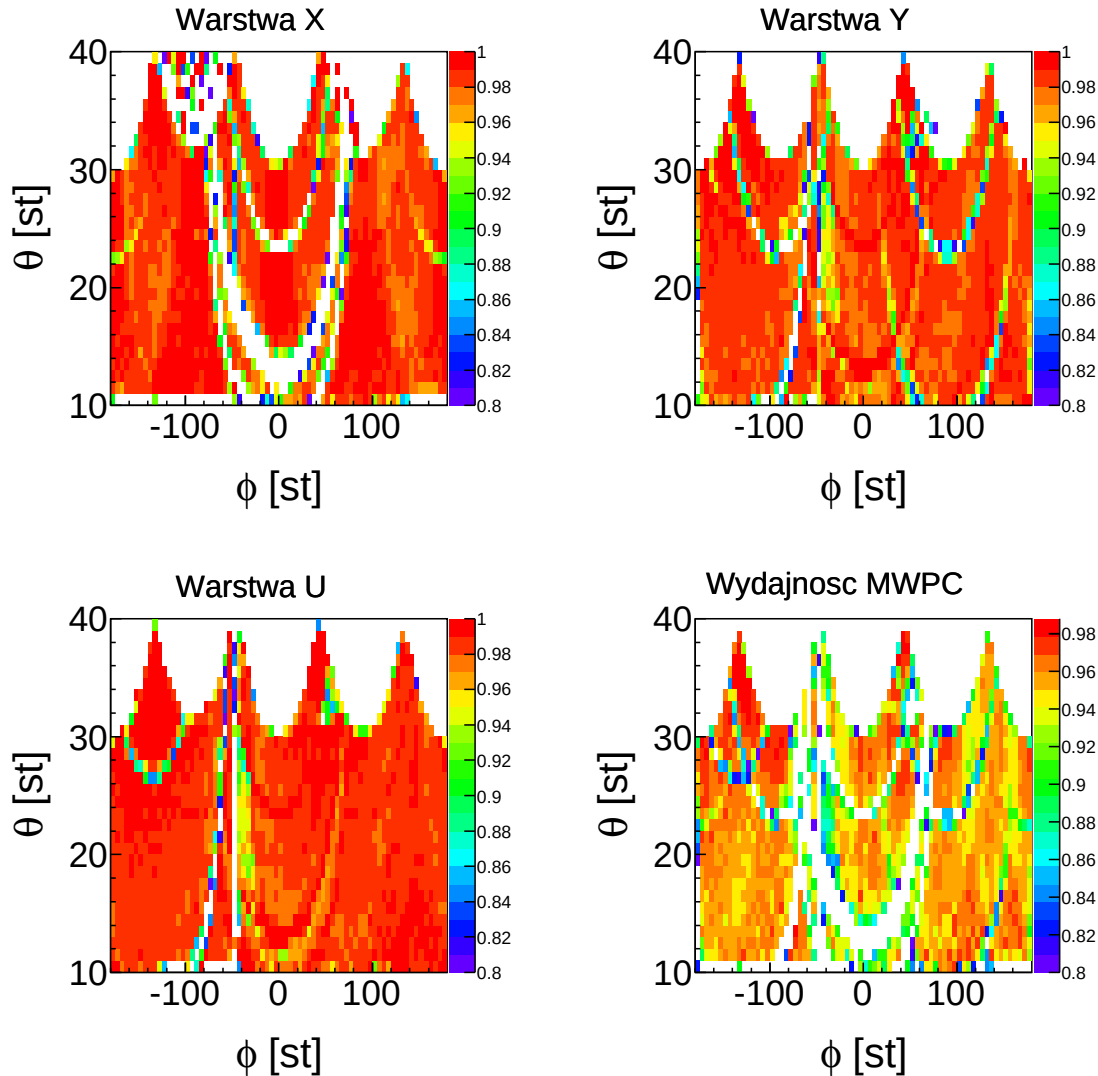
- $N_{yu}^\alpha(\theta, \phi)$ jest liczbą zdarzeń zarejestrowanych tylko w dwóch płaszczyznach Y i U,
- $N_{xyu}^\alpha(\theta, \phi)$ jest liczbą zdarzeń zarejestrowanych w płaszczyznach X, Y i U,
- α oznacza rodzaj cząstki na detekcję której wydajność jest wyznaczana (proton, deuteron lub niezidentyfikowana naładowana cząstka).

Procedura znajdowania wydajności dla warstw Y i U jest analogiczna jak dla warstwy X. Zakładając niezależną pracę wszystkich płaszczyzn oraz wymóg rejestracji cząstki przez każdą z nich, całkowita wydajność komory proporcjonalnej na detekcję cząstek dana jest wzorem:

$$\epsilon_{MWPC}^{\alpha}(\theta, \phi) = \epsilon_x^{\alpha}(\theta, \phi) \epsilon_y^{\alpha}(\theta, \phi) \epsilon_u^{\alpha}(\theta, \phi) \quad (4.5)$$

Mapy wydajności dla poszczególnych płaszczyzn, jak również całkowita wydajność MWPC, zostały przedstawione na rys. 4.13. Średnia wydajność MWPC na detekcję wynosi odpowiednio 84% dla cząstek naładowanych (w tym niezidentyfikowanych), 87% dla protonów, oraz 89% dla deuteronów.

Zastosowana procedura zawodzi w obszarach, w których przynajmniej jedna z dwóch płaszczyzn referencyjnych jest bardzo niewydajna. Niewydajność taka jest następstwem nie-



Rysunek 4.13: Mapa wydajności na detekcję protonów dla poszczególnych płaszczyzn drutów oraz wydajność całkowita detektora MWPC (wzór 4.5). Puste obszary w zakresie kąta polarnego $\theta \in (30^\circ, 40^\circ)$ znajdują się poza akceptancją detektora.

działającego kanału elektroniki wzmacniającej i dyskryminującej sygnał z drutów anodowych komory, uszkodzenia mechanicznego drutu, bądź braku kontaktu na złączach. Niedziałające druty powodują, że wydajność gwałtownie spada, co widoczne jest na rys. 4.13 w postaci charakterystycznych fragmentów elips. Prowadzi to do konieczności wprowadzenia dodatkowej korekty. Wynika ona z faktu, że przy równoczesnym braku informacji z dwóch płaszczyzn wyliczenie wydajności jest niemożliwe. Sytuację można poprawić łagodząc nieco warunek we wzorze 4.4 poprzez założenie, że nie działający drut zawsze ma sygnał. Wymaganie dodatkowej koincydencji detektorów ΔE i E jest bardzo mocnym warunkiem eliminującym zdarzenia przypadkowe. Jednak w niniejszej analizie zdecydowano o wprowadzeniu korekt polegających na całkowitym wykluczeniu silnie niewydajnych obszarów detektora. Całkowita liczba cząstek, jaka powinna zostać zarejestrowana w pojedynczym pierścieniu wyznaczonym przez wartość θ , odtwarzana jest z ogólnej liczby zarejestrowanych cząstek w wydajnej części pierścienia przeskalowanych o procent jaki w tym pierścieniu zajmuje obszar martwy detektora. Podobna korekta dotyczy także niewydajnych obszarów pozostałych detektorów, dlatego została wprowadzona w sposób ujednolicony w odniesieniu do całkowitej wydajności systemu, by uniknąć wielokrotnego uwzględnienia jej wpływu (rozdział 4.6.5).

4.6.2 Wydajność detektora ΔE

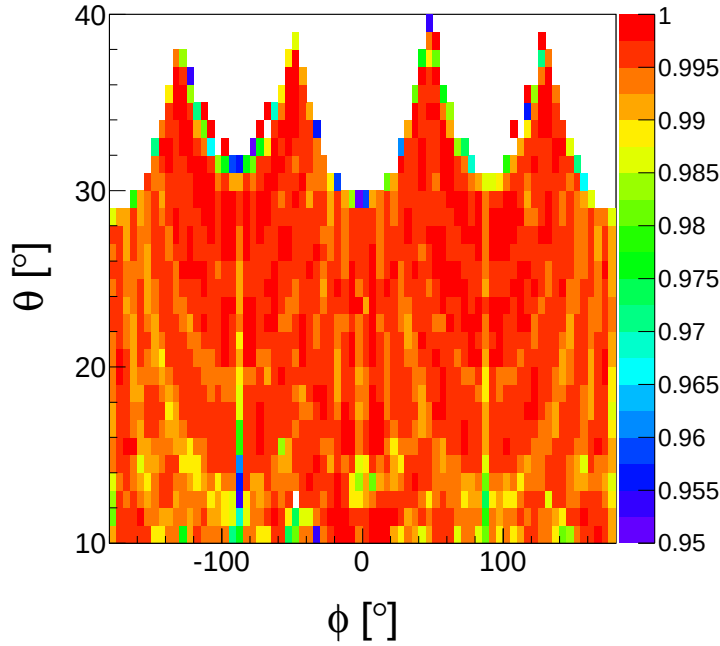
Wydajność detektora ΔE na rejestrację cząstek została wyznaczona podobnie jak dla komory proporcjonalnej w poprzednim podrozdziale (rozdział 4.6.1), poprzez policzenie stosunku liczby cząstek zrekonstruowanych na podstawie sygnałów z MWPC, ΔE oraz E do tych, które zrekonstruowane zostały niezależnie od pojawienia się informacji z ΔE . Podobnie jak poprzednio, jednak tym razem bazując jedynie na informacji z MWPC i E, wybieramy tylko zdarzenia skojarzone z przejściem jednej cząstki naładowanej, a wydajność liczymy w funkcji kątów θ , ϕ . Bez wprowadzenia rozróżnienia cząstek na protony i deuterony wydajność detektora ΔE można wyrazić wzorem:

$$\epsilon_{\Delta E}(\theta, \phi) = \frac{N_{\Delta E}(\theta, \phi)}{N_{\Delta E}(\theta, \phi) + N_{\Delta E}(\theta, \phi)}, \quad (4.6)$$

gdzie:

- $N_{\Delta E}(\theta, \phi)$ liczba cząstek bez sygnału w ΔE ,
- $N_{\Delta E}(\theta, \phi)$ liczba cząstek z informacją w ΔE .

Problem z określeniem wydajności detektora ΔE osobno dla protonów i deuteronów wynika z faktu, że informacja z tego detektora jest konieczna do identyfikacji cząstek (rozdział 4.5), zatem zdarzenia bez tej informacji stanowiące o niewydajności tego detektora nie mogą być zidentyfikowane. Tę niedogodność możemy jednak częściowo ominąć używając do wyznaczenia wydajności tylko zdarzeń, które zidentyfikowaliśmy jako sprężyste rozpraszanie na podstawie pełnej informacji o jednej cząstce oraz częściowej (tor i energia) o drugiej. W takim przypadku, jeśli zidentyfikowaną cząstką był proton to wiemy, nawet bez informacji z ΔE , że tą drugą musiał być deutron i vice versa. Metoda ta ma jednak swoje ograniczenia i nie może być zastosowana globalnie. Główny problem wynika z niejednorodnego rozkładu poszczególnych cząstek i występowania obszarów charakteryzujących się niewielką liczbą zdarzeń,



Rysunek 4.14: Wydajność detektora ΔE na rejestrację cząstek naładowanych. Puste obszary powyżej kąta polarnego $\theta = 30^\circ$ wynikają z prostokątnego kształtu aktywnej części detektora i znajdują się poza jego akceptancją.

niepozwalającą na wiarygodne wyliczenie wydajności. Deuterony grupują się głównie w okolicy kąta maksymalnego ($\theta \approx 30^\circ$) i w tym obszarze w sposób wiarygodny można określić lokalną wydajność osobno dla protonów i deuteronów, które okazały się zgodne w granicach niepewności statystycznych. Wobec tego globalnie stosuje się wspólną wydajność dla cząstek naładowanych. Rysunek 4.14 przedstawia mapę wydajności na rejestrację dowolnej cząstki naładowanej. Średnia wartość prawdopodobieństwa, że cząstka naładowana zostanie zarejestrowana w detektorze ΔE , wynosi około 96%. Niewydajności pojawiają się głównie w obszarach styku pasków scyntylatora (linie na rys. 4.14)

By uzyskać pełny obraz wpływu niedoskonałości detektora ΔE na pomiar liczby cząstek należy także określić wydajność konfiguracyjną. Konieczność jej uwzględnienia wynika z faktu, że nie jesteśmy w stanie poprawnie zidentyfikować dwóch cząstek trafiających jednocześnie w ten sam scyntylator. Wyznaczenie tej poprawki opisane zostało w rozdziale 4.6.3 wraz z identycznym efektem wynikającym z konstrukcji detektora E.

4.6.3 Wydajność detektora E

Detektor rekonstruujący całkowitą energię cząstek jest zbudowany z grubych (12 cm) bloków scyntylatora ściśle przylegających do siebie. Detektor ten charakteryzuje się 100% wydajnością na rejestrację cząstek naładowanych dla ich badanych energii. Biorąc pod uwagę konstrukcję tego detektora oraz pomijając efekty progowe, to założenie wydaje się uzasadnione.

Istotnym wkładem detektora E do całkowitej wydajności detekcji jest wspomniana wcze-

śniej wydajność konfiguracyjna. Z oczywistych względów dotyczy ona przypadku detekcji zdarzeń koincydencyjnych. W tej grupie zdarzenia odpowiadające rozpraszaniu sprężystemu są praktycznie nieobciążone tym efektem. Wynika to z warunku koplanarności pędów protonu i deuteronu. Pomijając niewielką klasę zdarzeń wyemitowanych w płaszczyźnie bliskiej horyzontalnej, kinematyka reakcji zapewnia, że obie cząstki wpadają w różne scyntylatory. Ten warunek nie działa w przypadku reakcji breakupu. Obecność trzeciej cząstki (neutron) w kanale wyjściowym powoduje, że protony mogą być wyemitowane z dowolnym względnym kątem azymutalnym (oczywiście przy spełnieniu zasady zachowania energii i pędu). Straty zależą więc od konfiguracji geometrycznej wyemitowanych cząstek i są wyznaczane przy użyciu metod Monte Carlo z wykorzystaniem pakietu GEANT4. W analizie właściwej zdarzenia, w których cząstka deponuje energię w dwóch sąsiednich scyntylatorach są odrzucane. Podobnie przypadki, w których obie cząstki trafiają w ten sam scyntylator, rozpoznawane są przez układ jako pojedyncza cząstka o zawyżonej energii i w konsekwencji także odrzucane na etapie procedury identyfikacji cząstek (rozdział 4.5). Niewydajność detektora ze względu na każdy z tych efektów policzono niezależnie poprzez utworzenie (jak w przypadku MWPC i ΔE) map opisujących wydajność dla danego segmentu $\Delta\theta = 1^\circ$, $\Delta\phi = 5^\circ$.

Zdarzenie typu przesłuch tzw. *cross-over*, rozpoznawane jest na etapie zgrywania sygnałów z poszczególnych detektorów (rozdział 4.2) i charakteryzuje się tym, że po zgraniu wszystkich sygnałów z MWPC z ΔE oraz E pozostaje jeszcze sygnał ze scyntylatora sąsiedniego do tego, w którym zrekonstruowana została cząstka. Wydajność na zdarzenia *cross-over* wyznaczona dla protonów dana jest wyrażeniem:

$$\epsilon_{CO}^p(\theta, \phi) = \frac{N_{\mathcal{CO}}^p}{N_{CO} + N_{\mathcal{CO}}^p}, \quad (4.7)$$

gdzie:

- $N_{\mathcal{CO}}^p$ – liczba protonów deponujących energię tylko w jednym scyntylatorze,
- N_{CO}^p – liczba protonów deponujących energię w dwóch scyntylatorach jednocześnie.

Analogiczny wzór 4.7 stosuje się też przy wyznaczaniu wydajności dla deuteronów.

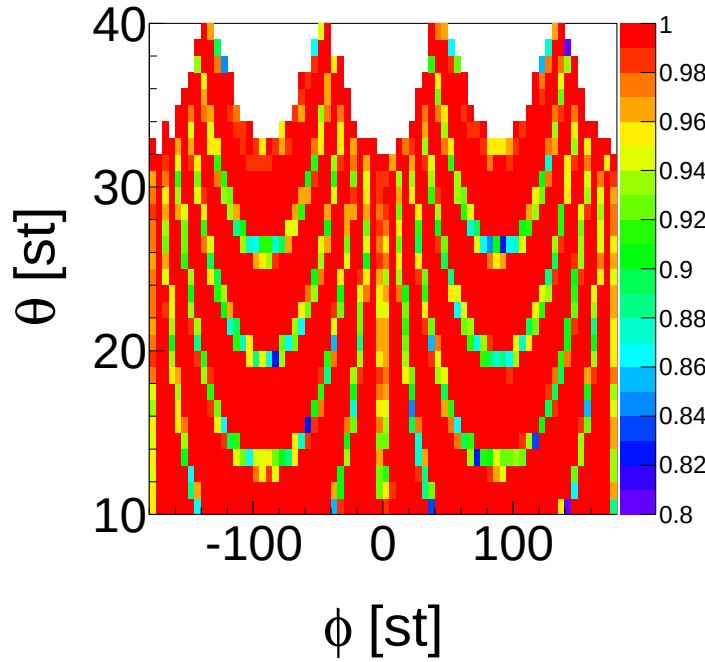
Rysunek 4.15 przedstawia taką mapę. W analizie usunięcie zdarzeń typu *cross-over* kompensowane jest uwzględnieniem powyższej poprawki.

Jak już zostało wspomniane, wydajność konfiguracyjna dotyczy zdarzeń z reakcji rozszczepienia deuteronu i wyznaczana jest indywidualnie dla każdej geometrii $(\theta_1, \theta_2, \phi_{12})$. Obliczenia wykonuje się w oparciu o symulacje Monte-Carlo. Na tej podstawie tworzone są mapy wydajności, w zależności od kątów wylotu pierwszego protonu (θ_1, ϕ_1) :

$$\epsilon_{konf}(\theta_1, \phi_1) = \frac{N_G}{N_A}, \quad (4.8)$$

gdzie:

- N_G – liczba koincydencji proton-proton rejestrowanych w dwóch różnych segmentach detektora E oraz dwóch różnych ΔE ,
- N_A – liczba wszystkich wysymulowanych par protonów w danej konfiguracji.



Rysunek 4.15: Wydajność na detekcję cząstek dla przypadku zdarzeń *cross-over*. Widoczne linie o mniejszej wydajności odpowiadają miejscom styku dwóch różnych scyntylatorów detektora E, gdzie efekt depozycji energii cząstki w dwóch z nich jest bardziej prawdopodobny.

W przypadku wyznaczania wydajności konfiguracyjnej analogicznie do przypadku *cross-over*, zdarzenia z dwoma cząstkami trafiającymi w ten sam detektor są pomijane w analizie, a ich kompensacja następuje poprzez uwzględnienie odpowiedniego czynnika $\epsilon_{konf}(\theta_1, \phi_1)$ indywidualnego dla każdej geometrii.

4.6.4 Całkowita wydajność układu detekcyjnego BINA–Wall

Prawdopodobieństwo zarejestrowania pojedynczego protonu (rys. 4.16) lub deuteronu w części przedniej systemu detekcyjnego BINA dane jest wzorem:

$$\epsilon(\theta_\alpha, \phi_\alpha) = \epsilon_{MWPC}(\theta_\alpha, \phi_\alpha) \epsilon_{\Delta E}(\theta_\alpha, \phi_\alpha) \epsilon_{CO}(\theta_\alpha, \phi_\alpha), \quad (4.9)$$

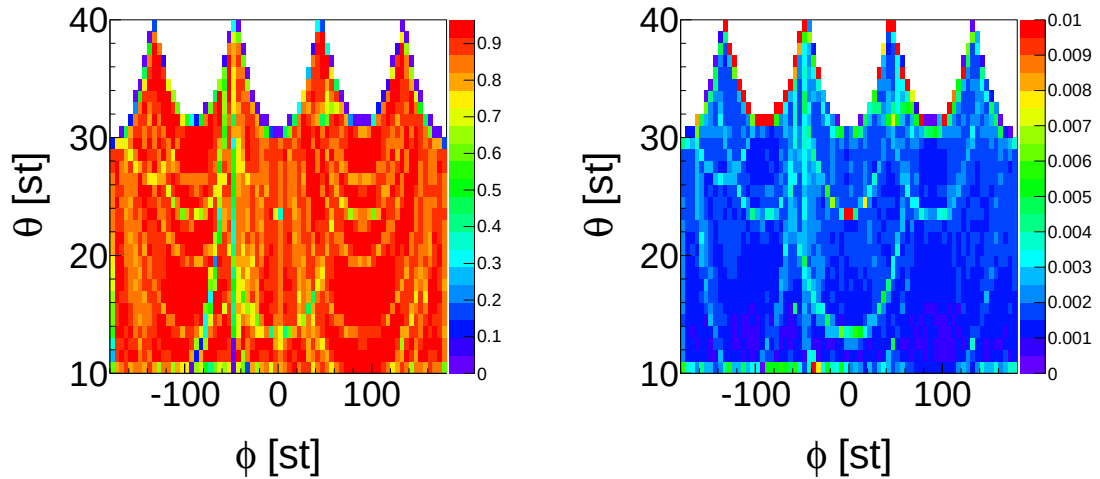
gdzie α oznacza rodzaj cząstki w przypadku rozproszenia sprężystego lub numer protonu w reakcji rozszczepienia deuteronu. Wydajność na rejestrację koincydencji proton-deuteron jest iloczynem wydajności na rejestrację każdej cząstki z osobna, zaś w przypadku koincydencji proton-proton uwzględniana jest jeszcze wydajność konfiguracyjna:

$$\epsilon^{pp}(\Omega_1, \Omega_2) = \epsilon(\theta_1, \phi_1) \epsilon(\theta_2, \phi_2) \epsilon_{konf}(\theta_1, \phi_1), \quad (4.10)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \epsilon(\theta_1, \phi_1) &= \epsilon_{MWPC}(\theta_1, \phi_1) \epsilon_{\Delta E}(\theta_1, \phi_1) \epsilon_{CO}(\theta_1, \phi_1), \\ \epsilon(\theta_2, \phi_2) &= \epsilon_{MWPC}(\theta_2, \phi_2) \epsilon_{\Delta E}(\theta_2, \phi_2) \epsilon_{CO}(\theta_2, \phi_2). \end{aligned}$$

Otrzymane wartości są czynnikami, o jakie należy przeskalować uzyskane liczby zdarzeń pochodzących z rozpraszania sprężystego oraz tych z reakcji rozszczepienia deuteronu. Pozwala to na poprawne wyznaczenie wartości różniczkowego przekroju czynnego oraz świetlności wiązki.



Rysunek 4.16: Całkowita wydajność detektora na detekcję pojedynczego protonu (*lewy panel*) oraz niepewność jej wyznaczenia (*prawy panel*).

4.6.5 Martwe obszary detektora (MO)

Uszkodzenia detektora, jak wspomniane martwe kanały w komorze proporcjonalnej (obszar przecięcia dwóch martwych drutów w różnych płaszczyznach), czy też uszkodzony detektor ΔE , są przyczyną gwałtownego spadku wydajności, nawet do zera. Obszary te zostały potraktowane jako „brak detektora” i usunięte z dalszej analizy. Zabieg ten został następnie skompensowany poprzez dokonanie odpowiedniej korekty na straty akceptancji kątowej z użyciem statystyki cząstek zebranych w binach nieobciążonych martwymi obszarami. MO charakteryzują się niskim prawdopodobieństwem rejestracji cząstki oraz dużą wartością niepewności jej wyznaczenia. Głównym czynnikiem wpływającym na pojawienie się MO są niedziałające druty w MWPC, które uniemożliwiają poprawną rejestrację cząstek wylatujących pod pewnymi kątami (θ , ϕ). Korekta na MO polega na przeskalowaniu liczby zdarzeń zebranych dla danej geometrii $\Omega = (\theta_1, \theta_2, \phi_{12})$ o procent jaki stanowią w tej geometrii martwe obszary. Szczegółowe postępowanie prowadzące do wyznaczania ich procentowego udziału jest różne w zależności czy rozpatrywana jest pojedyncza cząstka jak ma to miejsce w przypadku poszukiwania świetlności (rozdział 4.4.1), czy też analiza dotyczy koincydencji proton-proton (rozdział 4.10). W obu jednak przypadkach wykonane korekty sprowadzają się do znalezienia stosunku pomiędzy wszystkimi możliwymi kombinacjami zdarzeń dla danej geometrii, a tymi z nich, gdzie cząstka trafia w MO.

4.7 Rozpraszanie sprężyste

Wyznaczenie bezwzględnych wartości przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu wymaga dokładnej znajomości prądu wiązki, grubości tarczy oraz rekonstrukcji kątów pod jakimi emitowane są cząstki.

Grubość tarczy jest znana z ograniczoną precyzją, ponieważ ciśnienie wodoru powoduje uwypuklanie się okien komory tarczy. Ponadto podczas eksperymentu wystąpił problem z pomiarem prądu wiązki. Jedną z możliwości poradzenia sobie z tym problemem jest określenie świetlności poprzez wyznaczenie przekroju czynnego na reakcję sprężystego rozpraszania z eksperymentu i uwzględnieniu znanych wartości przekrojów czynnych z innych eksperymentów dla energii wiązki deuteronów równej 160 MeV. Świetlność można wyliczyć na podstawie poniższego wzoru:

$$L = L(\theta_p) = \frac{N_{el}(\theta_p)}{\frac{d\sigma(\theta_p)}{d\Omega}}, \quad (4.11)$$

gdzie $\frac{d\sigma(\theta_p)}{d\Omega}$ jest znanym przekrojem czynnym na reakcję sprężystego rozpraszania, $N_{el}(\theta_p)$ jest liczbą protonów zarejestrowaną w danym θ_p .

W celu otrzymania liczby zdarzeń $N_{el}(\theta_p)$ wybrane zostały cząstki zidentyfikowane jako protony (tzw. protony singlowe, niezależnie od obecności czy braku drugiej cząstki), które zostały pogrupowane w zależności od ich kąta rozproszenia w przedziałach $\theta = 20, 21, \dots, 29 \pm 0.5^\circ$. Rozkład energetyczny zidentyfikowanych protonów dla wybranego kąta θ_p przedstawia rys. 4.17 (lewy panel). Szeroki pik odpowiada rozkładowi cząstek pochodzących z kanału reakcji rozszczepienia deuteronu, natomiast pik zlokalizowany w obszarze maksymalnej energii odpowiada sprężyscie rozproszonym protonom. Jak widać na rys. 4.17 pik ten zawiera domieszkę cząstek pochodzących z breakupu. Podobnie jak w poprzednich pracach [48, 59] tło „modelowane” jest malejącą funkcją liniową. Za punkty brzegowe dla odcięcia tła przyjmuje się lokalne minimum rozkładu energii oraz punkt odpowiadający trzem odchyleniom standardowym funkcji gaussa dopasowanej do rozkładu zdarzeń pochodzących z rozpraszania sprężystego. Po usunięciu zdarzeń tła otrzymuje się widmo energii jak na rys. 4.18. Dla porównania przedstawiony został analogiczny wykres (rys. 4.17, prawy panel), na którym widoczne są protony zarejestrowane przy dodatkowym żądaniu koincydencyjnego deuteronu spełniającego warunek koplanarności. Warunek rejestracji cząstki koincydencyjnej pociąga za sobą znaczne zmniejszenie liczby zliczeń, ale efekt ten jest niwelowany przez uwzględnienie korekty na martwe obszary znacznie różniące się dla singli i koincydencji.

Następnie wyznaczono świetlność wiązki w oparciu o liczbę zdarzeń tak wybranych protonów zarejestrowanych w przedziale $\theta_p \in (20^\circ, 30^\circ)$ ze względu na dobrą statystykę w tym obszarze oraz pełną akceptancję kątową ϕ , (malejąca dla wyższych kątów, co wynika z kształtu detektora MWPC).

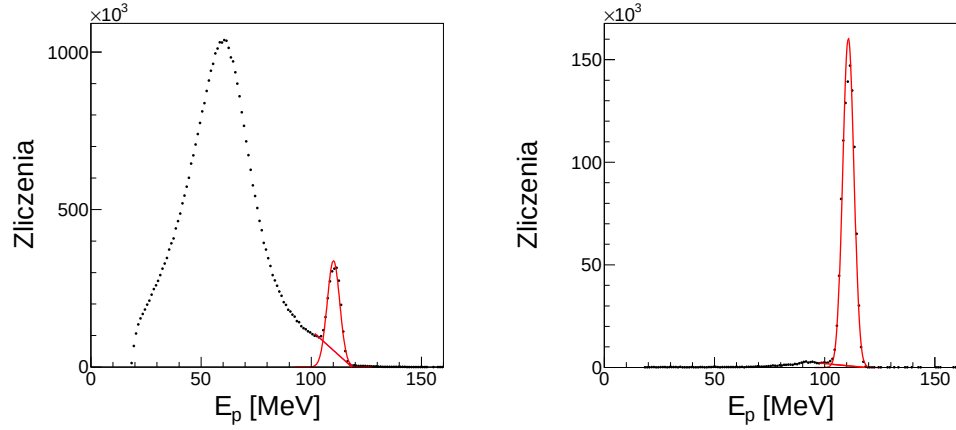
Pełna formuła wyrażająca zsumowaną po czasie pomiaru świetlność ma postać:

$$L(\theta_p) = \frac{N_{el}(\theta_p)}{\sigma_{LAB}^{el}(\theta_p) \Delta\Omega(\theta_p) \varepsilon(\theta_p)}, \quad (4.12)$$

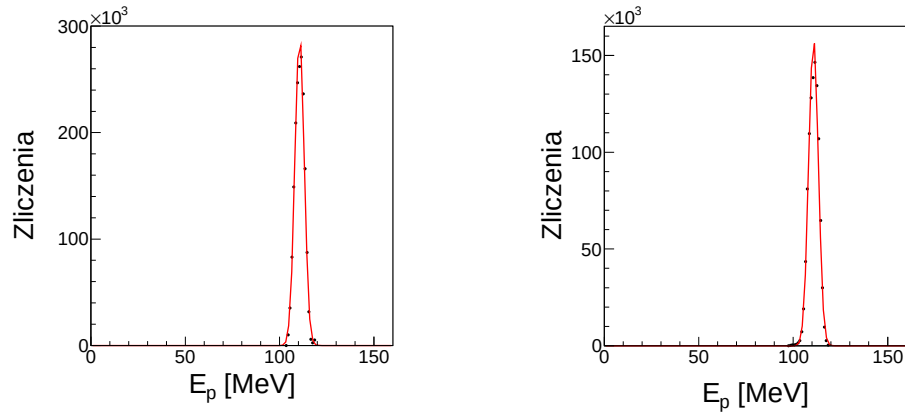
$$\varepsilon(\theta_p) = \epsilon_{MWPC}(\theta_p) \epsilon_{\Delta E}(\theta_p) \epsilon_{CO}(\theta_p) \epsilon_{MO}(\theta_p) \quad (4.13)$$

gdzie:

- N_p^{el} – ilość zliczeń protonów pochodzących z rozpraszania elastycznego po odjęciu tła,



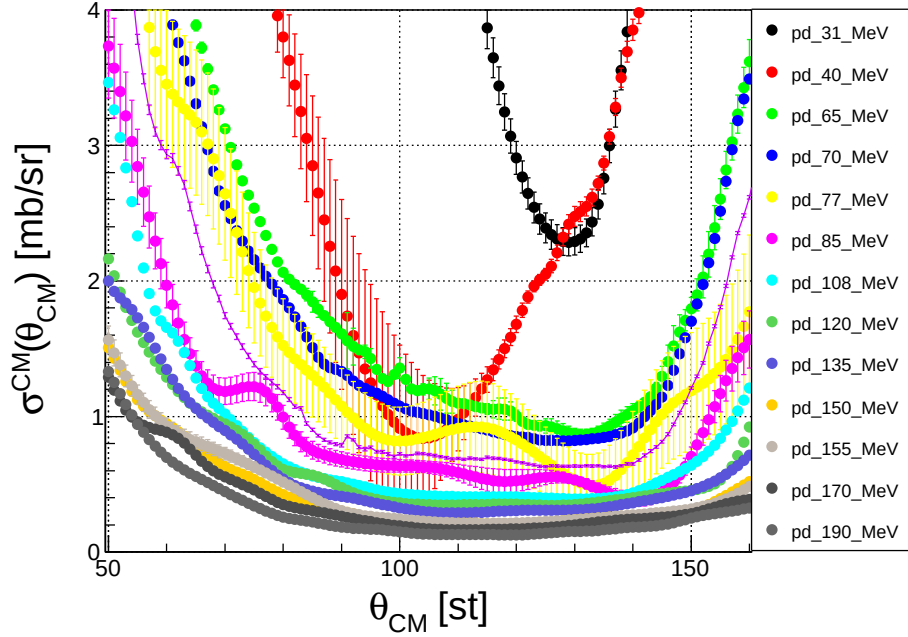
Rysunek 4.17: Protony zarejestrowane pod kątem $\theta_p = 23^\circ \pm 0.5^\circ$ bez dodatkowych warunków (*lewy panel*) oraz tych protonów które zostały zarejestrowane w koincydencji z koplanarnym deuteronom (*prawy panel*). Liczby zliczeń zostały skorygowane o odpowiednie wydajności detektorów na rejestrację protonów oraz przeskalowanie trygera. Pik wokół energii 120 MeV odpowiada protonom pochodzącym z rozpraszania sprężystego. Linia prosta prezentuje sposób odjęcia tła.



Rysunek 4.18: Jak na rys. 4.17 po odjęciu tła oraz pominięciu zdarzeń oddalonych bardziej niż 3σ wyjściowego rozkładu Gaussa.

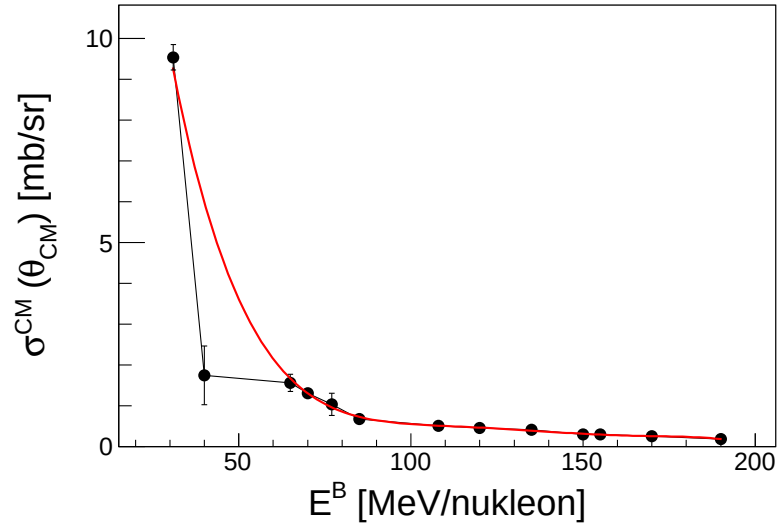
- $\Delta\Omega(\theta_p)$ – czynnik kąta bryłowego,
- $\epsilon_{MWPC}(\theta_p)$ – korekta na wydajność MWPC,
- $\epsilon_{\Delta E}(\theta_p)$ – korekta na wydajność detektora częściowej straty energii,
- $\epsilon_{CO}(\theta_p)$ – korekta na liczbę odrzuconych zdarzeń typu *cross-over*,
- $\epsilon_{MO}(\theta_p)$ – korekta na martwe obszary detektora,

- $\sigma_{LAB}^{el}(\theta_p)$ – różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne proton-deuteron przy energii 80 MeV/nukleon, uzyskany na drodze interpolacji danych eksperymentalnych, jak wyjaśniono poniżej.



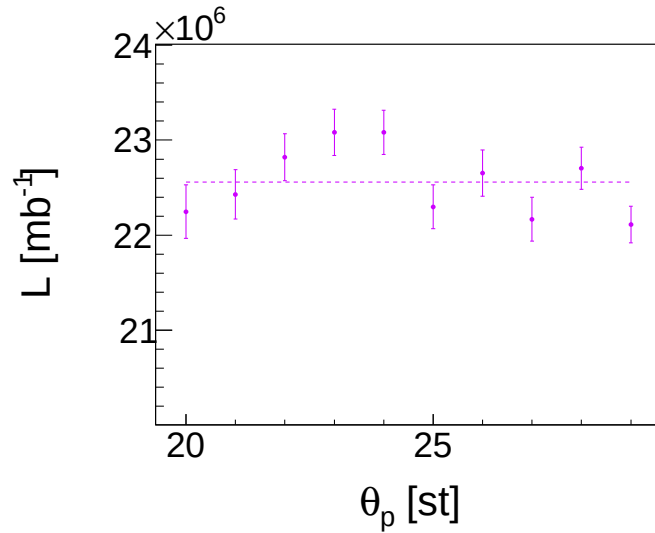
Rysunek 4.19: Wartości przekrojów czynnych na reakcję rozpraszania sprężystego proton-deuteron przy różnych energiach wiązki deuteronów uzyskane przez interpolację danych eksperymentalnych pomiędzy wartościami kątów, dla których były zmierzone (patrz tekst). Fioletowa linia przedstawia funkcję otrzymaną dla energii protonów równej 80 MeV jako efekt interpolacji pomiędzy istniejącymi pomiarami (rys. 4.20).

Do tej pory przekrój czynny dla rozpraszania elastycznego dp, dla energii wiązki deuteronów równej 160 MeV nie został wyznaczony eksperymentalnie. Przekrój ten wyznaczono interpolując do energii wiązki 160 MeV dostępne przekroje elastyczne dla energii: 31 MeV [60], 40 MeV [61], 65 MeV [27], 70 MeV [13], 77 MeV [62], 85 MeV [63], 108 MeV [8], 120 MeV [8], 135 MeV [13], 150 MeV [8], 155 MeV [64], 170 MeV [8], 190 MeV [8]. Wartości eksperymentalnych przekrojów czynnych na reakcję sprężystego rozpraszania, ze względu na różnorodny zbiór θ_p^{CM} , dla których zostały wyznaczone, muszą być poddane interpolacji za pomocą fitu wielomianowego, aby uzyskać wartości dla całkowitych θ_p^{CM} . Następnie dla każdego θ_{CM} dopasowuje się wielomian 5 stopnia do wartości różniczkowych przekrojów czynnych odpowiadających różnym energiom i odzyskuje wartość odpowiadającą wiązce protonów o energii 80 MeV rozpraszanej na deuteronach (rys. 4.20). W kolejnym kroku wykonuje się transformację do układu laboratoryjnego otrzymując wartości $\sigma^{el}(\theta)$, które przyjmuje się do wyliczenia światłości w omawianym eksperymencie. Niepewność wyznaczenia $\sigma^{el}(\theta)$ wynika z dokład-



Rysunek 4.20: Wartości eksperymentalnych przekrojów czynnych w funkcji energii wiązki (E^B) dla kąta polarnego $\theta_{CM} = 91^\circ$. Czerwona linia reprezentuje dopasowany wielomian piątego stopnia.

ności przeprowadzonych wcześniej pomiarów. Granice błędów, podobnie jak same wartości przekrojów czynnych, poddane zostały nieliniowej interpolacji tworząc pasma niepewności, które po przeniesieniu do układu laboratoryjnego mogły zostać odczytane dla każdej wartości θ_p niezależnie i uwzględnione w niepewności wyznaczenia świetności. Otrzymane $L(\theta_p)$ przedstawia rys. 4.21.



Rysunek 4.21: Wartości wysumowanej po czasie eksperymentu świetności wiązki w funkcji kąta θ , dla którego zdarzenia zliczane były w przedziałach $(\theta_p - 0.5^\circ, \theta_p + 0.5^\circ)$.

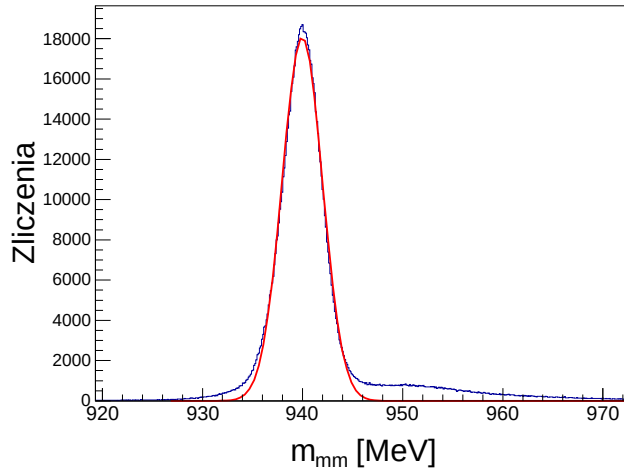
4.8 Przekroje czynne na reakcję rozszczepienia deuteronu

4.8.1 Technika selekcji zdarzeń na podstawie masy brakującej

Do określenia liczby zdarzeń pochodzących z reakcji rozszczepienia deuteronu wybiera się koincydencje proton–proton. Następnie, w oparciu o zasadę zachowania czteropędu można wyznaczyć wartość masy brakującej dla każdej pary zidentyfikowanych protonów.

$$m_{mm}^2 = P_I^2 + P_T - P_1^2 - P_2^2 \quad (4.14)$$

Wartość ta powinna, z dokładnością energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów, odpowiadać masie neutronu ($m_n = 939,56 \text{ MeV}$), jeśli obie cząstki pochodzą z tej samej reakcji breakupu. W analizie akceptowane są wszystkie zdarzenia w odległości 3σ od środka rozkładu m_{mm} rys. 4.22.



Rysunek 4.22: Rozkład masy brakującej dla zmierzonych koincydencji proton–proton. Akceptowane są zdarzenia oddalone nie dalej niż trzy odchylenia standardowe dopasowanej funkcji gaussa od wartości masy neutronu $m_n = 939.56 \text{ MeV}$

4.9 Uśrednianie teorii wokół centrów geometrii

W procedurze analizy danych konfiguracja kątowa cząstek jest definiowana jako pewien zakres kątów wokół centralnej geometrii. W niniejszej pracy dla każdej z 27 konfiguracji kątowych (θ_1^c, θ_2^c) ustalono szerokość przedziału akceptacji zdarzeń na $\Delta\theta = 2^\circ$, zaś dla względnego kąta azymutalnego ϕ_{12}^c wielkość ta ustalona została na $\Delta\phi_{12} = 10^\circ$. W celu zachowania konsystencji obliczeń teoretycznych z eksperymentem, konieczne jest analogiczne uśrednienie wyliczonych wartości przekroju czynnego po tym samym zakresie kątowym. W ten sposób wyliczono wartości przekroju czynnego na reakcję rozszczepienia deuteronu dla wszystkich kombinacji $(\theta_1^c \pm \frac{\Delta\theta}{2}, \theta_2^c \pm \frac{\Delta\theta}{2}, \phi_{12}^c \pm \Delta\phi_{12})$, w tym też dla wartości centralnych, z krokiem ΔS wynoszącym 1 MeV, przy czym pamiętać należy, że zmienna S definiowana jest indywidualnie dla każdej konfiguracji. Wartość S została następnie przeliczona na współrzędne (E_1, E_2)

i zważona czynnikiem kąta bryłowego dla danej konfiguracji. Dane na płaszczyźnie (E_1, E_2) były następnie rzutowane na relatywistyczną kinematykę odpowiadającą centrum wybranej geometrii $(\theta_1^c, \theta_2^c, \phi_{12}^c)$.

4.10 Różniczkowy przekrój czynny na reakcję breakupu

Różniczkowy przekrój czynny na reakcję rozszczepienia deuteronu określa prawdopodobieństwo z jakim para protonów pojawia się w danym obszarze przestrzeni fazowej, zdefiniowanej poprzez $(S(E_1, E_2), \theta_1, \theta_2, \phi_{12})$. Ilość zdarzeń zaobserwowanych dla wybranej geometrii, dla dowolnego punktu S względem kinematyki na płaszczyźnie (E_1, E_2) , dana jest zależnością:

$$\frac{d^5\sigma(\xi)}{d\Omega_1 d\Omega_2 dS} = \frac{N_{br}(\xi)}{L} \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_{konf}} \frac{1}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta S}, \quad (4.15)$$

gdzie:

- ξ – określa konfigurację $(S, \theta_1, \theta_2, \phi_{12})$,
- $N_{br}(\xi)$ – liczba zarejestrowanych koincydencji proton-proton,
- L – scałkowana po czasie świetność układu, patrz rozdział 4.7,
- ϵ_1 – wydajność na rejestrację pierwszego protonu uwzględniająca wydajność MWPC, ΔE oraz wydajność na przesłuchy,
- ϵ_2 – wydajność na rejestrację drugiego protonu uwzględniająca wydajność MWPC, ΔE oraz wydajność na przesłuchy,
- ϵ_{konf} – wydajność konfiguracyjna wraz z poprawką na martwe obszary detektora,
- $\Delta\Omega_1$ – kąt bryłowy wyznaczony przez konfigurację kątową pierwszego protonu,
- $\Delta\Omega_2$ – kąt bryłowy wyznaczony przez konfigurację kątową drugiego protonu,
- ΔS – określa szerokość przedziałów wzdłuż krzywej kinematycznej.

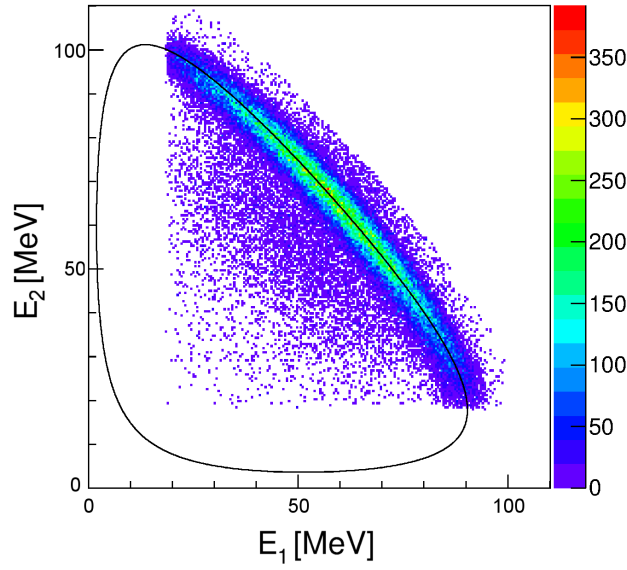
Kolejność protonów w przypadku analizy konfiguracji symetrycznych ($\theta_1 = \theta_2$) jest losowa, natomiast w przypadku konfiguracji asymetrycznych ($\theta_1 \neq \theta_2$) za „pierwszy” przyjmuje się proton rozproszony pod większym kątem polarnym.

Punktem wyjścia do wyznaczenia przekrojów czynnych jest zmierzona liczba zdarzeń (N_{br}) pochodzących z kanału wyjściowego reakcji rozszczepienia deuteronu. Wszystkie zaakceptowane zdarzenia, dzielone są na konfiguracje kinematyczne odpowiadające konfiguracjom $(\theta_1, \theta_2, \phi_{12})$. Przyjęta siatka tych konfiguracji kinematycznych zakłada 9 przedziałów w kącie $\Delta\phi_{12}$ oraz 27 kombinacji kątów θ_1 i θ_2 , określonych w przedziałach o szerokości 2° . Centra tych przedziałów dane są wzorem:

$$\theta_k = 17^\circ + 2^\circ k, \quad k = 0, \dots, 6 \quad (4.16)$$

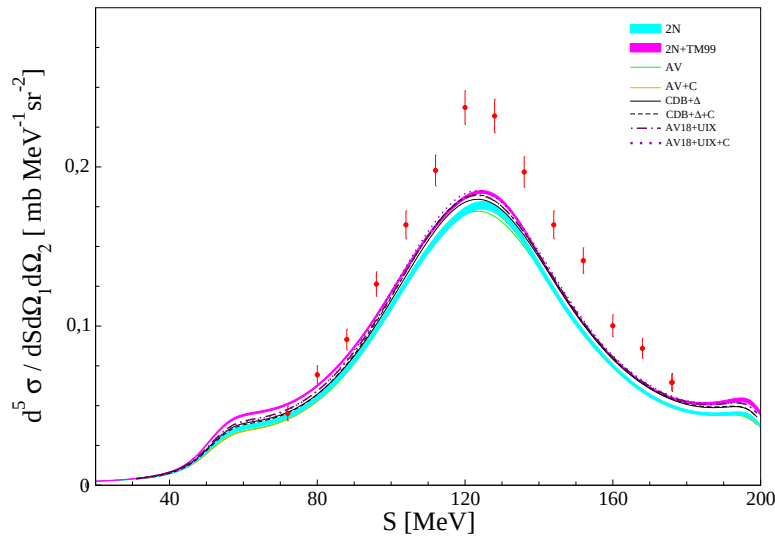
$$\phi_k = 20^\circ k, \quad k = 0, \dots, 9 \quad (4.17)$$

Otrzymane w ten sposób rozkłady dwuwymiarowe $E_2(E_1)$ (rys. 4.23) rzutuje się na kinematykę, podzieloną na odcinki długości o $\Delta S = 8$ MeV. Przykładowy rozkład różniczkowego przekroju czynnego przedstawiony jest na rys. 4.24.



Rysunek 4.23: Widmo zależności energii zarejestrowanych par protonów. Czarną linią wykreślono kinematykę teoretyczną.

Podobnie duże rozbieżności pomiędzy danymi eksperymentalnymi a przewidywaniami teoretycznymi w całym badanym obszarze kątów wskazują, ze względu na swój systematyczny charakter na prawdopodobne niedoszacowanie wartości czynnika normalizacyjnego o około 20%. Wartości tej nie można jednak zweryfikować w sposób niezależny ze względu na niepra-



Rysunek 4.24: Wartości różniczkowego przekroju czynnego na reakcję rozszczepiania deuteronu dla wybranej konfiguracji (23° , 17° , 120°) w porównaniu do wartości obliczonych na podstawie wybranych modeli teoretycznych. Obserwowana rozbieżność pomiędzy danymi eksperymentalnymi a przewidywaniami teoretycznymi ma charakter systematyczny dla wszystkich analizowanych geometrii.

widłowo działającą puszkę Faraday'a. W tej sytuacji pozostaje, na obecnym etapie analizy, zbadanie jak pokrywa się kształt teoretycznie wyznaczonych przekrojów czynnych z rozkładem punktów eksperymentalnych. W tym celu wprowadzony został dodatkowy czynnik normalizujący λ , który zostanie omówiony w rozdziale 6.

Rozdział 5

Dyskusja niepewności eksperymentalnych

Właściwa interpretacja wyników eksperymentu nie jest możliwa bez określenia wielkości błędów i niepewności pomiarowych oraz ich wpływu na uzyskane wartości absolutnych różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu. W tym celu przeprowadzono rachunek błędów omówiony w niniejszym rozdziale.

5.1 Błędy statystyczne

Istotna część błędu statystycznego pochodzi od sposobu zliczania cząstek. W niniejszej pracy, każde zarejestrowane zdarzenie korygowane było indywidualnie o wydajność na rejestrację cząstek zawierającą w sobie wkłady od: komory MWPC, detektora częściowej straty energii ΔE oraz korektę na przesłuchy (rozdział 4.6). Ich liczba była dodatkowo przeskalowana zgodnie z ustawieniami trygera. Stąd niepewność liczby zliczeń wynosi:

$$\Delta N = 2^x \sqrt{N}, \quad (5.1)$$

gdzie N jest liczbą zliczeń uwzględniającą wydajność na rejestrację danego zdarzenia, 2^x odpowiada właściwej wartości przeskalowania dla wybranego trygera. Błędem statystycznym obarczone są także wartości przekroju czynnego na reakcje sprężystego rozpraszania (rozdział 4.7), które pochodzą od wcześniej zmierzonych wartości. Niepewność ta uwzględniona jest w całkowitej niepewności świetlności ΔL stanowiącej czynnik normalizacyjny dla przekrojów czynnych na reakcję breakupu. Błąd statystyczny wyznaczonych wartości przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu, obciążony jest także niepewnością wyznaczenia wydajności konfiguracyjnej dla każdej geometrii z osobna (wzór 4.8):

$$\Delta \epsilon_\xi = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_G}{N_A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_A N_G}{N_A^2}\right)^2}, \quad (5.2)$$

gdzie N_A to liczba wszystkich wysymulowanych koincydencji proton-proton w danej konfiguracji, a N_G to liczba tych z nich, w których oba protony deponują energię w różnych scyntylatorach detektora E oraz ΔE .

5.2 Błędy systematyczne

Procedura rekonstrukcji kątów rejestrowanych cząstek (rozdział 4.2) zakłada, że reakcja zachodzi dokładnie w centralnym punkcie tarczy. Tymczasem objętość, w której zachodzi reakcja, to przecięcie się wiązki z tarczą o pewnej grubości. Wartości $\Delta\theta$ oraz $\Delta\phi$ obliczane są indywidualnie dla całkowitych wartości kąta polarnego z przedziału $(16, 31)$ w wyniku dwóch operacji. Najpierw odzyskuje się wartości X lub Y w oparciu o wartości (θ, ϕ) przy założeniu, że punktem reakcji jest środek tarczy. Następnie ponownie wyliczane są kąty rozproszenia dla przypadków, w których punkt reakcji przeniesiony jest na przeciwległe skrajne brzegi tarczy. Otrzymane tą metodą błędy wynoszą:

$$\Delta\theta \in (0.40^\circ, 0.49^\circ), \quad (5.3)$$

$$\Delta\phi \in (0.67^\circ, 1.39^\circ), \quad (5.4)$$

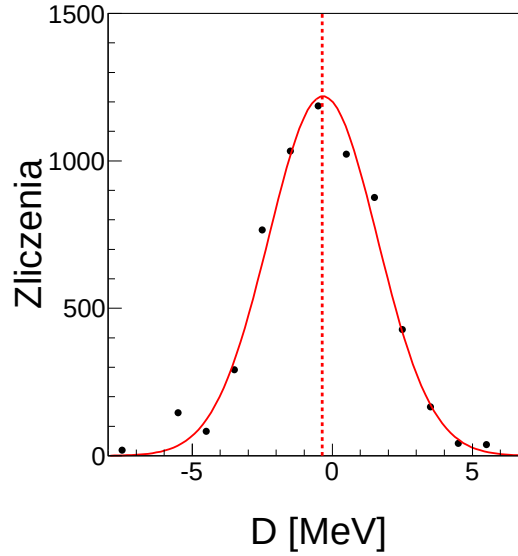
Rozmycie to zawiera się w zakresie szerokich przedziałów kątowych dla zadanej geometrii, które w przypadku kąta polarnego wynoszą $\Delta\theta = 2^\circ$, natomiast w kącie azymutalnym $\Delta\phi_{12} = 10^\circ$. Rozdzielczość kątowa i „rozmycie źródła” nie mają więc istotnego wpływu na wyniki. Ważna jest natomiast kontrola, aby nie nastąpiło systematyczne przesunięcie kątów. Dzięki badaniu rozpraszania sprężystego (rozdział 4.4.1) mamy kontrolę zarówno nad centralnym przebiegiem wiązki, jak i odległością tarcza - detektor, która jest znana z dokładnością do 0.3%.

Niepewność pomiaru energii ma znaczenie przy wyznaczaniu wartości różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu. Jej wpływ oszacowany został w oparciu o symetryczne konfiguracje ($\theta_1 = \theta_2$) dla wybranych wartości przekroju $\sigma(S, \theta_1, \theta_2, \phi_{12})$ w S_0 takim, że $E_1 = E_2$. Dla tak wybranych konfiguracji odległość D_0 środka rozkładu zdarzeń najbliższych kinematyce w punkcie S_0 w funkcji odległości od kinematyki definiuje nową kalibrację (patrz rys. 5.1):

$$E_i^{NEW} = E_i - D_0\sqrt{2} \quad (5.5)$$

Następnie przy użyciu nowej kalibracji wyliczane są przekroje czynne na reakcję rozszczepienia deuteronu i porównane z uzyskanymi wcześniej wartościami. Wpływ tej różnicy na wartości przekroju czynnego wynosi 1–3%. Wartość tak uwzględnia wpływ kryterium masy brakującej.

Kluczowe znaczenie ma także błąd pochodzący od normalizacji. Jedną z jego składowych wynika ze sposobu identyfikacji cząstek. Dzięki zastosowaniu metody opisanej w rozdziale 4.5 można w prosty sposób kontrolować szerokość rozkładów protonów i deuteronów akceptowanych w analizie. Sposób ich separacji ogranicza mieszanie się cząstek na maksymalnym poziomie 2.3%, gdy akceptowane są w maksymalnej odległości 2σ (patrz rozdział 4.5). By zbadać zależność pomiędzy akceptowaną szerokością pasma protonów, a wartością czynnika normalizacyjnego, obliczono świetność uwzględniając cząstki leżące na gałęzi protonów nie dalej niż 3σ od jej środka, a następnie porównano wyniki z otrzymanymi w rozdziale 4.7 (patrz rys. 5.2). Wartość czynnika normalizacyjnego wyznaczona w oparciu o zidentyfikowane protony znajdujące się w odległości 2σ oraz 3σ od środka ich gałęzi na zlinearyzowanym wykresie ΔE - E zmienia się o 7.2%, co zostało przyjęte jako błąd systematyczny związany z przyjętą metodą identyfikacji cząstek. Następnym przyczynkiem wpływającym na błąd normalizacji jest wybór metody zliczania zdarzeń pochodzących ze sprężystego rozpraszania. Ich liczbę

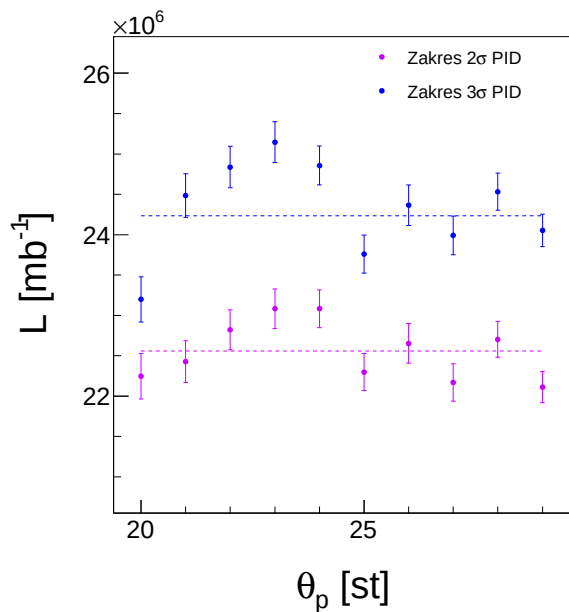


Rysunek 5.1: Wykres przedstawia rozkład zdarzeń w funkcji odległości od kinematyki odpowiadającej geometrii $(19^\circ, 19^\circ, 80^\circ)$ dla przedziału na kinematyce odpowiadającemu $S = 120$ MeV. Przerywana ciągła linia wskazuje, położenie środka rozkładu gausa dopasowanego do zliczeń (czerwona ciągła linia). D_0 równe jest wychyleniu środka rozkładu z pozycji 0, czyli odpowiadającej punktowi na kinematyce.

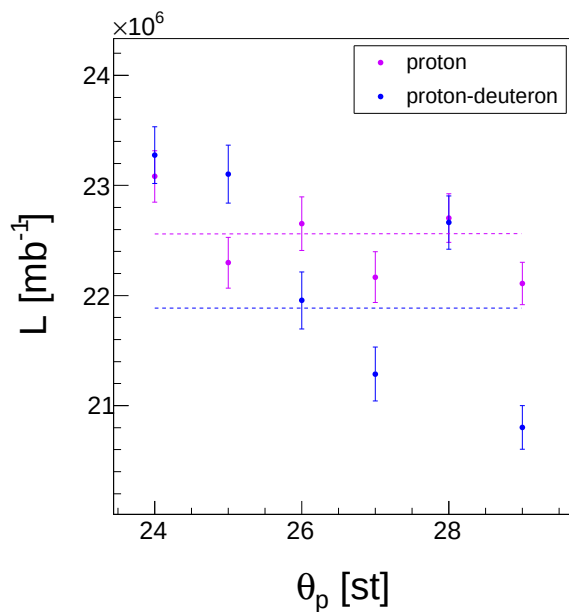
znaleźć można w oparciu o zdarzenia koïncydencyjne proton-deuteron lub protony niezależnie od towarzyszącej im cząstki. Dla obu podejść porównano wartość czynnika normalizującego przekrój czynny na reakcję sprężystego rozpraszania (patrz rys. 5.3). Otrzymana różnica wyniosła 3%. Do porównywania wybrano wartości otrzymane dla kątów polarnych wyższych niż 24° , ze względu na lepszą kontrolę zdarzeń koïncydencyjnych w tym regionie (brak problemu progu energetycznego i ograniczonej akceptancji kątowej). Wybór rodzaju zdarzeń decyduje też o wielkości tła (rys. 4.17), którego odcięcie zostało przeprowadzone podczas analizy. Różnica w uzyskanych wartościach świetlności jest więc efektem odcięcia tła i może być przyjęta za błąd tej metody. Czynnikiem decydującym o ostatecznej wartości zarówno świetlności wiązki jak i poszukiwanych w analizie różniczkowych przekrojów czynnych jest sposób odcinania tła. Podsumowanie niepewności statystycznych znajduje się w tabeli. 5.1.

Tablica 5.1: Źródła błędów systematycznych oraz ich szacowany wpływ na końcowe wyniki.

Rekonstrukcja kątów	1%
Identyfikacja cząstek	7.2%
Błąd odcięcia tła	3%
Błąd kalibracji energetycznej	3%
Suma	14.2%



Rysunek 5.2: Porównanie świetności w zależności od szerokości bramki identyfikacyjnej na protony. Akceptacja zdarzeń z zakresu 3σ dla pasma prowadzi do zwiększenia czynnika normalizacyjnego o 7.2%. Porównywane liczby zdarzeń uwzględniają odpowiednie korekty wynikające wykorzystania wybranej szerokości rozkładu.



Rysunek 5.3: Porównanie świetności wyznaczonej w oparciu o koincydencje proton-deuteron oraz poprzez zliczanie protonów bez sprawdzania cząstki towarzyszącej. Rozbieżności w wartości czynnika normalizacyjnego określają błąd odcięcia tła.

Rozdział 6

Dyskusja wyników

6.1 Czynniki normalizacyjny

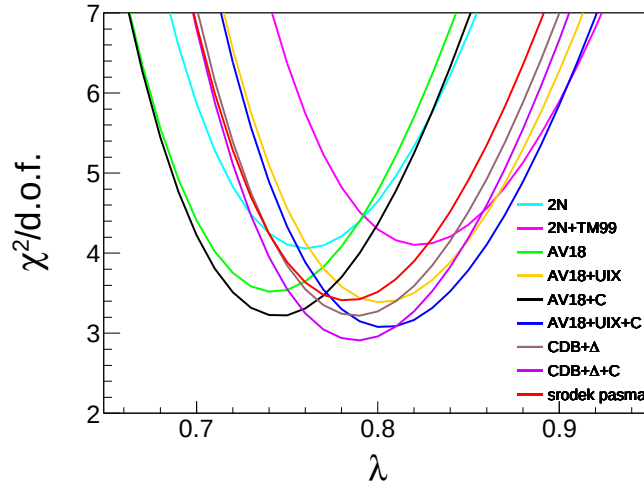
Aby móc porównać dane eksperymentalne z przewidywaniami teoretycznymi, wykonano dodatkową analizę χ^2 . Miała ona na celu wyznaczenie globalnej wartości czynnika normalizującego. Pomimo tego, iż procedura normalizacyjna w tym eksperymencie zawiodła, co przejawia się istnieniem znaczących niepewności systematycznych, podjęta została próba zbadania rozkładów χ^2 . Podejście to, bardziej odpowiada analizie porównawczej kształtów rozkładów przekrojów czynnych doświadczalnych z teoretycznymi, niż analizie ilościowo-jakościowej.

Do przeprowadzenia tej analizy, wybrane zostały wszystkie punkty eksperymentalne. W pierwszej kolejności, globalne wartości $\chi^2/\text{d.o.f.}$ obliczone zostały względem każdej teorii z osobna, w funkcji czynnika normalizacyjnego λ . Jego wartość zmieniała się w zakresie 0.65 – 0.95 (rys. 6.1). Ponadto, aby wybór wartości λ nie faworyzował szczególnie żadnego z modeli, wprowadzono następujące rozwiązanie. Dla każdego z badanych punktów eksperymentalnych znaleziono maksymalną i minimalną wartość obliczeń teoretycznych, czyli rozpiętość pasma obejmującego wszystkie dostępne obliczenia. Następnie znaleziono jego środek. To centrum przewidywań teoretycznych jest dalej nazywane „środkiem pasma”. Dla środka pasma przeprowadzono podobną analizę χ^2 (rys. 6.1) i wartość λ , uzyskaną dla minimum rozkładu, zastosowano we wszystkich dalszych analizach. Przyjęta w ten sposób wartość czynnika normalizacyjnego wyniosła $\lambda = 0.78$ wartości minimalizującej $\chi^2/\text{d.o.f.}$ w odniesieniu do środka „globalnego” pasma, tworzonego przez wszystkie teorie.

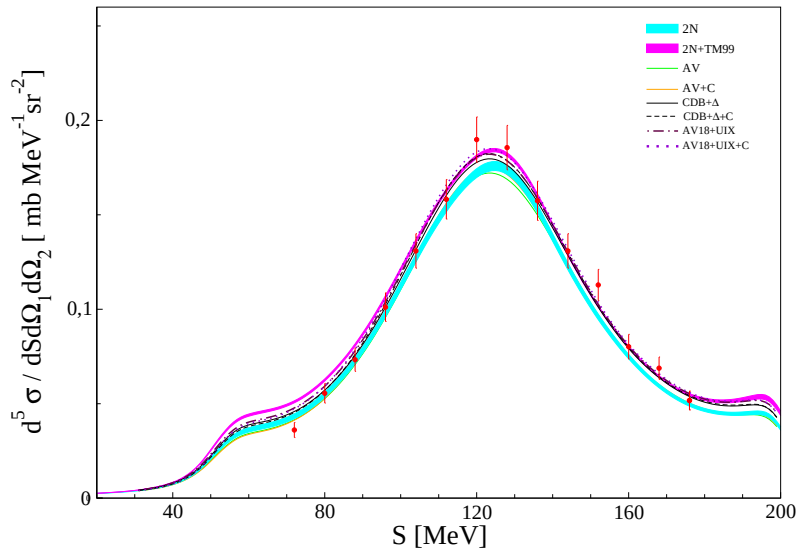
Dla tak wybranej wartości wyliczone zostało χ^2 dla wszystkich konfiguracji. Wyniki zaprezentowane są w Dodatku A.

6.2 Porównanie danych z obliczeniami teoretycznymi

Uzyskane wyniki różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję breakupu $d - p$ przy energii 160 MeV zostały porównane z najnowszymi obliczeniami teoretycznymi, które zostały opisane w rozdziale 2. Teoretyczne wartości przekrojów czynnych zostały obliczone dla zestawu potencjałów 2N (CD Bonn, Argonne V18, Nijmegen I, Nijmegen II) oraz dla tych potencjałów z uwzględnionym modelem siły TM99 (2N+TM99). Te modele zostały zaimplementowane



Rysunek 6.1: Globalne wartości $\chi^2/\text{d.o.f.}$ w funkcji czynnika λ wyznaczone względem poszczególnych teorii oraz dodatkowo względem środka pasma jakie te teorie tworzą.



Rysunek 6.2: Rezultaty eksperymentalne zaprezentowane na rys. 4.24 po uwzględnieniu dodatkowego czynnika normalizującego λ .

przez grupę profesora H. Witały z Uniwersytetu Jagiellońskiego. Ponadto, przygotowane przez dr A. Deltuwa'e z Uniwersytetu Wileńskiego, teoretyczne obliczenia były przeprowadzone dla potencjału Argonne V18 (AV18), tego potencjału z dodanym modelem siły 3N Urbana IX (AV18+UIX) oraz z uwzględnieniem siły kulombowskiej (AV+C, AV18+UIX+C). Dodatkowo, wyniki obliczeń z wykorzystaniem formalizmu kanałów sprzężonych, bazującym na potencjale CD Bonn (CDB+ Δ) także wdrożone przez A. Deltuwa'ę, zostały wykorzystane do porównania z danymi, również z uwzględnieniem oddziaływania elektromagnetycznego

(CDB+ Δ +C). Obliczenia z wykorzystaniem potencjałów 2N przedstawione są na rysunkach w postaci pasm, których szerokość odzwierciedla ich zakres przewidywań. W podobny sposób przedstawione są obliczenia dla 2N+TM99. Przykładowy zestaw uzyskanych wyników teoretycznych i eksperymentalnych przedstawiony jest na rys. 6.2, natomiast wszystkie uzyskane wyniki zaprezentowane zostały w Dodatku A. Zestawione wartości zostały przeskalowane przez wspólny czynnik, opisany w rozdziale 6.1.

W celu dokonania ilościowego porównania danych i teorii oraz wnioskowania o jakości opisu tych danych, przeprowadzona została analiza χ^2 . Zmienna χ^2 była obliczana na stopień swobody (d.o.f) oraz dla każdego modelu teoretycznego z osobna i została zdefiniowana w następujący sposób:

$$\chi^2/d.o.f. = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{eksp} - \sigma_i^{teoria}}{\Delta\sigma_i^{eksp}} \right)^2. \quad (6.1)$$

Rozkład globalny $\chi^2/d.o.f.$ przedstawiony na rys. 6.1 pokazuje, że uwzględnienie siły Coulomba w modelach teoretycznych poprawia opis eksperymentalnych rozkładów przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu. W przypadku teorii zawierających komponentę elektromagnetyczną tj. AV18 +C oraz AV18+UIX+C, można zauważyć, iż uzyskane rozkłady $\chi^2/d.o.f.$ przyjmują wartość minimalną mniejszą, niż te dla modeli AV18 oraz AV18+UIX. Dodatkowo, położenie minimum rozkładu przypada dla tych samych wartości λ dla odpowiadających sobie modeli z oraz bez oddziaływania kulombowskiego.

Odrębne zachowanie, niż to jest dla przypadku efektów od siły Coulomba, widoczne jest dla komponenty trójnukleonowej. Aktualna procedura normalizacji (rozdział 6.1) nie pozwala na wyciągnięcie żadnych konstruktywnych wniosków co do roli siły 3N w analizowanych przekrojach czynnych. Efekty te są niezwykle subtelne i bardzo czułe na parametry założone w normalizacji. Minima rozkładów $\chi^2/d.o.f.$ (rys. 6.1), liczone względem modeli zawierających UIX oraz TM99 pokazują, że wnioski o poprawności przewidywań zależą silnie od wartości czynnika normalizacyjnego. Dlatego, aby móc wnioskować ilościowo i jakościowo o tych efektach dynamicznych niezbędne jest zrewidowanie aktualnej procedury normalizacji. W pierwszej kolejności należy obniżyć błędy systematyczne pochodzące głównie od procedury wyznaczania świetlności, które mają zasadniczy wpływ na uzyskane wartości przekrojów czynnych.

6.2.1 Indywidualne konfiguracje

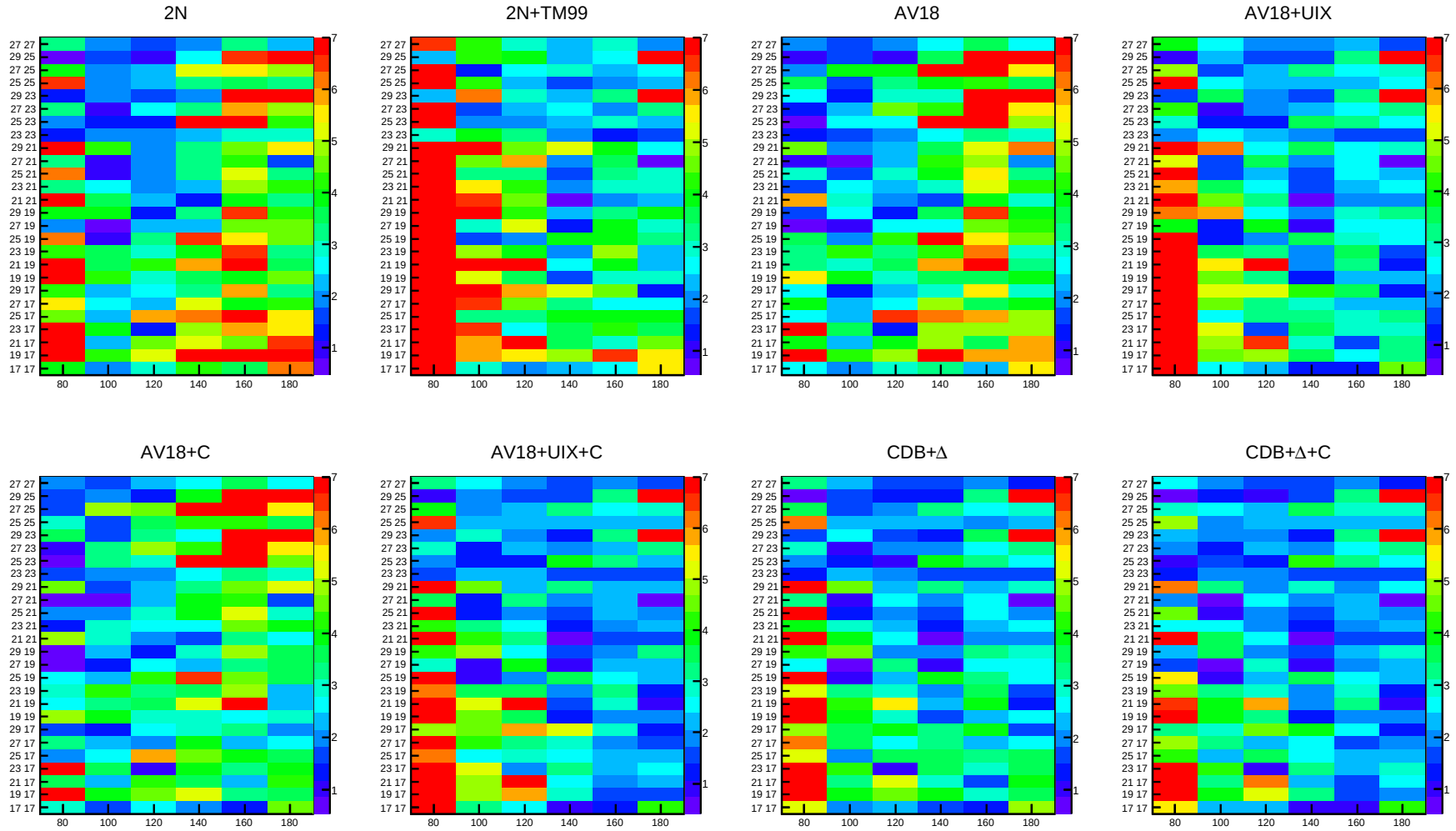
Globalne wnioskowanie może być także przeprowadzone w oparciu o tzw. mapy χ^2 . Zostały one uzyskane dla każdej konfiguracji i modelu teoretycznego z osobna. Wartości $\chi^2/d.o.f.$ są przedstawione na wykresach zależności θ_1, θ_2 (kombinacja kątów polarnych protonów z reakcji breakupu) od φ_{12} (względny kąt azymutalny protonów z reakcji breakupu) jako kolorowe piksele. Kolor każdego z nich odpowiada wartości $\chi^2/d.o.f.$ dla każdego analizowanego rozkładu przekroju czynnego (Dodatek A) oraz obliczonej względem danej teorii. Pełny zestaw obliczeń zaprezentowany jest na rys. 6.3.

W przypadku obliczeń bazujących tylko na modelach 2N, tj. oznaczonych 2N i AV18, lepsza zgodność z tymi obliczeniami jest widoczna dla $\phi_{12} \leq 120^\circ$. Oznacza to, że dla tego zakresu przestrzeni fazowej, opis w ramach dynamiki 2N jest wystarczający i nie ma potrzeby uwzględniania innych efektów dynamicznych. To stwierdzenie potwierdzone zostaje w przypadku mapy uzyskanej dla teorii AV18+UIX oraz AV18+C. Dodatkowo, można zauważyć,

Tablica 6.1: Globalne wartości $\chi^2/\text{d.o.f.}$ wyznaczone względem poszczególnych teorii dla czynnika normalizującego λ_{min} w minimum rozkładu oraz dla $\lambda = 0.78$. Wartość λ wybrana została w oparciu o minimalizację rozkładu χ^2 liczonej względem środka pasma tworzonego przez wszystkie teorie (rozdział 6.1).

Teoria	λ_{min}	Min. $\chi^2/\text{d.o.f.}$ (λ_{min})	$\chi^2/\text{d.o.f.}$ ($\lambda = 0.78$)
2N	0.76	4.06	4.21
2N+TM99	0.82	4.11	4.82
AV	0.74	3.52	4.08
AV+UIX	0.80	3.39	3.58
AV+C	0.75	3.22	3.70
AV+UIX+C	0.80	3.08	3.30
CDB+ Δ	0.79	3.22	3.24
CDB+ Δ +C	0.79	2.91	2.94

iz model AV18 lepiej opisuje dane niż modele oznaczone jako 2N. Dla konfiguracji charakteryzowanych przez $\phi_{12} > 120^\circ$ wartości $\chi^2/\text{d.o.f.}$ są znacznie większe, co wskazuje na istnienie innych przyczynków dynamicznych. Mapy obliczone względem teorii AV18+UIX, CDB+ Δ oraz 2N+TM99 pokazują, iż uwzględnienie siły 3N poprawia sytuację dla większych wartości ϕ_{12} , natomiast nieznacznie pogarsza dla mniejszych wartości.



Rysunek 6.3: Mapy rozkładu wartości $\chi^2/\text{d.o.f.}$ wysumowanej po zmiennej S w zależności od geometrii.

Dodatkowo, można zauważyć, iż bardziej niekorzystne jest działanie siły TM99. Gdy uwzględnimy również oddziaływanie kulombowskie (AV18+UIX+C, CDB+ Δ +C), najlepszy opis uzyskujemy dla CDB+ Δ +C, ale tylko nieco gorszy w przypadku AV18+UIX+C.

6.2.2 Analiza χ^2 względem zmiennych: (θ_1, θ_2) , ϕ_{12} oraz E_{rel}

Poza badaniem rozkładów χ^2 dla indywidualnych konfiguracji, analiza została również przeprowadzona względem następujących zmiennych: kombinacji kątów polarnych (patrz tab. 6.2) obu protonów z reakcji breakupu (θ_1, θ_2) , ich względnego kąta azymutalnego ϕ_{12} oraz energii ich ruchu względnego E_{rel} .

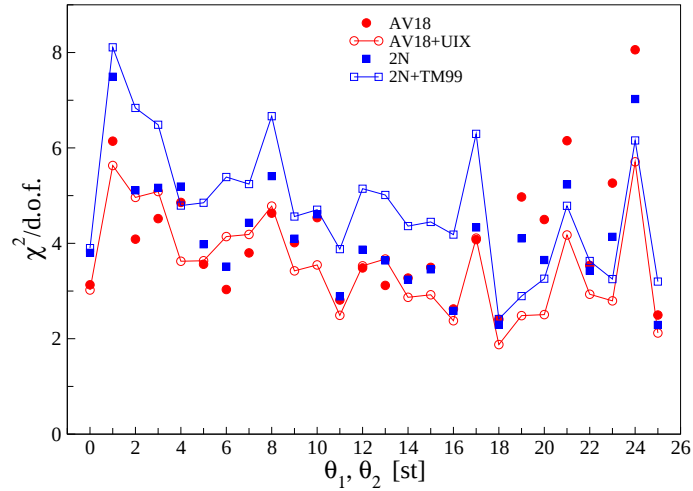
W pierwszym przypadku, punkty eksperymentalne w ramach analizowanych konfiguracji protonów z reakcji breakupu zostały wysumowane względem kombinacji zmiennych (θ_1, θ_2) . Następnie, aby zbadać wpływ obu przyczynków dynamicznych (efekt siły 3N oraz kulombowski), przeprowadzone zostały odpowiednie porównania. Rysunek 6.4 przedstawia analizę rozkładów $\chi^2/\text{d.o.f.}$ obliczonych względem przewidywań teoretycznych AV18, 2N, AV18+UIX oraz 2N+TM99. W tym wypadku wnioskowanie dotyczy wielkości efektów pochodzących od sił 3N. W przypadku modeli AV18 (czerwone, pełne kółka) i AV18+UIX (czerwone, puste kółka, połączone linią) można zauważyć, iż dla niektórych kombinacji, uwzględnienie siły UIX poprawia, natomiast w innych pogarsza opis danych eksperymentalnych. Istnieją również kombinacje, dla których efekt nie odgrywa roli, tj. 0, 5, 8, 12, 17. W przypadku modeli 2N (niebieski, pełne kwadraty) i 2N+TM99 (niebieskie, puste kwadraty, połączone linią) występuje podobne zachowanie. Kombinacje, dla których efekt nie odgrywa roli to: 0, 10, 18, 22. Bazując na uzyskanych rozkładach, można również porównać w jaki sposób działają obie siły 3N. AV18+UIX i 2N+TM99 polepszają wartości χ^2 w kombinacjach: 4, 19-21, 23, 24, natomiast obie siły pogarszają opis dla kombinacji: 2, 3, 6, 7, 13. Dla pozostałych kombinacji obie siły działają w przeciwnych kierunkach. Można również zauważyć, że jeśli TM99 poprawia opis, to zawsze z mniejszą "siłą", a pogarsza opis z większą. Ogólnie można stwierdzić, że dane eksperymentalne są lepiej opisywane przez model bazujący na potencjale AV18 z uwzględnieniem siły UIX.

Tablica 6.2: Zmienna i jest wprowadzona jako oznaczenie konfiguracji par kątów polarnych $(\theta_1, \theta_2)_i$.

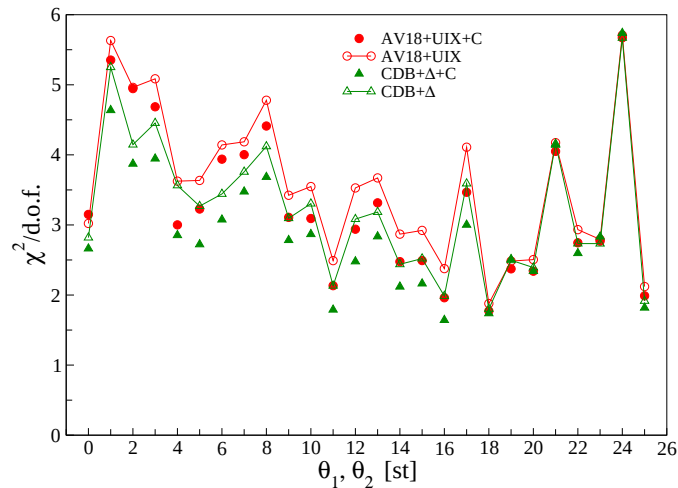
i	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
θ_1	17°	19°	21°	23°	25°	27°	29°	19°	21°	23°	25°	27°	29°
θ_2	17°	17°	17°	17°	17°	17°	17°	19°	19°	19°	19°	19°	19°

i	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
θ_1	21°	23°	25°	27°	29°	23°	25°	27°	29°	25°	27°	29°	27°
θ_2	21°	21°	21°	21°	21°	23°	23°	23°	23°	25°	25°	25°	27°

Analiza wpływu efektów kulombowskich jest przedstawiona na rys. 6.5 W tym przypadku χ^2 zostało obliczone względem modeli: AV18+UIX+C oraz CDB+ Δ +C (zielone, pełne trójkąty). Zostały one porównane odpowiednio z AV18+UIX i CDB+ Δ (zielone, puste trójkąty, połączone linią). Można stwierdzić, iż wpływ siły kulombowskiej jest istotny dla opisu danych



Rysunek 6.4: Jakość opisu różniczkowych przekrojów czynnych wyrażona jako zależność $\chi^2/\text{d.o.f.}$ w funkcji numeru kombinacji θ_1, θ_2 (patrz tabela 6.2). $\chi^2/\text{d.o.f.}$ zostało obliczone względem przewidywań bazujących na potencjałach: AV18 (czerwone kółka), AV18+UIX (puste, czerwone kółka, połączone linią), 2N (niebieskie, pełne kwadraty) oraz 2N+TM99 (niebieskie, puste kwadraty połączone linią). Rysunek demonstruje wielkość efektów pochodzących od sił 3N: TM99 oraz UIX.



Rysunek 6.5: Jakość opisu różniczkowych przekrojów czynnych wyrażona jako zależność $\chi^2/\text{d.o.f.}$ w funkcji numeru kombinacji θ_1, θ_2 (patrz tabela 6.2). $\chi^2/\text{d.o.f.}$ zostało obliczone względem przewidywań bazujących na potencjałach: AV18+UIX (czerwone, puste kółka, połączone linią), AV18+UIX+C (czerwone, pełne kółka), CDB+ Δ (zielone, puste trójkąty, połączone linią), oraz CDB+ Δ +C (zielone, pełne trójkąty). Rysunek demonstruje wielkość efektów pochodzących od oddziaływania kulombowskiego.

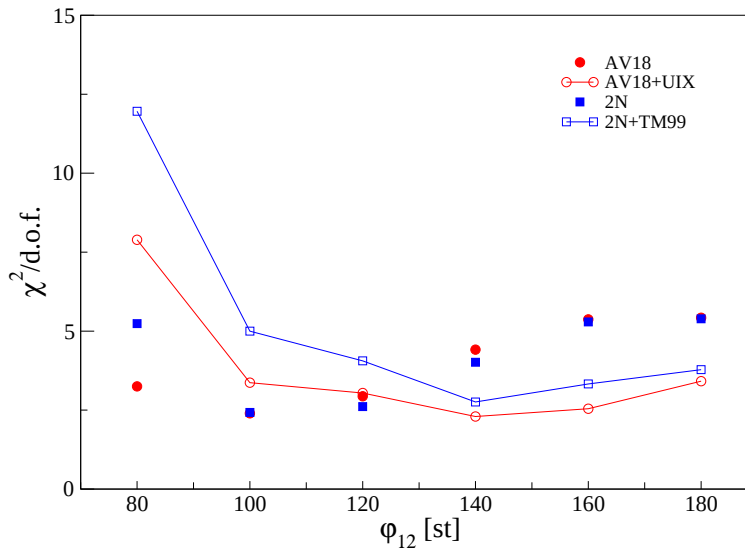
eksperymentalnych. Uwzględnienie tego przyczynku poprawia opis dla większości kombinacji, a dla reszty (kombinacje większe od 17) nie odgrywa roli. Dodatkowo, lepszy opis danych eksperymentalnych jest widoczny dla obliczeń bazujących na potencjale CDB+ Δ +C.

W przypadku analizy χ^2 względem zmiennej ϕ_{12} (rys. 6.6), dane eksperymentalne zostały porównane z takimi samymi modelami, jak w przypadku analizy względem kombinacji (θ_1, θ_2) . Obliczenia bazujące na potencjale 2N+TM99, zdecydowanie poprawiają opis danych eksperymentalnych dla $\phi_{12} \geq 140^\circ$, natomiast pogarszają dla pozostałych, mniejszych ϕ_{12} . Podobnie jest w przypadku modelu AV18+UIX, z tą różnicą, że dla $\phi_{12} = 120^\circ$, efekt pochodzący od UIX nie odgrywa roli. Ogólnie można stwierdzić, iż lepszy opis danych widoczny jest w przypadku teorii bazującej na potencje AV18+UIX.

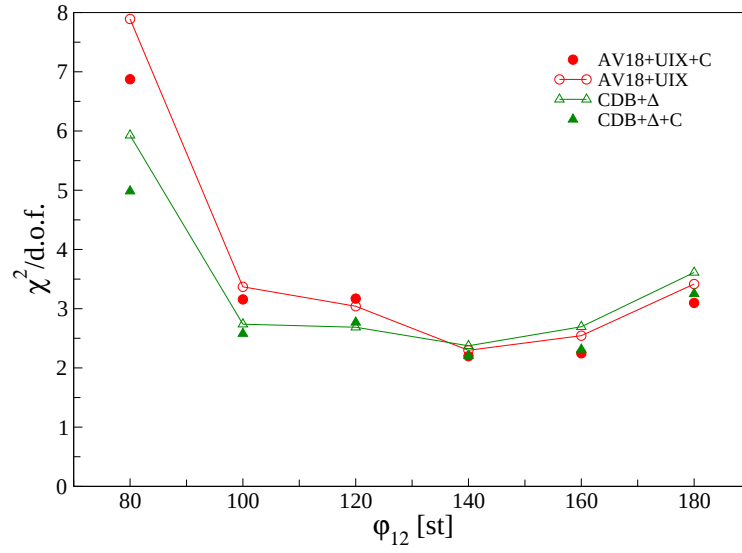
Analizując wpływ siły elektromagnetycznej (rys. 6.7), można stwierdzić, że jej uwzględnienie poprawia zgodność teorii z danymi, choć efekty są niewielkie. Dla $\phi_{12} = 140^\circ$ wpływ tej komponenty dynamicznej jest zaniedbywalny.

Ostatnią analizowaną zmienną jest energia ruchu względnego protonów pochodzących z reakcji breakup. Po wysumowaniu punktów eksperymentalnych względem tej zmiennej, uzyskujemy rozkłady χ^2 zaprezentowane na rys. 6.8 i rys. 6.9 W pierwszym przypadku (rys. 6.8), gdy badany jest wpływ siły 3N, dla energii E_{rel} do około 17 MeV oba modele teoretyczne AV18+UIX i 2N+TM99 pogarszają zgodność z danymi eksperymentalnymi. Jest to szczególnie widoczne dla $E_{rel} \leq 10$ MeV. W okolicy $E_{rel} = 17$ MeV istnieje “punkt przegięcia” i powyżej tej wartości uwzględnienie sił 3N poprawia opis.

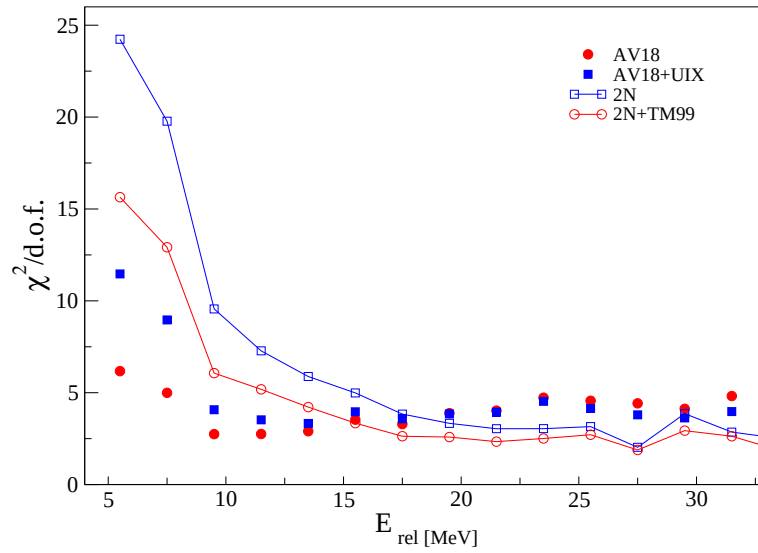
Wpływ siły kulombowskiej (rys. 6.9) jest bardzo niewielki i najlepiej widoczny w przypadku, gdy $E_{rel} = 7$ MeV. Lepsze rezultaty są widoczne w przypadku modelu CDB+ Δ +C.



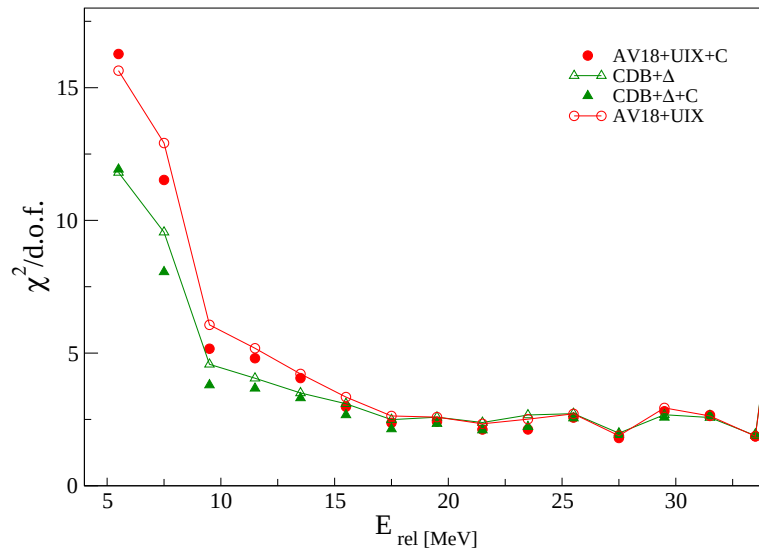
Rysunek 6.6: Jakość opisu różniczkowych przekrojów czynnych, podobnie jak na rys. 6.4, ale zaprezentowana w funkcji względnego kąta azymutalnego protonów.



Rysunek 6.7: Jakość opisu różniczkowych przekrojów czynnych, podobnie jak na rys. 6.5, ale zaprezentowana w funkcji względnego kąta azymutalnego protonów.



Rysunek 6.8: Jakość opisu różniczkowych przekrojów czynnych, podobnie jak na rys 6.4, ale zaprezentowana w funkcji energii ruchu względnego protonów.



Rysunek 6.9: Jakość opisu różniczkowych przekrojów czynnych, podobnie jak na rys. rys 6.5, ale zaprezentowana w funkcji energii ruchu względnego protonów.

Rozdział 7

Podsumowanie

Głównym celem rozprawy było eksperymentalne zbadanie reakcji $^1\text{H}(\text{d},\text{pp})\text{n}$, zachodzącej podczas rozpraszania wiązki deuteronów na ciekłej tarczy wodorowej, przy energii 80 MeV/nukleon. W wyniku takich zderzeń, oprócz sprężystego rozpraszania, dochodzi także do rozszczepienia deuteronu i pojawienia się trzech swobodnych nukleonów, dwóch protonów i neutronu. Taki układ jest najprostszym i jednocześnie nietrywialnym środowiskiem, w którym mogą być testowane nowoczesne modele oddziaływania nukleonów. Potencjał jądrowy jest konstruowany w ramach kilku podejść teoretycznych. Najpopularniejszymi są potencjały realistyczne oddziaływania nukleon-nukleon (CD Bonn, AV18, Nijm I, Nijm II), potencjał CD Bonn zmodyfikowany o dołączone stopnie swobody izobaru Δ , (CD Bonn+ Δ) oraz potencjały bazujące na chiralnej teorii perturbacji. Istnieje również możliwość uwzględnienia dodatkowo modelu siły 3N (TM99, UIX), co jest istotne w przypadku zastosowania potencjałów realistycznych oddziaływania NN do opisu układów 3N, a także oddziaływania kulombowskiego. W pracy został przedyskutowany wpływ siły 3N oraz kulombowskiej na różniczkowe przekroje czynne na reakcję rozszczepienia deuteronu.

Eksperyment przeprowadzony został w KVI Groningen, w Holandii, w 2011r. Wiązka deuteronów była przyspieszana w cyklotronie AGOR do energii 160 MeV, a następnie uderzała w ciekłą tarczę wodorową. Naładowane produkty reakcji były rejestrowane przez układ detekcyjny BINA, który dedykowany był pomiarom reakcji w zakresie pośrednich energii. Przedmiotem analizy były zdarzenia rejestrowane w przedniej części detektora, w zakresie kątów polarnych $\theta = 16^\circ - 39^\circ$ oraz w pełnym kącie azymutalnym.

Różniczkowe przekroje czynne zostały zanalizowane dla 156 konfiguracji kinematycznych koincydencyjnych protonów ($\theta_1, \theta_2, \phi_{12}$), co daje ponad 1800 punktów eksperymentalnych. Jest to pierwsza baza danych różniczkowych przekrojów czynnych na ten proces dla energii 80 MeV/nukleon.

Uzyskane wyniki porównane zostały z przewidywaniami teoretycznymi. Z uwagi na duży błąd systematyczny czynnika globalnej normalizacji (światłości) oraz systematyczną różnicę pomiędzy obliczeniami i danymi, wnioski można wyciągać raczej z analizy kształtu rozkładów przekroju czynnego. W obszarze przestrzeni fazowej charakteryzowanym przez mniejsze wartości względnego kąta azymutalnego protonów tj. $\phi_{12} \leq 120^\circ$, wpływ siły 3N jest niewielki i do poprawnego opisu wystarczają potencjały realistyczne. W odróżnieniu od efektów pochodzących od siły kulombowskiej, która nie ma znaczenia w konfiguracjach $\phi_{12} \leq 120^\circ$

oraz $\phi_{12} \leq 140^\circ$, zaś w pozostałych powoduje poprawienie wyników. Można również stwierdzić, że uwzględnienie sił TM99 lub UIX pogarsza opis danych eksperymentalnych. Dla obszaru, gdzie $\phi_{12} > 120^\circ$, uwzględnienie siły 3N znacznie poprawia opis wyników. Jest to prawdziwe dla wszystkich analizowanych modeli. Gdy uwzględnimy oddziaływanie kulombowskie, to opis poprawia się, a najlepiej sprawdzają się obliczenia bazujące na potencjale CDB+ Δ +C.

Przeprowadzona analiza danych doprowadziła do powstania narzędzi oraz przygotowania bazy stanowiącej dobry punkt wyjścia do dalszych eksperymentów. Zwiększenie statystyki analizowanych danych oraz poprawa dokładności systematycznej normalizacji, pozwolą na bardziej precyzyjne określenie wartości przekrojów czynnych, co jest najbardziej narzucającym się kierunkiem dalszych prac.

7.1 Perspektywy

W toku analizy danych pojawiła się istotna wątpliwość co do dokładności normalizacji z uwagi m.in. na systematyczne przesunięcie przekrojów uzyskanych dla reakcji breakupu w stosunku do wszystkich obliczeń teoretycznych. Wprawdzie wyniki uzyskane dla świetlności są spójne pomiędzy sobą w całym badanym zakresie kątowym, jednak obciążone są znaczną niepewnością systematyczną. Możliwe jest kilka dróg badania problemu, m.in.:

1. Analiza koincydencji proton-deuteron z pełną symulacją wydajności detekcji, aby wyeliminować dużą niepewność odjęcia tła, obecną dla analizy protonów.
2. Analiza danych zebranych z trygerem koincydencyjnym.

W pierwszym kroku wybrano tryger najprostszy, aby uniknąć jakiegokolwiek zaburzenia danych warunkiem elektronicznym. Jest on jednak jednocześnie najsilniej przeskalowany. W wypadku, gdyby układ przeskalowujący nie działał poprawnie (choć w poprzednich eksperymentach działał wiarygodnie) analiza danych o innym przeskalowaniu pozwoli to wykryć i prawdopodobnie również skorygować. Przejście do analizy danych zebranych z trygerem koincydencyjnym pozwoli również na zmniejszenie niepewności statystycznych o czynnik około 3.

Po opanowaniu problemu czynnika normalizacyjnego pojawiają się możliwości analizy konfiguracji z $\phi_{12} \leq 60^\circ$, dla których korekta związana z wydajnością konfiguracyjną jest duża, co idzie w parze z rejestracją mniejszej liczby zdarzeń, a tym samym zwiększeniem błędów statystycznych. Konieczny jest szereg testów, aby czynnik korekcyjny został wyznaczony z wymaganą dokładnością systematyczną.

Dodatkowo istnieje możliwość rozszerzenia analizy o konfiguracje zawierające wyższe i niższe kąty polarne. W tym celu należy wykorzystać informacje pochodzące z detektora Ball do badania zdarzeń, w których jedna z cząstek jest rejestrowana jest w Ball, a druga w Wall. Zasób danych eksperymentalnych zebranych z trygerem określającym ten warunek jest niewielki, ale wystarczający by przygotować i zweryfikować narzędzia do przeprowadzenia analizy tego typu zdarzeń.

Ponadto otrzymana w niniejszej pracy baza danych różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu pozwoli także na poszukiwanie, w określonych konfiguracjach kinematycznych, efektów relatywistycznych oraz na testowanie nowych obliczeń teoretycznych bazujących na Chiralnej Teorii Perturbacji.

Planowany jest także dalszy rozwój przygotowanych w toku prac narzędzi do analizy danych, w tym np. narzędzi do analizy wydajnościowej [65]. Zostaną one wykorzystane do analizy danych pochodzących z nowych eksperymentów przeprowadzanych z użyciem detektora BINA na wiązkę cyklotronu Proteus-235 w Centrum Cyklotronowym Bronowice w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN.

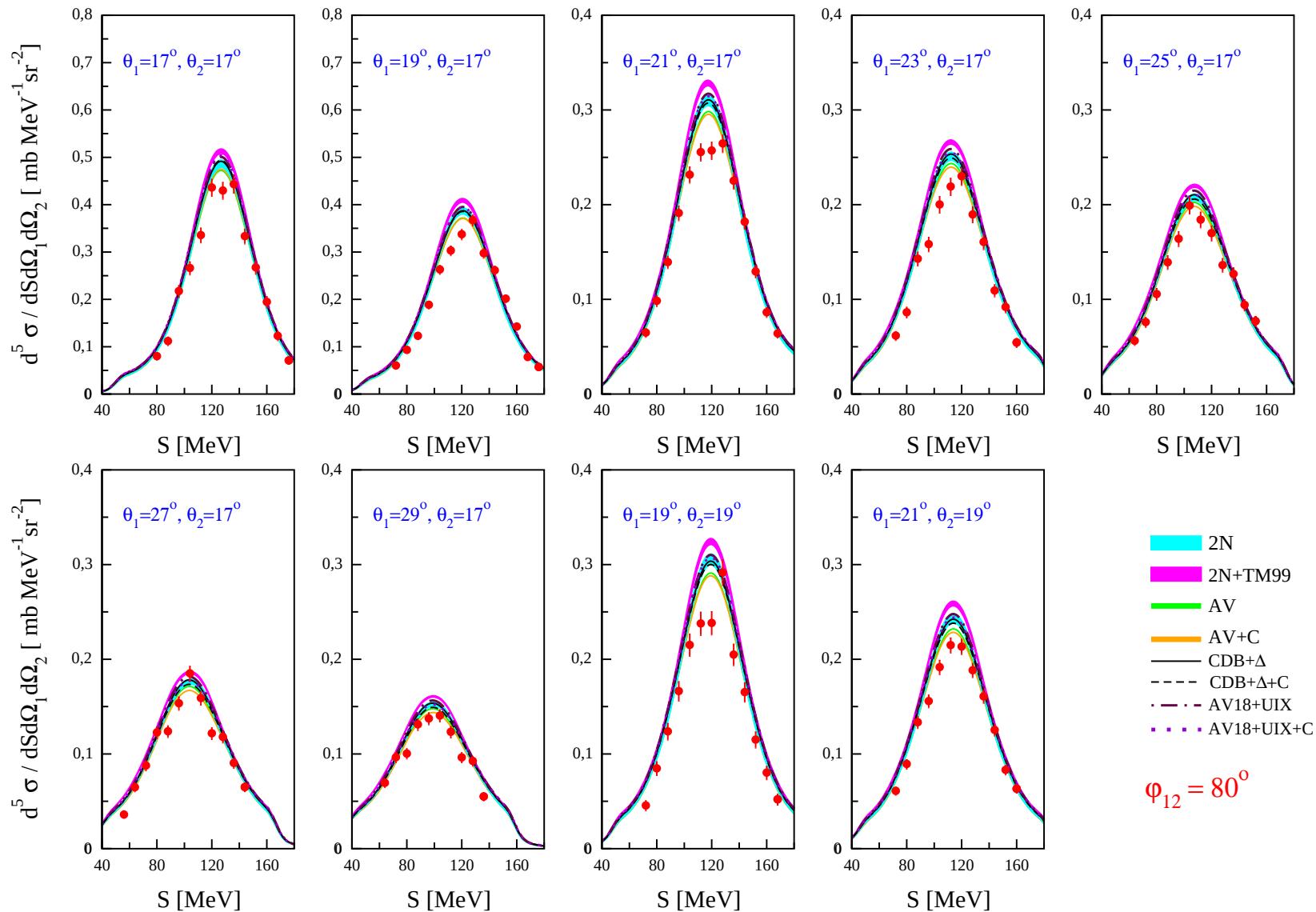
Dodatek A

Zestawienie wyników

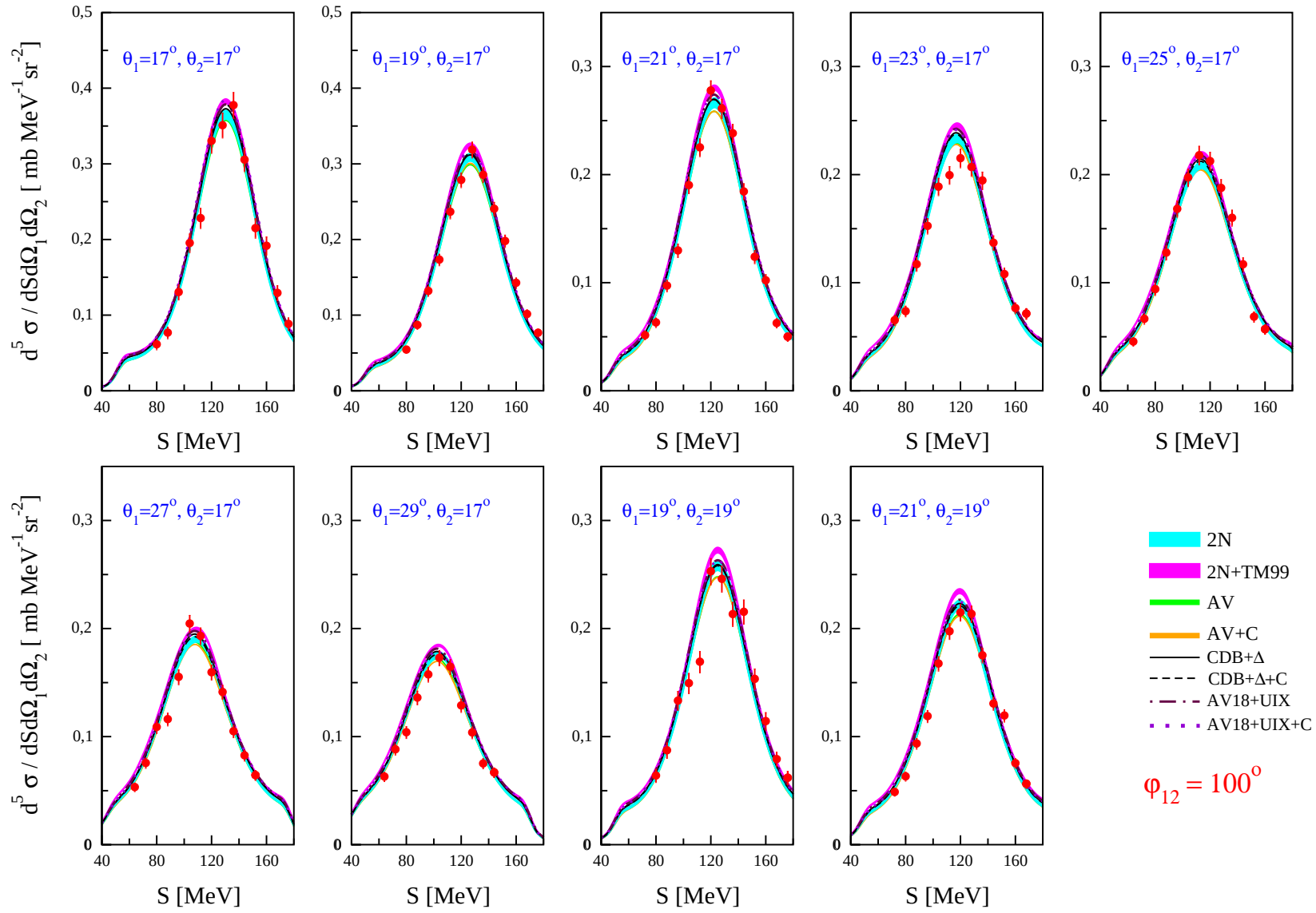
W tym rozdziale znajdują się uzyskane w opisywanym eksperymencie wyniki stanowiące zestaw przekrojów czynnych na reakcję $^1\text{H}(\text{d}, \text{pp})\text{n}$ przy energii wiązki 160 MeV. Przekroje wyznaczone zostały w oparciu o zarejestrowane koincydencje proton–proton dla zbioru geometrii definiowanych kątami rozproszenia $(\theta_1, \theta_2, \phi_{12})$ i zadanej szerokości przedziałów kątowych $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = 2^\circ$ oraz $\Delta\phi_{12} = 10^\circ$.

Otrzymane wartości porównane są z przewidywaniami wybranych modeli teoretycznych przedstawionych na wykresach w postaci kolorowych pasm i linii zgodnie z załączoną legendą. Wszystkie prezentowane wartości przedstawione są w funkcji zmiennej S , czyli odległości liczonej wzdłuż krzywej kinematycznej. Przedstawione na wykresach zakresy błędów zawierają tylko wkłady od niepewności statystycznych.

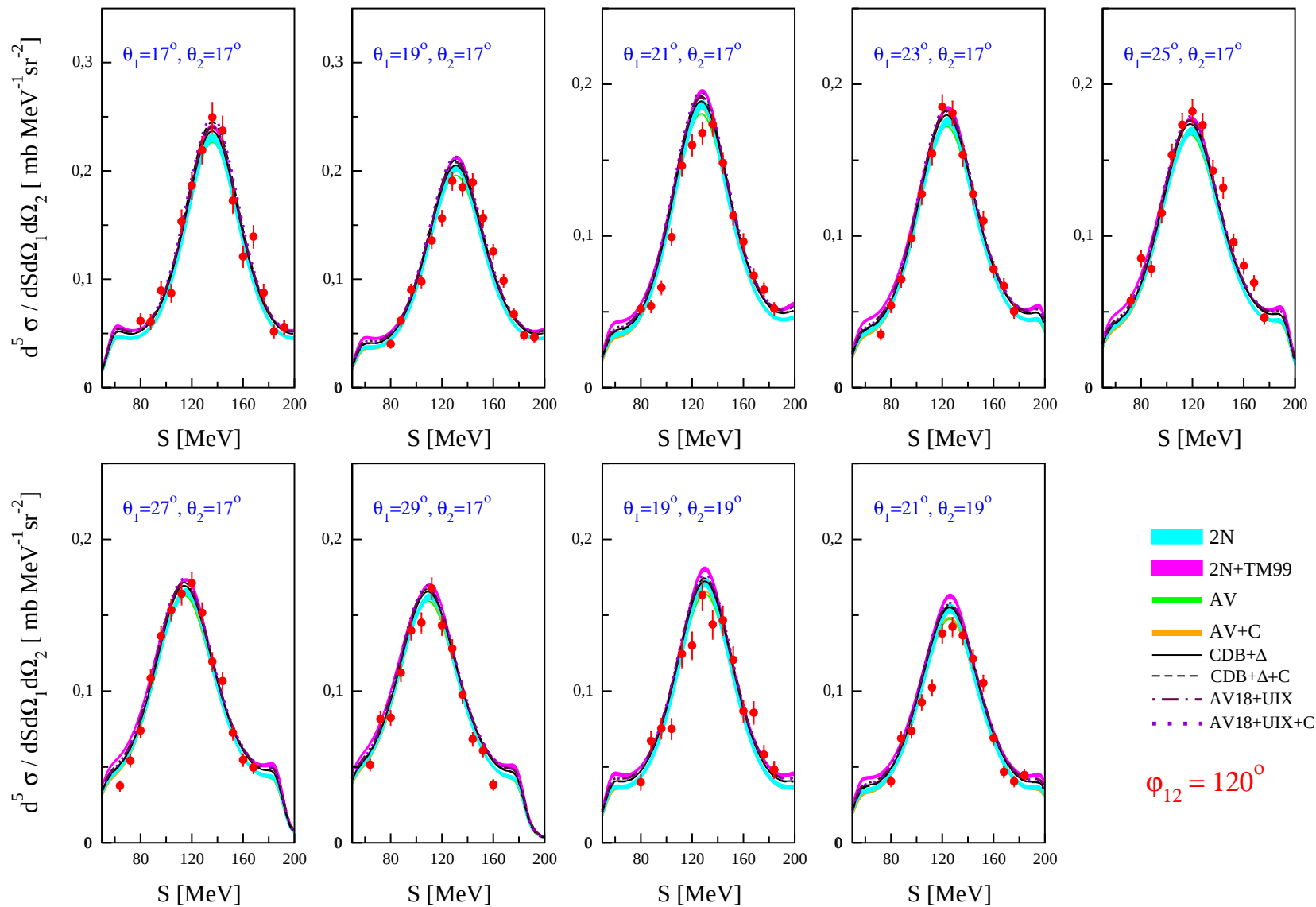
Ponadto należy mieć na uwadze, że przedstawione w tym rozdziale wartości przekrojów czynnych zostały znormalizowane dodatkowym czynnikiem $\lambda = 0.78$. (patrz rozdział 6.1). Taka prezentacja pozwala na lepsze porównanie kształtów przekrojów czynnych z postacią teoretycznych przewidywań tych wartości oraz jest spójna z omówioną w rozdziale 6 analizą χ^2 .



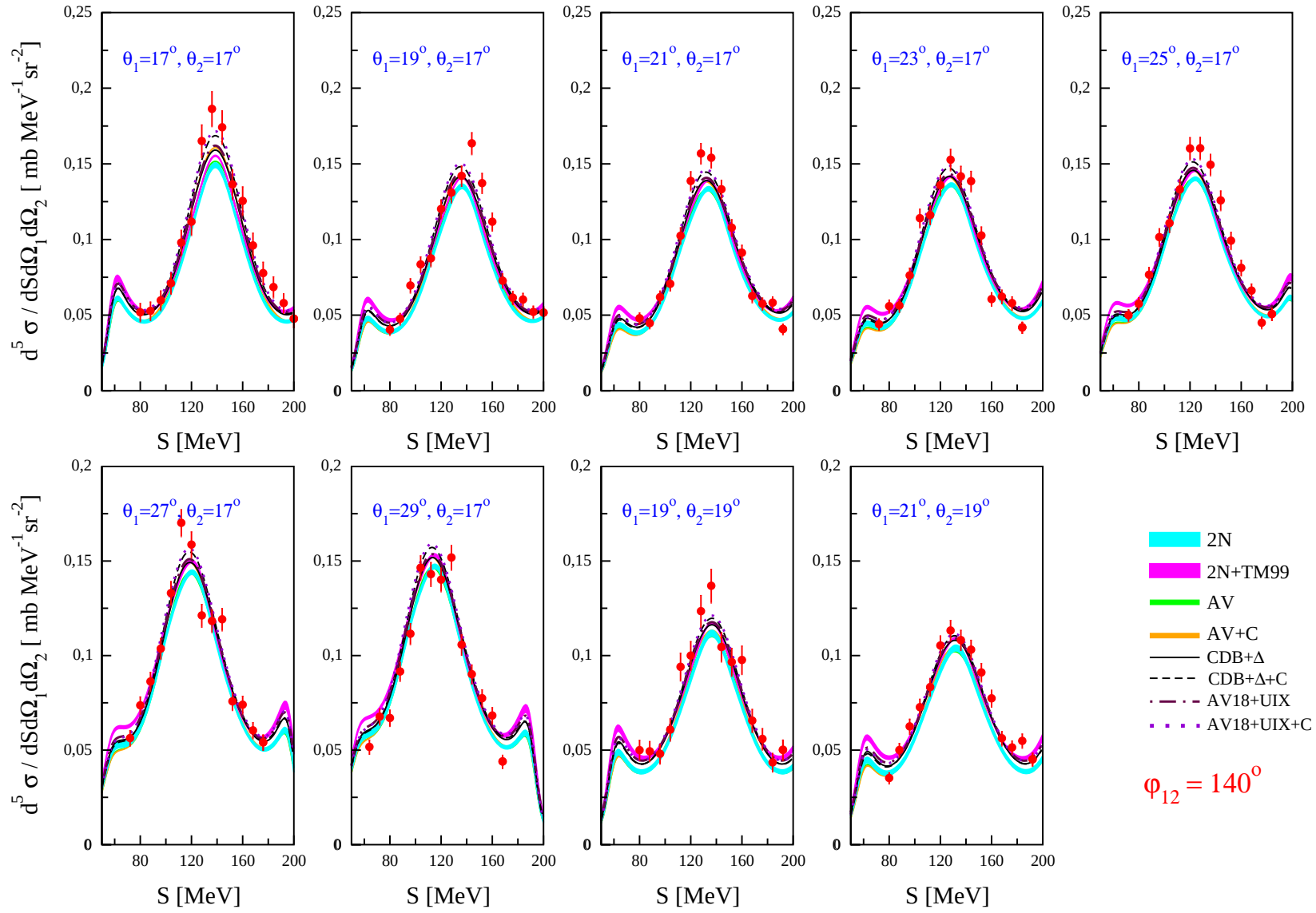
Rysunek A.1: Zestaw różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu dla różnych par kątów polarnych rejestrowanych protonów oraz dla stałej wartości względnego kąta azymutalnego $\phi_{12} = 80^\circ$. Pasma odpowiadają obszarowi rozbieżności obliczeń dla modeli fenomenologicznych 2N CDBon, AV18, Nijm1 oraz Nijm2 (turkusowy) lub z siłą trójciałową TM99 (fuksja). Pozostałe linie przedstawiają wyniki uzyskane dla modeli w podejściu kanałów sprzężonych zgodnie z legendą.



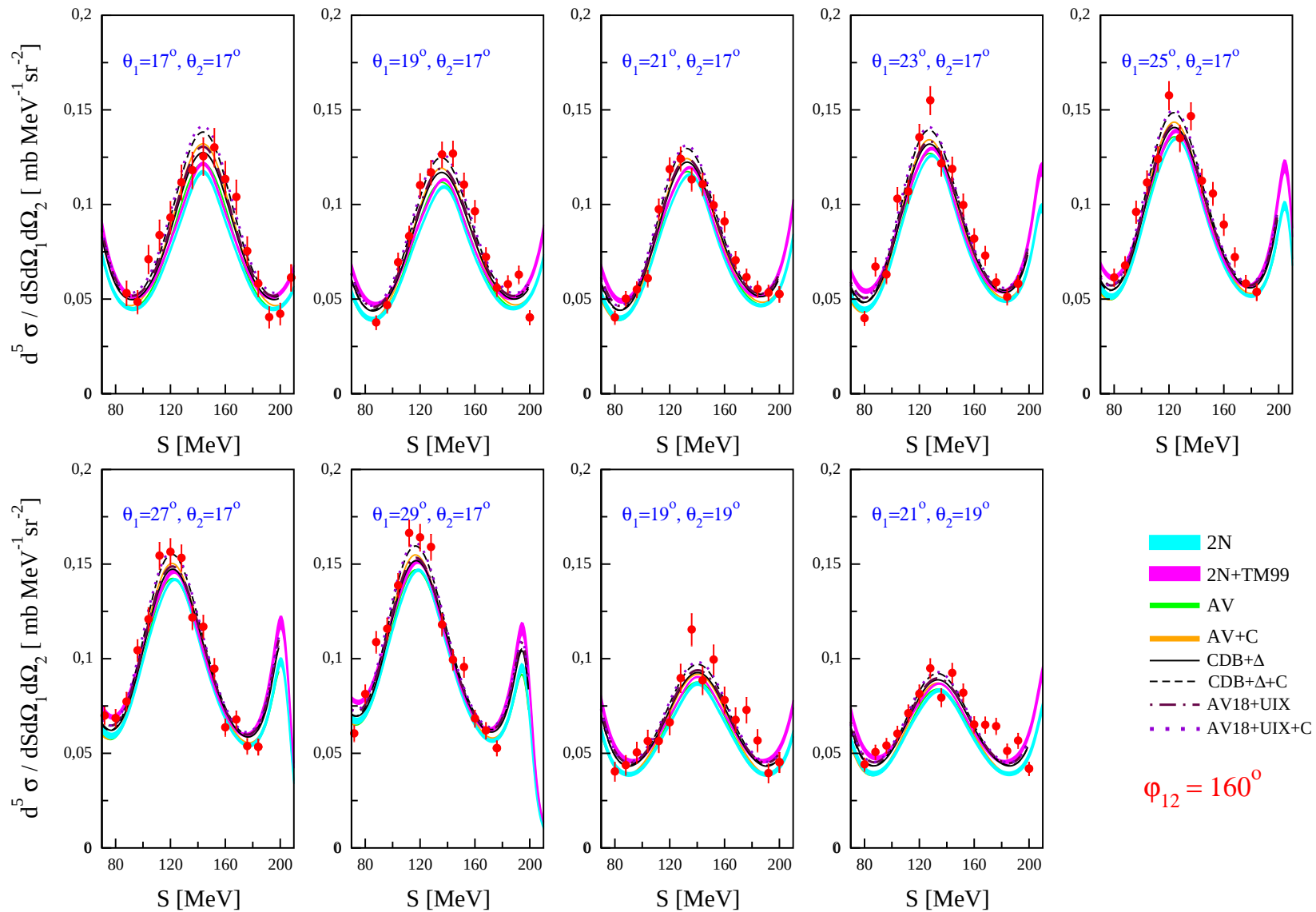
Rysunek A.2: Jak rys. A.1, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 100^\circ$.



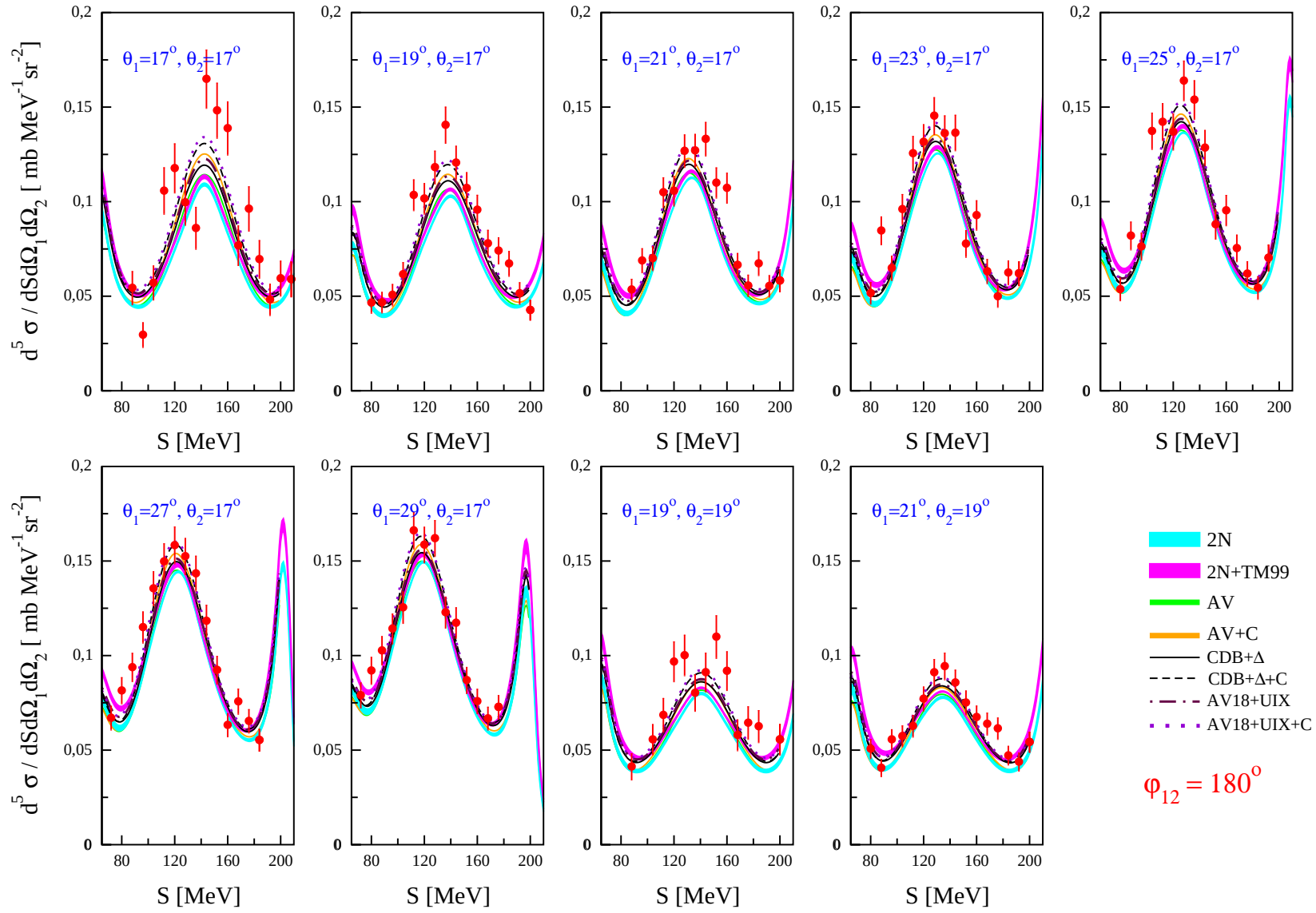
Rysunek A.3: Jak rys. A.1, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 120^\circ$.



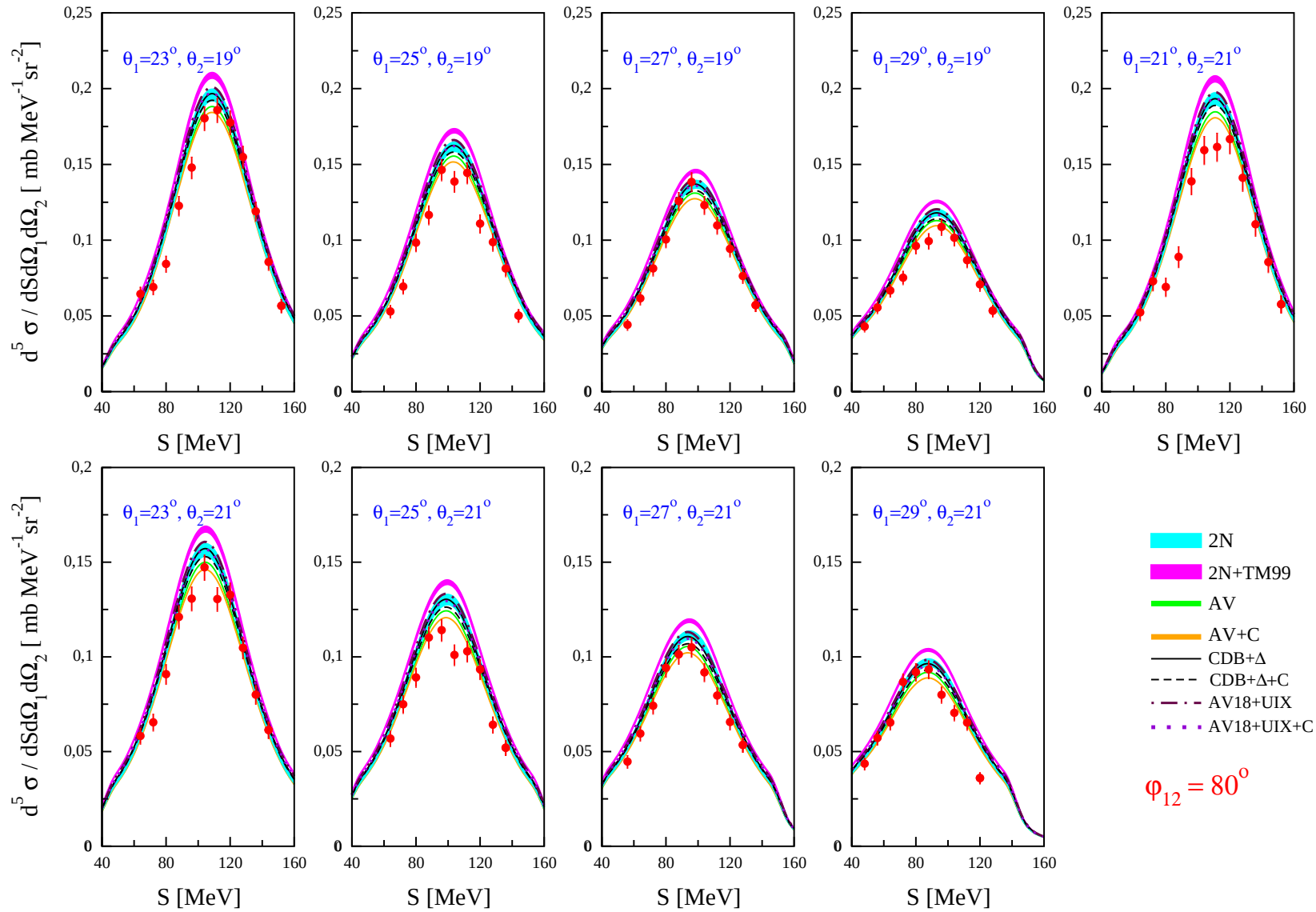
Rysunek A.4: Jak rys. A.1, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 140^\circ$.



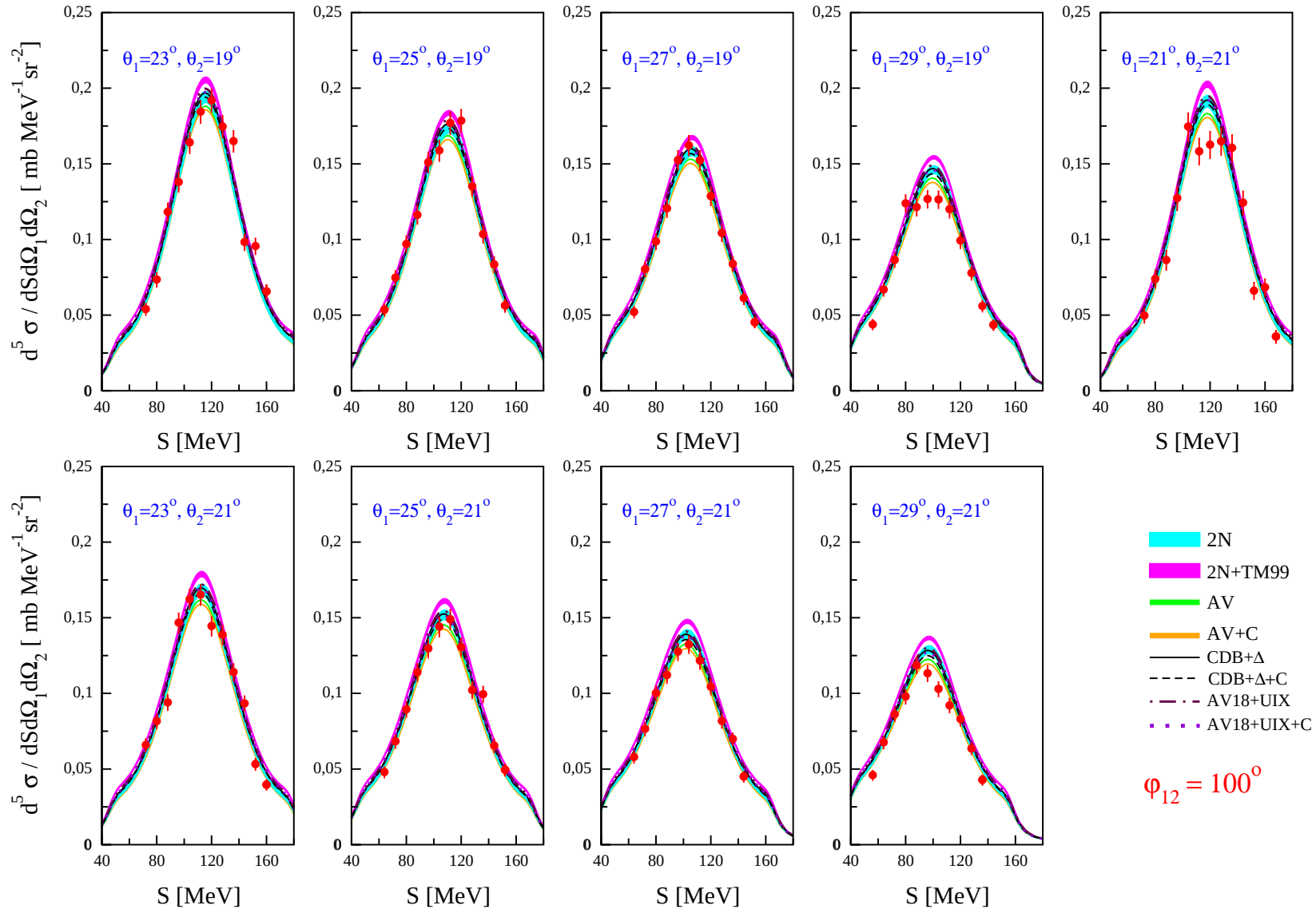
Rysunek A.5: Jak rys. A.1, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 160^\circ$.



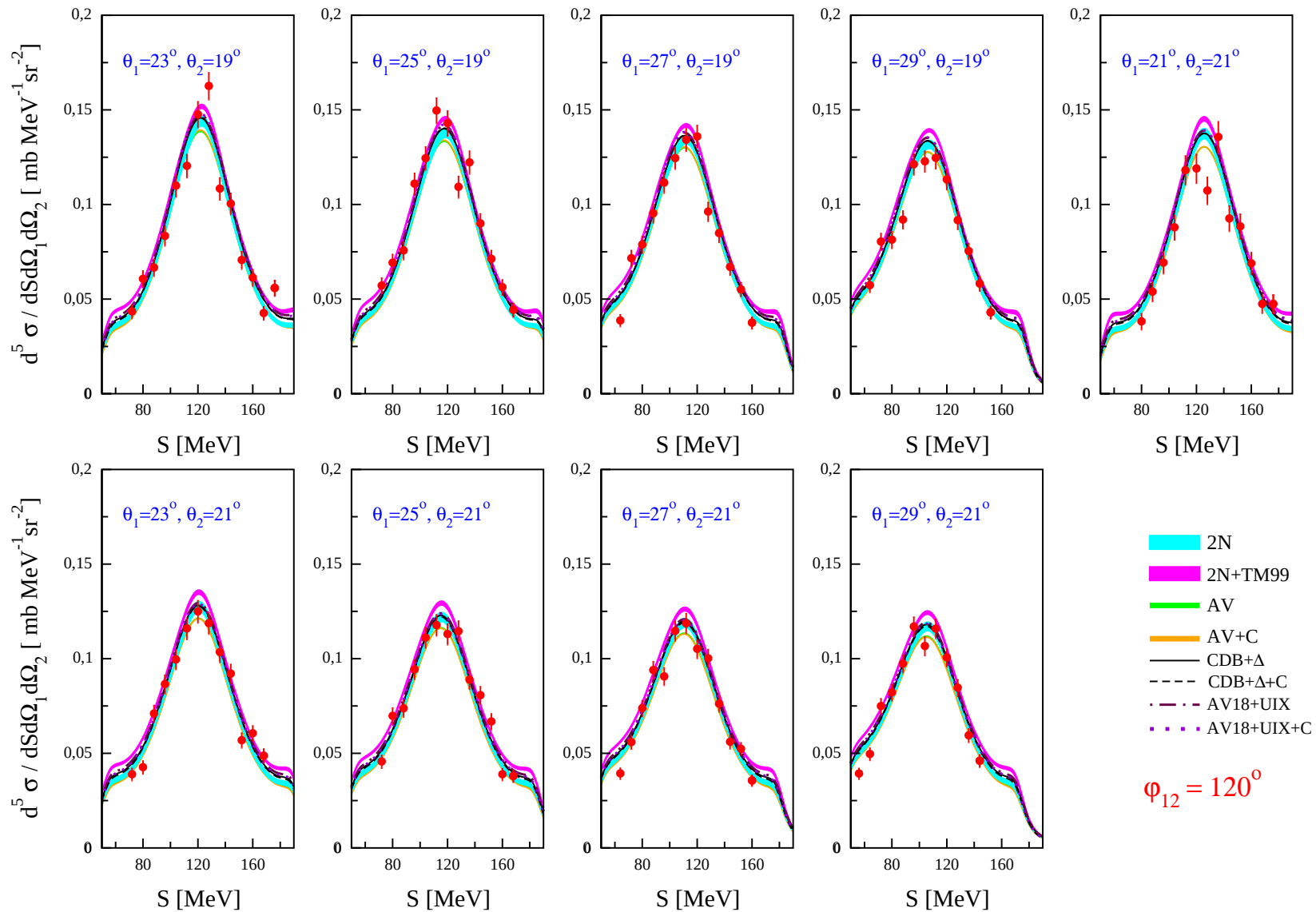
Rysunek A.6: Jak rys. A.1, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 180^\circ$.



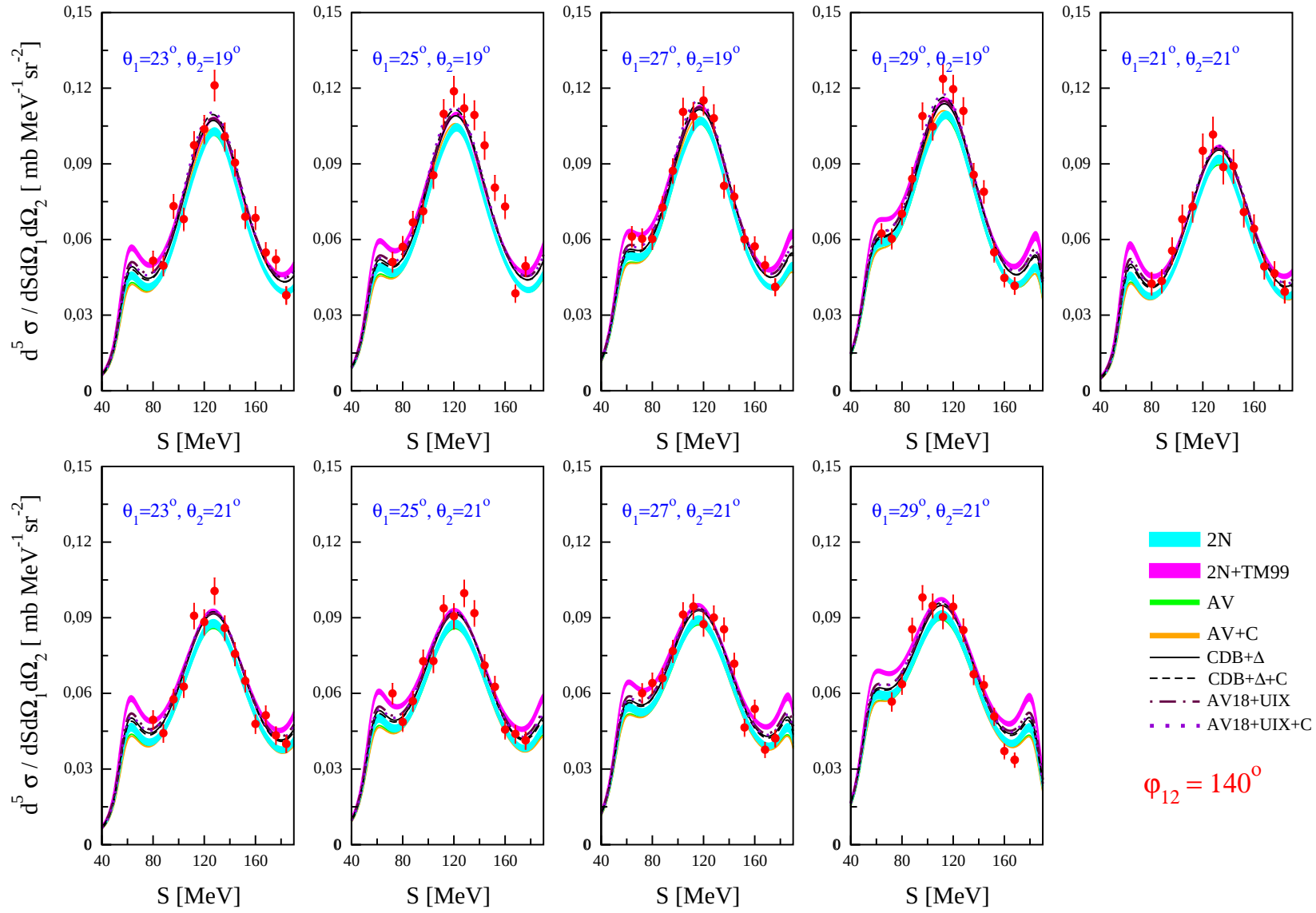
Rysunek A.7: Zestaw różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu dla różnych par kątów polarnych rejestrowanych protonów oraz dla stałej wartości względnego kąta azymutalnego $\phi_{12} = 80^\circ$. Pasma odpowiadają obszarowi rozbieżności obliczeń dla modeli fenomenologicznych 2N CDBon, AV18, Nijm1 oraz Nijm2 (turkusowy) lub z siłą trójciałową TM99 (fuksja). Pozostałe linie przedstawiają wyniki uzyskane dla modeli w podejściu kanałów sprzężonych zgodnie z legendą.



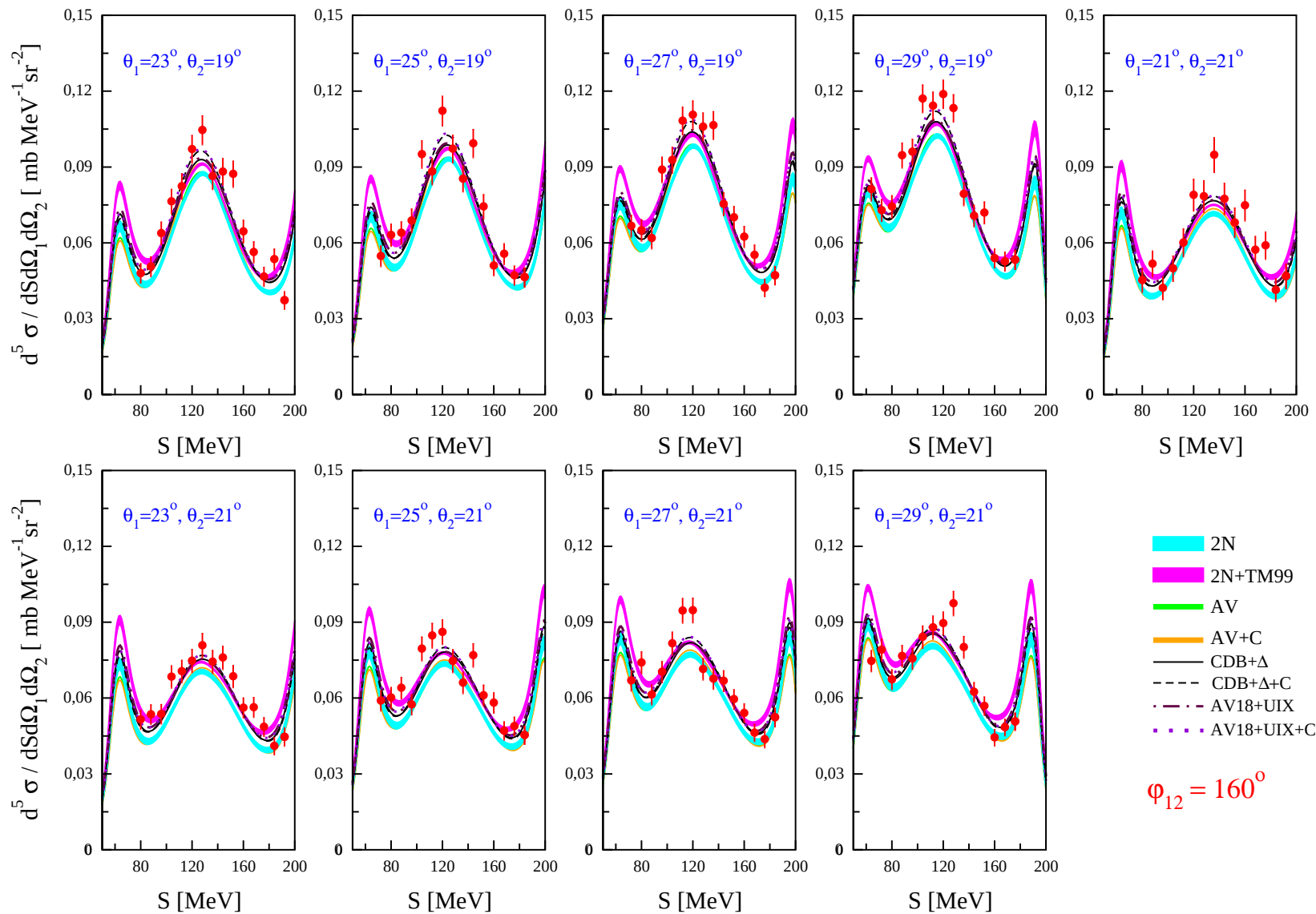
Rysunek A.8: Jak rys. A.7, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 100^\circ$.



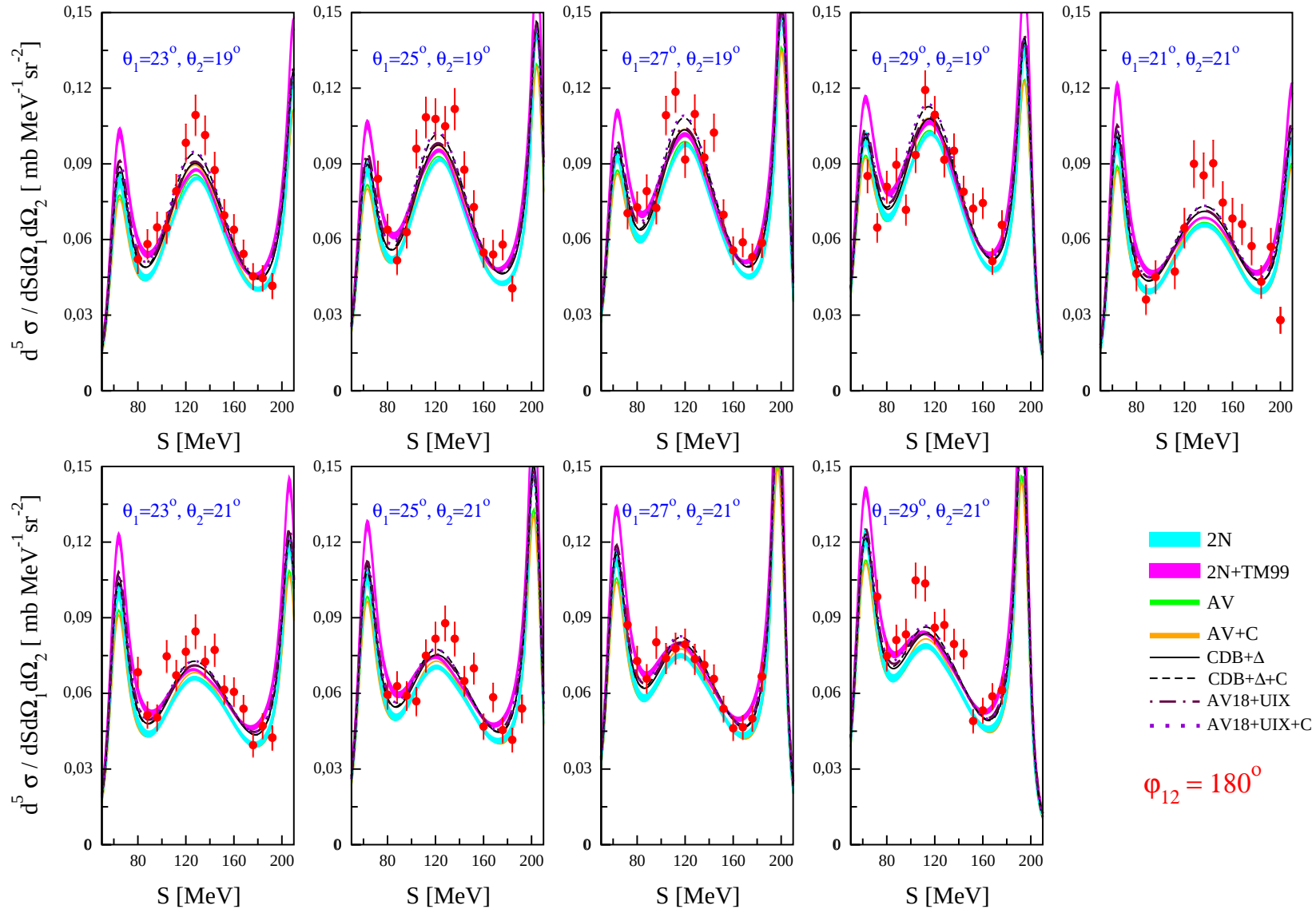
Rysunek A.9: Jak rys. A.7, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 120^\circ$.



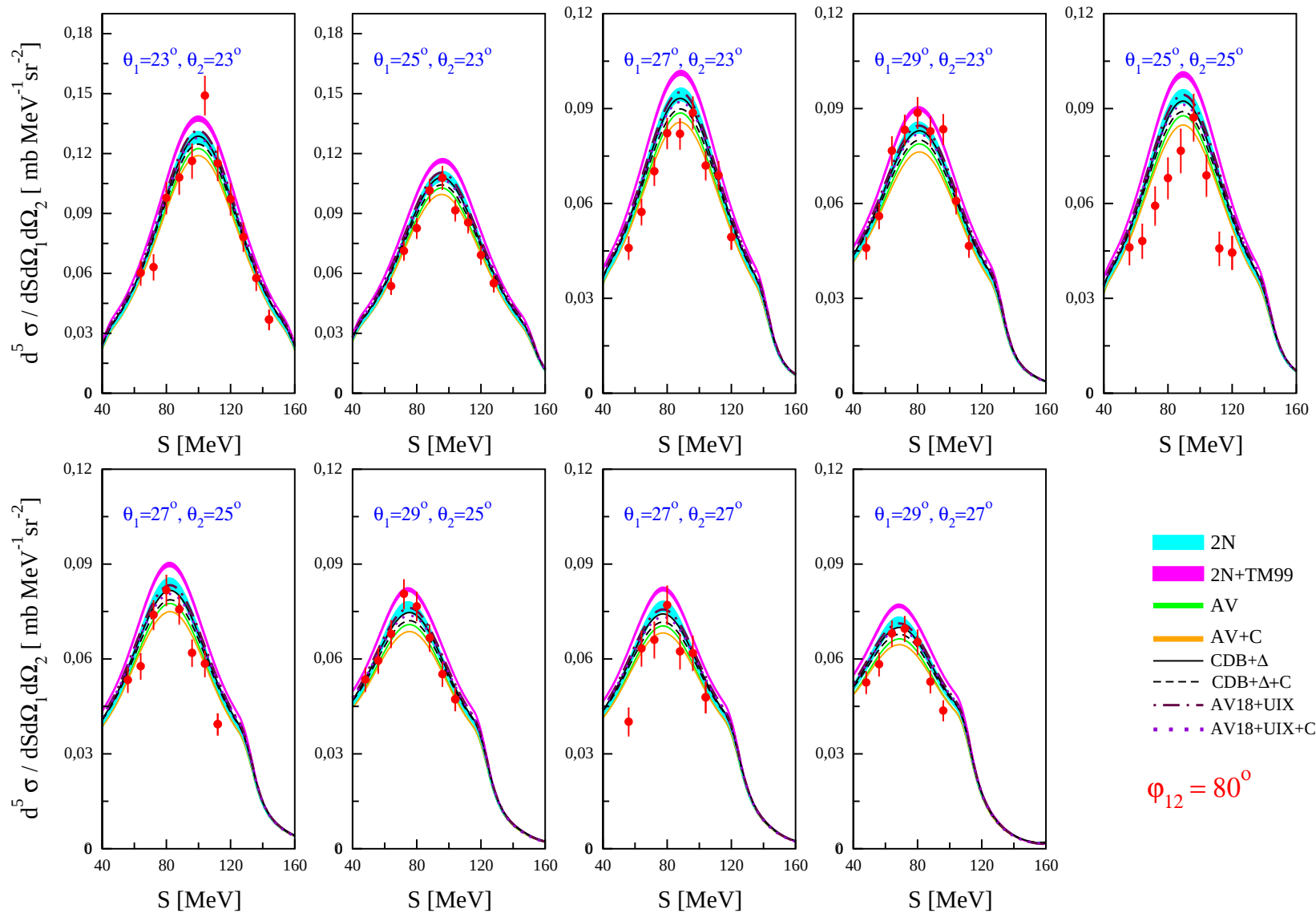
Rysunek A.10: Jak rys. A.7, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 140^\circ$.



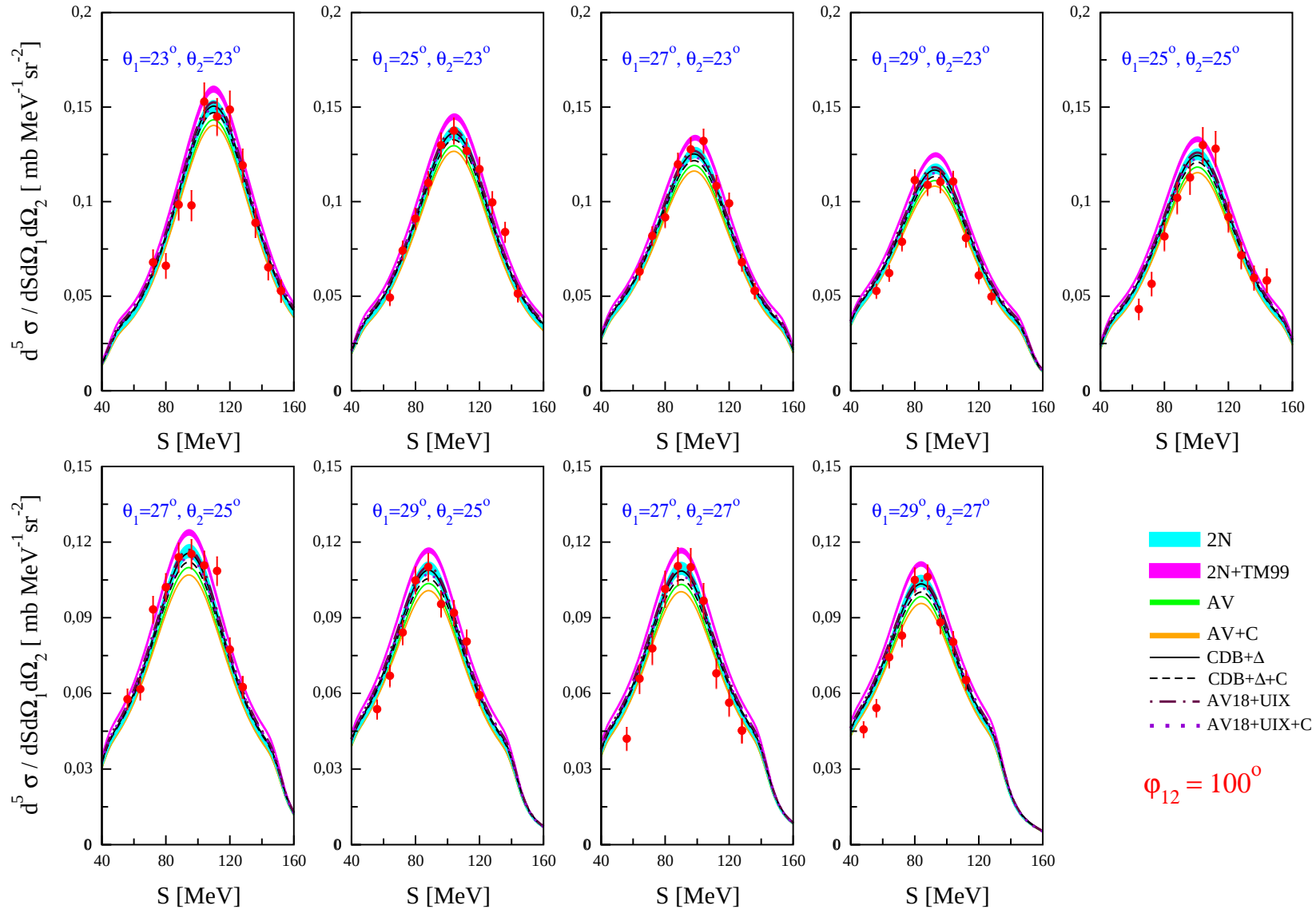
Rysunek A.11: Jak rys. A.7, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 160^\circ$.



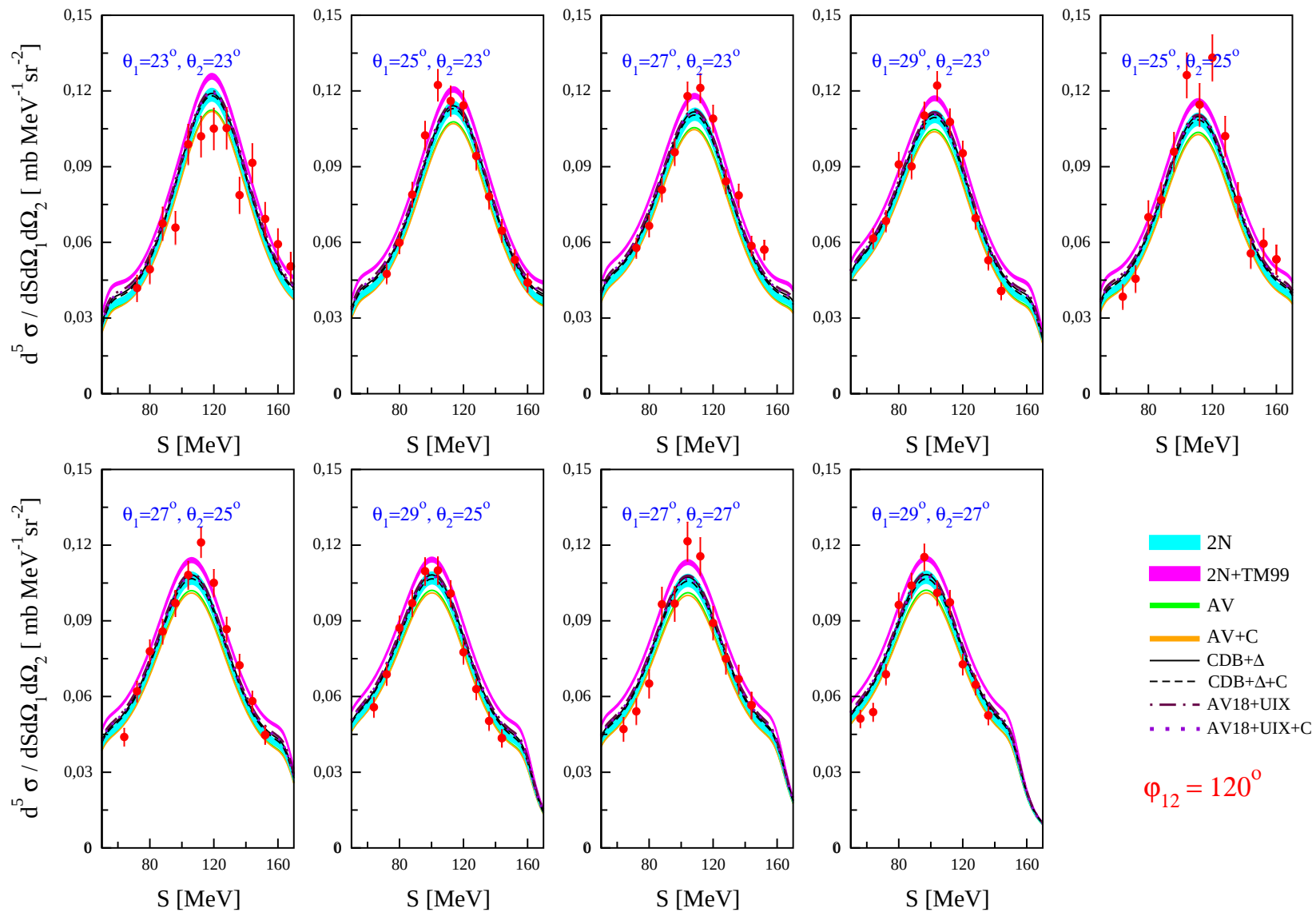
Rysunek A.12: Jak rys. A.7, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 180^\circ$.



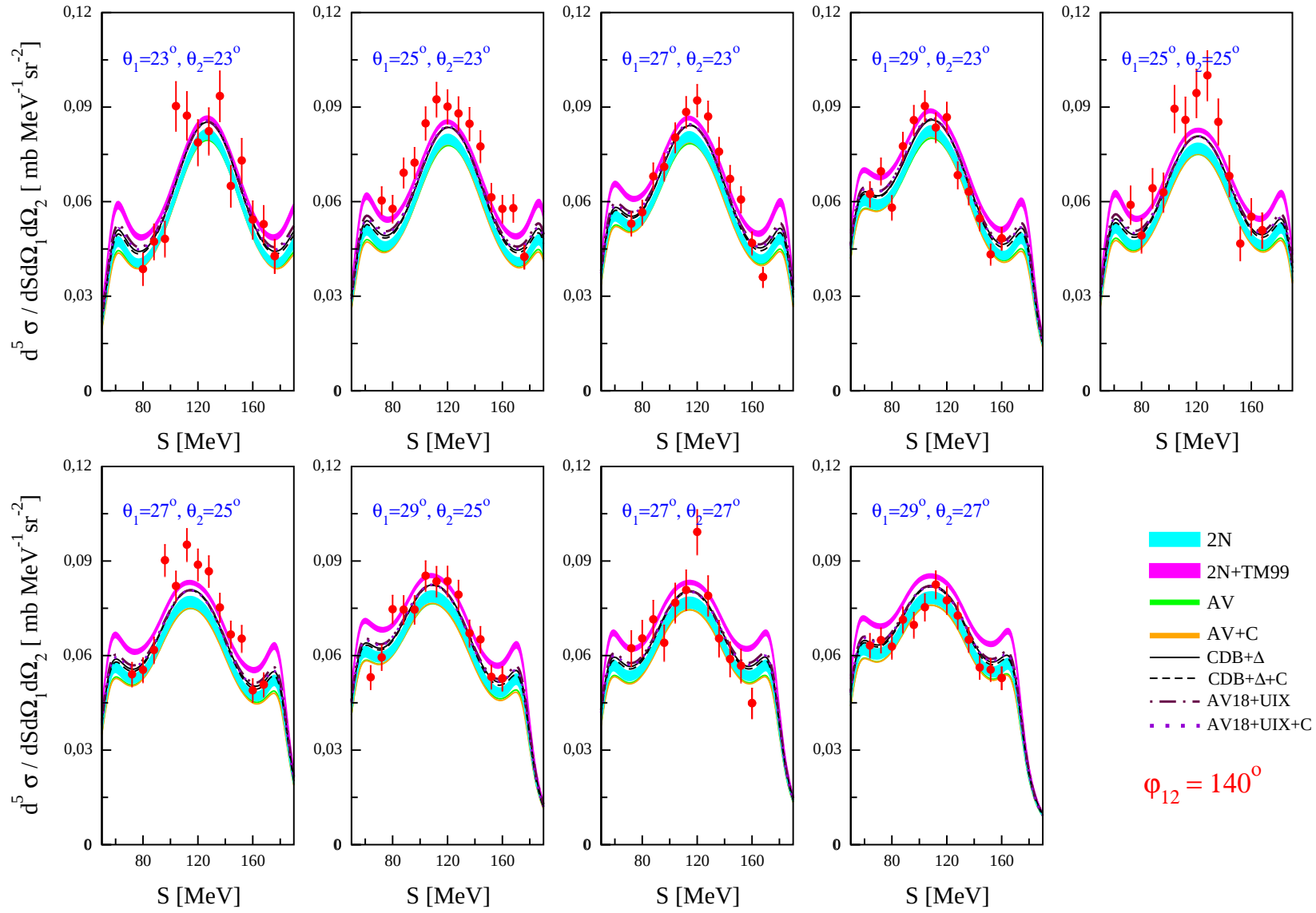
Rysunek A.13: Zestaw różniczkowych przekrojów czynnych na reakcję rozszczepienia deuteronu dla różnych par kątów polarnych rejestrowanych protonów oraz dla stałej wartości względnego kąta azymutalnego $\phi_{12} = 80^\circ$. Pasma odpowiadają obszarowi rozbieżności obliczeń dla modeli fenomenologicznych 2N CDBon, AV18, Nijm1 oraz Nijm2 (turkusowy) lub z siłą trójciałową TM99 (fuksja). Pozostałe linie przedstawiają wyniki uzyskane dla modeli w podejściu kanałów sprzężonych zgodnie z legendą.



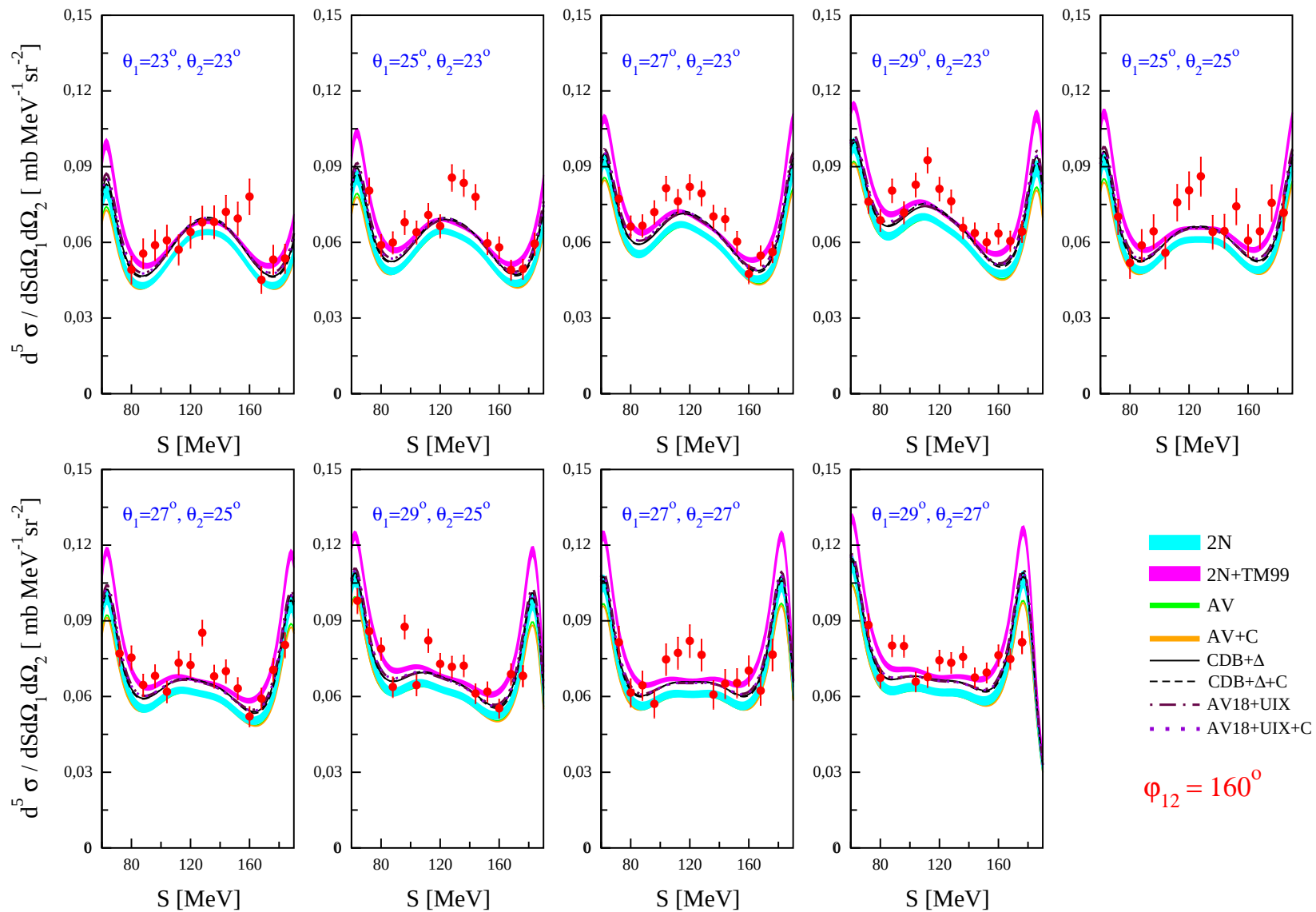
Rysunek A.14: Jak rys. A.13, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 100^\circ$.



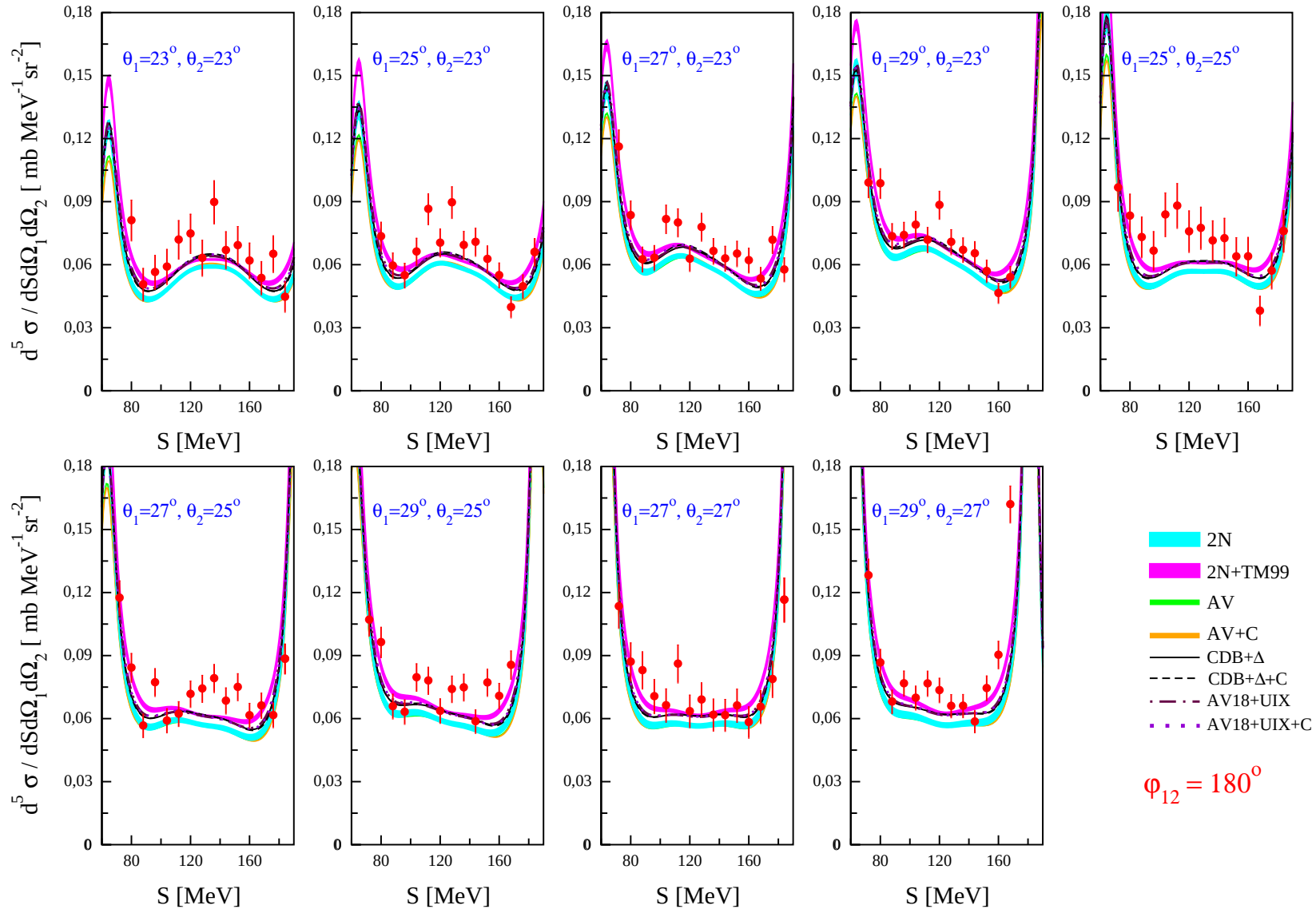
Rysunek A.15: Jak rys. A.13, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 120^\circ$.



Rysunek A.16: Jak rys. A.13, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 140^\circ$.



Rysunek A.17: Jak rys. A.13, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 160^\circ$.



Rysunek A.18: Jak rys. A.13, ale dla geometrii ze względnym kątem azymutalnym $\phi_{12} = 180^\circ$.

Bibliografia

- [1] H. Yukawa, Proc. Phys. -Math. Soc. Japan **17**, 48 (1935).
- [2] G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature **159**, 186 (1947).
- [3] J. Kuroś-Żołnierczuk, *Three-Body Effects in Nucleon-Deuteron Scattering*, Ph.D. thesis, Jagiellonian University, Kraków (2001).
- [4] A. Deltuva, K. Chmielewski and P. U. Sauer, Phys. Rev. C **67**, 34001 (2003).
- [5] A. Deltuva, R. Machleidt and P. U. Sauer, Phys. Rev. C **68**, 024005 (2003).
- [6] S. Binder *et al.*, arXiv:nucl-th/1505.07218 (2015).
- [7] H. Sakai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5288 (2000).
- [8] K. Ermisch *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 051001(R) (2003).
- [9] R. V. Cadman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 967 (2001).
- [10] K. Sagara *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 576 (1994).
- [11] Y. Koike and S. Ishikawa, Nucl. Phys. A **631**, 683 (1998).
- [12] K. Ermisch *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 064004 (2005).
- [13] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 34003 (2002).
- [14] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 162301 (2005).
- [15] E. Stephan, *Studies of Polarization Observables in the Deuteron-Proton Collisions*, Habilitation thesis, University of Silesia, Katowice (2010).
- [16] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 061001(R) (2011).
- [17] A. Ramazani-Moghaddam-Arani *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 014006 (2008).
- [18] A. Ramazani-Moghaddam-Arani, *Cross-section and analyzing-power measurements in three and four-nucleon scattering door*, Ph.D. thesis, KVI University of Groningen (2009).
- [19] H. Mardanpour-Mollalar, *Investigation of nuclear forces in $d + p$ elastic and $p + d$ break-up reactions at intermediate energies*, Ph.D. thesis, KVI, University of Groningen (2008).

- [20] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks and R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
- [21] R. Machleidt, F. Sammarruca and Y. Song, Phys. Rev. C **53**, R1483(R) (1996).
- [22] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
- [23] S. Nemoto, K. Chmielewski, S. Oryu and P. U. Sauer, Phys. Rev. C **58**, 2599 (1998).
- [24] K. Hatanaka *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 044002 (2002).
- [25] G. Rauprich *et al.*, Few-Body Syst. **5**, 67 (1988).
- [26] J. Nurzynski, W. Grüebler, V. König and P. Schmelzbach, Nucl. Phys. A **474**, 285 (1987).
- [27] H. Shimizu *et al.*, Nucl. Phys. A **382**, 242 (1982).
- [28] J.-i. Fujita and H. Miyazawa, Progr. Theor. Exp. Phys. **17**, 360 (1957).
- [29] L. D. Faddeev, Sov. Phys. JETP **12**, 1014 (1961).
- [30] W. Glöckle *et al.*, Phys. Rep. **274**, 107 (1996).
- [31] S. A. Coon *et al.*, Nucl. Phys. A **317**, 242 (1979).
- [32] S. A. Coon and W. Glöckle, Phys. Rev. C **23**, 1790 (1981).
- [33] S. A. Coon and H. K. Han, Few-Body Syst. **30**, 131 (2001).
- [34] B. S. Pudliner *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 1720 (1997).
- [35] A. Deltuva, A. C. Fonseca and P. U. Sauer, Phys. Rev. C **71**, 054005 (2005).
- [36] E. Epelbaum, W. Glöckle and U.-G. Meißner, EPJ A **19**, 401 (2004).
- [37] E. Epelbaum, *The Nucleon-Nucleon Interaction in a Chiral Effective Field Theory*, Ph.D. thesis, Berichte des Forschungszentrums, Juelich (2000).
- [38] E. Epelbaum, Prog. Part. Nucl. Phys. **57**, 654 (2006).
- [39] E. Epelbaum, H. W. Hammer and U.-G. Meißner, Rev. Mod. Phys. **81**, 1773 (2008).
- [40] R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011).
- [41] E. Epelbaum, arXiv:nucl-th/1001.3229 (2010).
- [42] S. Kistryn, *Three-Nucleon Force Effects in the Deuteron-Proton Breakup Reaction*, Habilitation thesis, Jagiellonian University, Krakow (2005).
- [43] R. Machleidt, 8th International Workshop on Chiral Mechanics, Pisa, Italy (2015).
- [44] S. Kistryn *et al.*, Phys. Lett. B **641**, 23 (2006).
- [45] S. Ishikawa, Few-Body Syst. **32**, 229 (2003).

- [46] A. Deltuva, Phys. Rev. C **80**, 064002 (2009).
- [47] A. Deltuva, A. C. Fonseca and P. U. Sauer, Phys. Rev. C **72**, 54004 (2005).
- [48] I. Ciepał, *Investigation of the Deuteron Breakup on Protons in the Forward Angular Region*, Ph.D. thesis, Jagiellonian University, Krakow (2010).
- [49] I. Ciepał *et al.*, Few-Body Syst. **56**, 665 (2015).
- [50] A. Ramazani-Moghaddam-Arani *et al.*, Phys. Lett. B **725**, 282 (2013).
- [51] S. Gales, Proc. 11-th Conference on Cyclotrons and their Applications (Ionies, Tokyo,) (1987).
- [52] Saint-Gobain, Saint Gobain: Plastic Scintillators Data Sheet, 2015.
- [53] M. Volkerts *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **428**, 432 (1999).
- [54] G. Khatri, *Investigation of Deuteron Disintegration*, Ph.D. thesis, Jagiellonian University, Krakow, Poland (2015).
- [55] N. Kalantar-Nayestanaki, J. Mulder and J. Zijlstra, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **417**, 215 (1998).
- [56] CERN, Root Documentation: <https://root.cern.ch/drupal/content/documentation> .
- [57] A. Wilczek, *Simulations of BINA Experimental Setup for Studies of Three Nucleon System*, Master's thesis, University of Silesia, Katowice (2010).
- [58] J. Płoskonka, L. Zastawniak and R. Zybert, Nucl. Instr. Meth. **126**, 57 (1975).
- [59] A. Micherdzinska, *Experimental Investigation of the $^1\text{H}(d,pp)n$ Breakup Reaction at 130 MeV*, Ph.D. thesis, University of Silesia, Katowice (2003).
- [60] C. C. Kim, S. M. Bunch, D. W. Devins and H. H. Forster, Nucl. Phys. **58**, 32 (1964).
- [61] J. H. Williams and M. K. Brussel, Phys. Rev. **110**, 136 (1958).
- [62] M. Davison, H. Hopkins, L. Lyons and D. Shaw, Nucl. Phys. **45**, 423 (1963).
- [63] O. Chamberlain and M. O. Stern, Phys. Rev. **94**, 666 (1954).
- [64] K. Kuroda, A. Michalowicz and M. Poulet, Phys. Lett. **13**, 67 (1964).
- [65] B. Wloch, *Commissioning and optimization of operating parameters of the multiwire proportional chamber to detect charged particles from deuteron breakup reaction*, Master's thesis, AGH University of Science and Technology, Krakow (2015).

Podziękowania

Niniejsza praca nigdy by nie powstała, gdyby nie wsparcie wielu wspaniałych osób, którym chciałbym gorąco podziękować za rady, pomoc oraz słowa otuchy.

Przede wszystkim chciałbym podziękować mojemu promotorowi **prof. Stanisławowi Kistrynowi**, za wzięcie mnie pod swoją opiekę i umożliwienie mi rozwoju w ciekawej dziedzinie fizyki. Dziękuję, także za pomoc udzielaną w trakcie studiów, wsparcie w podejmowanych przedsięwzięciach oraz dużą dozę cierpliwości jaką mnie Pan obdarował.

Dziękuję także mojej promotorce **dr Barbarze Kłos** oraz najbliższym współpracownikom **dr hab. Elżbiecie Stephan**, **dr Izabeli Ciepał**, **dr hab. Adamowi Kozeli** oraz **dr. Pawłowi Kulesie** za wspólną pracę oraz wsparcie mnie Waszym doświadczeniem we wszystkich aspektach dotyczących mojej rozprawy. Wasza pomoc i nauki pozostają dla mnie nieocenionym wkładem nie tylko do samej pracy, ale także mojego rozwoju osobistego.

Pragnę także wyrazić moją wdzięczność **prof. Bogusławowi Kamysowi**, kierownikowi studiów doktoranckich, którego rady pozwoliły na łatwe ominięcie wielu przeszkód administracyjnych, a zaoszczędzony czas wykorzystać na pracę badawczą.

Moje podziękowania kieruję też do **prof. Nassera Kalantara-Nayestanaki** oraz jego współpracownika **dr Johana Messchendorpa**, którzy byli gospodarzami eksperymentu w KVI Groningen, a także do wszystkich członków zespołu, biorących udział w eksperymencie: **prof. Kazimierza Bodka**, **prof. Andrzeja Magiery**, **prof. Indranila Mazumdara**, **dr Izabeli Skwiry-Chalot**, **dr Aleksandry Wrońskiej**, **dr Dagmary Rozpędzik**, **dr hab. Jacka Zejmy** oraz **mgr. Gunshyam'a Khatniego**.

Do powstania niniejszej pracy przyczynili się także...

...członkowie grupy teoretycznej z Zakładu Fizyki Jądrowej UJ: **prof. Henryk Witała**, **prof. Jacek Golak** oraz **dr hab. Roman Skibiński**, nie tylko dostarczając modeli, ale także rozwiewając moje wątpliwości dotyczące tematu badań.

...teoretycy z grupy lizbońskiej: **dr Arnas Deltuva** oraz **prof. Antonio Fonsceca**, którzy udostępnili mi swoje obliczenia.

...grupa wspaniałych kobiet, które wykonywały całą administracyjną pracę niezbędną do ukończenia moich studiów. Dziękuję Pani **Alicji Mysłək**, Pani **Agnieszce Wach** oraz Pani **Barbarze Kozak**.

Na końcu, ale najgoręcej dziękuję rodzicom, rodzicom chrzestnym oraz mojej narzeczonej Weronice za ciągle podtrzymywanie mnie na duchu szczególnie na ostatnim etapie prac, gdy bliski byłem poddania się.

Praca powstała przy współudziale środków pochodzących z projektu „Doctus – Małopolski fundusz stypendialny dla doktorantów” współfinansowanego ze środków Unii Europejskiej w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego.