

Uniwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Zakład Fizyki Jądrowej

Praca magisterska

Symulacja kwazi-swobodnej reakcji
 $nn \rightarrow d\pi^-$ w oddziaływaniu
deuteronu z deuteronem

Izabela Drągowska

Promotor: dr hab. Paweł Moskal

Kraków, 2006

Spis treści

Spis treści	i
1 Wstęp	3
2 Podwójnie kwazi-swobodna produkcja mezonu	7
2.1 Rozpraszanie neutronów związanych w deuteronach	7
2.2 "Swobodny" neutron	9
2.3 Proton spektator	10
3 Opis układu detekcyjnego	13
3.1 Wiadomości ogólne	13
3.2 Detektor spektatora	16
3.3 Komora dryfowa z celami heksagonalnymi	18
4 Świetlność	21
4.1 Kwazi-swobodne rozpraszanie proton-proton	21
5 Symulacja	25
5.1 Cząstki uczestniczące w reakcji	25
5.2 Dostępna energia	27
5.3 Produkty reakcji	28
5.4 Akceptancja	30
5.5 Przekrój czynny, oszacowanie liczby zliczeń	34
5.6 Masa brakująca	36
6 Podsumowanie i wnioski	39

A Kinematyka	41
Bibliografia	43

*Bardzo dziękuję Panu Doktorowi Pawłowi Moskalowi za Jego nieocenioną pomoc,
dobre rady, za przekazaną wiedzę, wyrozumiałość,
a przede wszystkim za anielską cierpliwość.*

*Dziękuję Panu Profesorowi Reinhardowi Kulesie
za umożliwienie wykonania pracy magisterskiej
w Zakładzie Fizyki Jądrowej UJ.*

*Dziękuję moim koleżankom i kolegom ze studiów
za ten czas spędzony razem.*

*Dziękuję moim Rodzicom i Rodzeństwu za ciepło i wyrozumiałość
oraz silne wsparcie od pierwszego dnia moich studiów.*

*i wreszcie
Pragnę podziękować mojemu Marcinowi,
który dzień w dzień mobilizował mnie do pracy,
dodawał mi sił w trudnych momentach,
a przede wszystkim za to że Jest!*

Rozdział 1

Wstęp

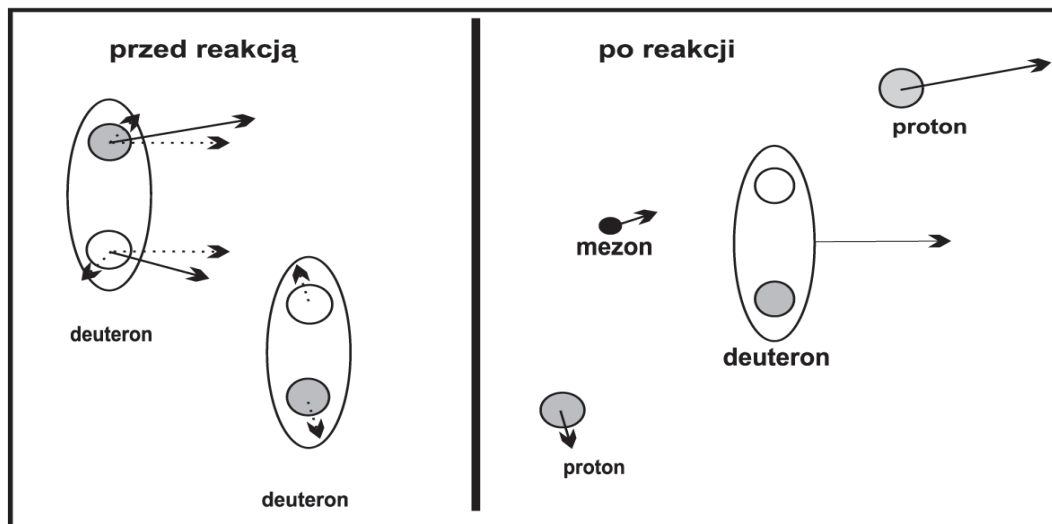
*”Wtedy bowiem sądzimy, żeśmy daną rzecz poznali,
gdyśmy wykryli pierwsze przyczyny i pierwsze zasady
aż do ostatecznych elementów.”*

Arystoteles, Fizyka

W ostatniej dekadzie produkcja mezonów blisko progu reakcji jest bardzo atrakcyjna, zarówno dla eksperymentatorów, jak i dla teoretyków. Główną zaletą pomiarów w pobliżu progu kinematycznego z punktu widzenia opisu reakcji jest fakt, że produkcja mezonu jest zdominowana przez tylko jedną fale parcjalaną zarówno w stanie początkowym jak i końcowym. Natomiast z punktu widzenia prowadzenia doświadczeń zaletę stanowi fakt, że wszystkie produkty reakcji leżą w małym kącie bryłowym i mogą być rejestrowane przez względnie mały układ detekcyjny. Eksperymenty przeprowadzone w laboratoriach COSY [1, 2] i CELSIUS [3, 4] dostarczyły nam dane o produkcji mezonów w zderzeniach proton-proton i proton-deuteron. Przeprowadzono także eksperyment tworzenia mezonu w reakcji proton-neutron. Wykorzystano w nim technikę opartą na kwazi-swobodnym rozpraszaniu protonu na neutronie związanym w deuteronie. Do tej pory nie udało się jednak wykonać pomiarów mezonów wytwarzanych w reakcji neutronu z neutronem. Pomiary takie dałyby możliwość wyznaczenia przekrojów czynnych w przypadku, kiedy zderzające się nukleony posiadają izospin całkowity równy 1 i są cząstkami nienaładowanymi. Takie pomiary dałyby możliwość porównania przekrojów czynnych dla różnych stanów izospinowych zderzających się nukleonów bez konieczności korekty na oddziaływanie kulombowskie.

Mechanizm produkcji mezonów w zderzeniach neutron-neutron nie jest do tej pory dobrze poznany. Dla wyjaśnienia tego procesu potrzebne są bardzo dobre dane doświad-

czalne w pobliżu energii progowej. Z powodu niskiej intensywności wiązki neutronowej technikę takich badań musimy oprzeć na podwójnym kwazi-swobodnym, wzajemnym oddziaływaniu neutronów pochodzących od deuteronów. Schemat takiej reakcji jest przedstawiony na rysunku 1.1.



Rysunek 1.1: Lewa strona rysunku przedstawia zderzające się dwa deuterony. Całkowity pęd nukleonów (ciągła linia zakończona strzałką) wynika z sumy pędów wiązki (linia przerywana) oraz z pędu Fermiego (krótkie strzałki). Podczas tej kolizji zachodzi podwójnie kwazi-swobodna reakcja neutron-neutron (neutrony to białe kulki), w której mogą wytworzyć się mezony (mała czarna kulka) oraz deuteron (dwie białe kulki po prawej stronie rysunku). Szare kulki przedstawiają protony.

Poza tym produkcja mezonów w podwójnie kwazi-swobodnej reakcji otwiera możliwość badania łamania symetrii izospinowej poprzez porównanie przekrojów czynnych na reakcje: $pp \rightarrow d\pi^+$, $nn \rightarrow d\pi^-$ oraz $pn \rightarrow d\pi^0$. Obecnie wiązka deuteronów jest dostępna na synchrotronie COSY, co daje możliwość wykorzystania tej metody do badania reakcji neutron-neutron. Głównym celem tej pracy jest symulacja podwójnie kwazi-swobodnej reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ i określenie najlepszych warunków do jej pomiaru. W rozdziale drugim została omówiona produkcja kwazi-swobodnego mezonu i wszelkie problemy związane z tą metodą.

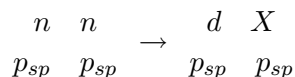
Rozdział trzeci zawiera opis układu detekcyjnego COSY-11. W tym rozdziale zostały opisane tylko dwa elementy tego układu ważne z punktu widzenia pomiaru opisanej

tutaj reakcji: detektor spektator i komora dryfowa z celami heksagonalnymi. W czwartym rozdziale omówiony został sposób oszacowania świetlności reakcji na podstawie pomiaru kwazi-swobodnego rozpraszania proton-proton. Rozdział piąty dotyczy wyników symulacji, która stanowi przedmiot tej pracy magisterskiej. Otrzymane wyniki zostały przedstawione na wykresach. Ostatni rozdział zawiera podsumowanie i wnioski wynikające z przeprowadzonej symulacji. Do pracy dołączono również dodatek opisujący kinematykę reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$.

Podwójnie kwazi-swobodna produkcja mezonu

2.1 Rozpraszanie neutronów związanych w deuteronach

Eksperymentalne badania produkcji mezonów w pobliżu progu w zderzeniach neutronu z neutronem nie były jeszcze nigdy przeprowadzane. Do pomiaru reakcji $nn \rightarrow dX$ konieczne jest użycie tarczy deuteronowej, ponieważ czysta neutronowa tarcza nie jest dostępna. Poza tym, ze względu na niską intensywność dostępnych wiązek neutronowych, technikę takich badań musimy oprzeć na podwójnym, kwazi-swobodnym wzajemnym oddziaływaniu neutronów związanych w zderzających się jądrach atomowych. Naturalnie, najmniejsze komplikacje w interpretacji eksperymentu napotkamy używając w nim najprostszycj jąder. Dlatego tutaj, deuterony są rozważane jako źródła neutronów. Praca dotyczy symulacji reakcji $dd \rightarrow p_{sp}p_{sp}dX$, gdzie p_{sp} oznaczają protony zderzających się deuteronów. W obliczeniach założone będzie, że te protony nie biorą udziału w reakcji lecz są jedynie tzw. spektatorami. Zatem symbolicznie można omawianą reakcję przedstawić następująco:



W następnych rozdziałach wykażę, że pomiar takiej reakcji jest możliwy za pomocą układu detekcyjnego COSY-11 opisanego w rozdziale 3.

Kwazi-swobodna produkcja mezonów była już badana w wielu eksperymentach. W akceleratorze CELSIUS w Uppsali, w kolizjach proton-neutron badano produkcję mezonów π^0 i η [5, 6]. Za pomocą układu detekcyjnego COSY-11 także przeprowadzo-

no wiele pomiarów reakcji z produkcją mezonów w kwazi-swobodnej reakcji protonu z neutronem [7, 8]. Jednak do tej pory nikt nie przeprowadził eksperymentu, który badałby produkcję mezonów w podwójnym kwazi-swobodnym rozpraszaniu neutronu z neutronem. Do zidentyfikowania mezonu produkowanego w zderzeniu neutronu z neutronem mogą nam posłużyć dwie metody:

1) pomiar produktów rozpadu wytworzonego mezonu, lub

2) rejestracja wszystkich pozostałych produktów w kanale wyjściowym.

W mojej pracy wykorzystałam tę drugą metodę, ponieważ COSY-11 jest układem, w którym da się zmierzyć wszystkie przychodzące i wychodzące nukleony, a konkretniej ich czteropędy (technika pomiaru została omówiona w podrozdziale 3.1).

Czteropędy cząstek biorących udział w reakcji zostały oznaczone następująco:

- $P_x = (E_x, \vec{p}_x)$ -wektor czteropędu szukanej cząstki,
- $P_b^n = (E_b^n, \vec{p}_b^n)$ -wektor czteropędu neutronu związanego w deuteronie wiązki,
- $P_t^n = (E_t^n, \vec{p}_t^n)$ -wektor czteropędu neutronu związanego w deuteronie tarczy,
- $P_d = (E_d, \vec{p}_d)$ -wektor czteropędu deuteronu powstałego w reakcji,
- $P_b^{sp} = (E_b^{sp}, \vec{p}_b^{sp})$ -wektor czteropędu protonu spektatora wiązki,
- $P_{sp} = (E_{sp}, \vec{p}_{sp})$ -wektor czteropędu protonu spektatora tarczy.

Wykorzystując relację:

$$m_x^2 = E_x^2 - \vec{p}_x^2 = (P_b^n + P_t^n - P_d)^2 = (E_b^n + E_t^n - E_d)^2 - (\vec{p}_b^n + \vec{p}_t^n - \vec{p}_d)^2 \quad (2.1)$$

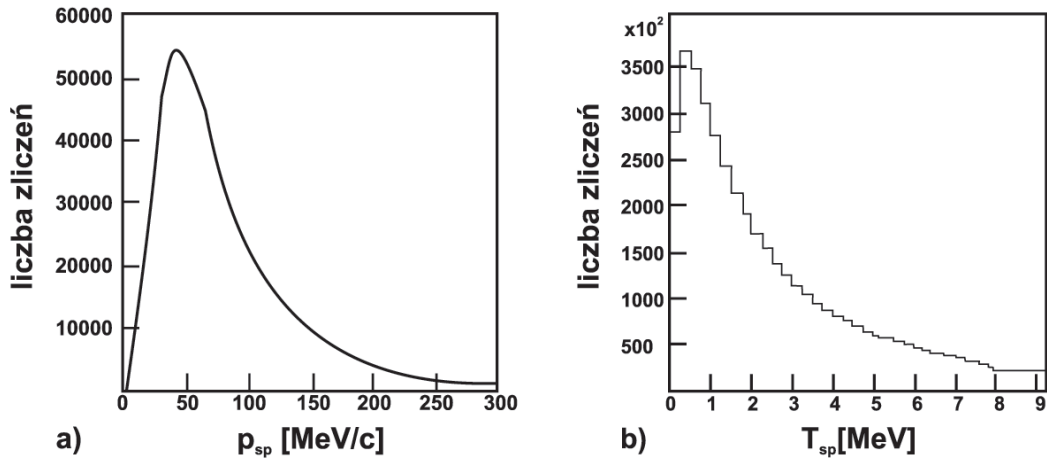
możemy obliczyć brakującą masę. Na jej podstawie zidentyfikujemy mezon wyprodukowany w zderzeniu neutronu z neutronem.

Czteropęd deuteronu można zmierzyć przy pomocy układu detekcyjnego COSY-11. Bezpośredni pomiar czteropędów neutronu wiązki i neutronu tarczy jest jednak niemożliwy z powodu ruchów Fermiego nukleonów wewnątrz deuteronu. Jediną metodą do określenia tych wielkości jest pomiar czteropędu spektatorów (wolnego i szybkiego)[‡]. Sposób pomiaru zarówno deuteronu, jak i spektatorów będzie opisany w rozdziale trzecim.

[‡]wolny -spektator pochodzi od tarczy, szybki pochodzi od wiązki.

2.2 "Swobodny" neutron

W omawianym eksperymencie, neutrony, które biorą udział w reakcji traktujemy jak swobodne cząstki. Zakładamy, że neutron pochodzący od wiązki, w chwili zderzenia reaguje wyłącznie z jednym nukleonem w jądrze tarczy. Pozostałe wpływają na reakcję poprzez dostarczanie pędu dla wybijanego nukleonu. To przybliżenie jest uzasadnione, jeżeli energia kinetyczna pocisku jest o wiele większa w porównaniu z energią wiązania uderzonego jądra.



Rysunek 2.1: (a) Pęd i (b) energia kinetyczna nukleonów wewnątrz deuteronu obliczone na podstawie potencjału Paris [9].

Deuteron jest stosunkowo słabo związany, jego energia wiązania wynosi $E_B = 2.2 \text{ MeV}$. Jest ona o wiele niższa - więcej niż dwa rzędy wielkości w przypadku produkcji pionu - od kinetycznej energii uderzającej wiązki, potrzebnej do utworzenia mezonów w reakcji $nn \rightarrow dX$. Pomiar przeprowadzone w laboratoriach CELSIUS i TRIUMF dla reakcji $pp \rightarrow pp\eta$ [3] i $pp \rightarrow d\pi^+$ [10] dowiodły, że w obrębie błędów statystycznych nie ma różnicy pomiędzy przekrojem czynnym na swobodne i kwazi-swobodne procesy, co także potwierdzają teoretyczne rozważania [11]. Słuszne jest więc przybliżenie, iż neutron możemy traktować jako swobodną cząstkę, w sensie, iż przekrój czynny dla kwazi-swobodnej produkcji mezonów jest identyczny jak dla wolnej reakcji $nn \rightarrow dX$. W przyjętym opisie nie możemy jednak zaniedbać pędów Fermiego nukleonów, po-

nieważ wpływają one istotnie na energię dostępną w reakcji. Rozkład pędu i energii nukleonów wewnątrz deuteronu wyznaczony przy użyciu modelu potencjału PARIS [9] ilustruje wykres 2.1. Rozkład energii dostępnej na reakcję w zderzeniu neutron-neutron wynikający z rozkładu pędów nukleonów w deuteronach będzie omówiony w następnym podrozdziale.

2.3 Proton spektator

Produkcję mezonu w zderzeniu deuteronu z deuteronom można symbolicznie przedstawić jako:

$$d d \rightarrow \begin{cases} d \text{ Mezon} \\ p_b^{sp} p_{sp} \end{cases}$$

”Spektatory” to cząstki, które nie biorą udziału w reakcji, ale raczej wylatują z miejsca reakcji uderzając z pędem Fermiego w detektory. Proton spektator jest rzeczywistą cząstką rejestrowaną w eksperymencie, więc używając oznaczeń wprowadzonych na stronie 8 dla protonu spektatora z tarczy, możemy zapisać:

$$|P_{sp}|^2 = m_p^2 \quad (2.2)$$

dodatkowo, dla deuteronu mamy:

$$|P_{sp} + P_t^n|^2 = m_d^2 \quad (2.3)$$

gdzie m_d oznacza masę deuteronu.

Z pomiaru wektora pędu spektatora i zasady zachowania pędu otrzymamy:

$$\vec{p}_t^n = -\vec{p}_{sp} \quad (2.4)$$

Korzystając z zasady zachowania energii dostaniemy:

$$E_t^n = m_d - E_{sp} \quad (2.5)$$

Analogiczne rozumowanie możemy przeprowadzić dla spektatora pochodzącego z wiązki. Przy czym w przypadku wiązki, aby otrzymać czteropęd neutronu w układzie laboratoryjnym $P_b^n = (E_b^n, \vec{p}_b^n)$ musimy czteropęd neutronu obliczony w układzie deuteronu

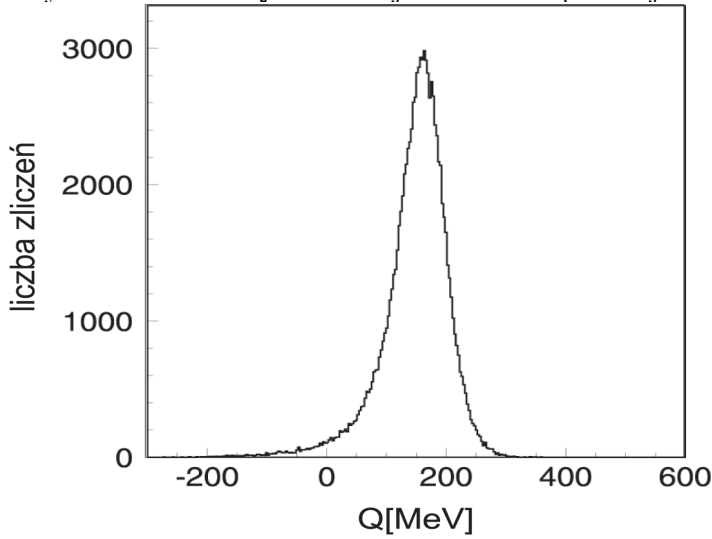
wiązki przetransformować do układu związanego z tarczą, spoczywającego w laboratorium. Rejestracja obu spektatorów i wykorzystanie powyższych równań pozwoli nam na wyznaczenie wektorów czteropędu neutronów w chwili reakcji. Ponadto możemy wyznaczyć nadwyżkę energii dla każdego zdarzenia. Kwadrat całkowitej energii dostępnej w reakcji neutronu z neutronem wyrażony przez niezmiennik Lorentza(s) można zapisać następująco:

$$E^2 = s = (P_b^n + P_t^n)^2 = (E_b^n + E_t^n)^2 - (\vec{p}_b^n + \vec{p}_t^n)^2 = (Q + \sum_i m_i)^2 \quad (2.6)$$

gdzie Q to energia kinetyczna w środku masy dostępna dla cząstek po reakcji, a m_i to masy cząstek powstałych w reakcji. Z powyższego równania wynika, że:

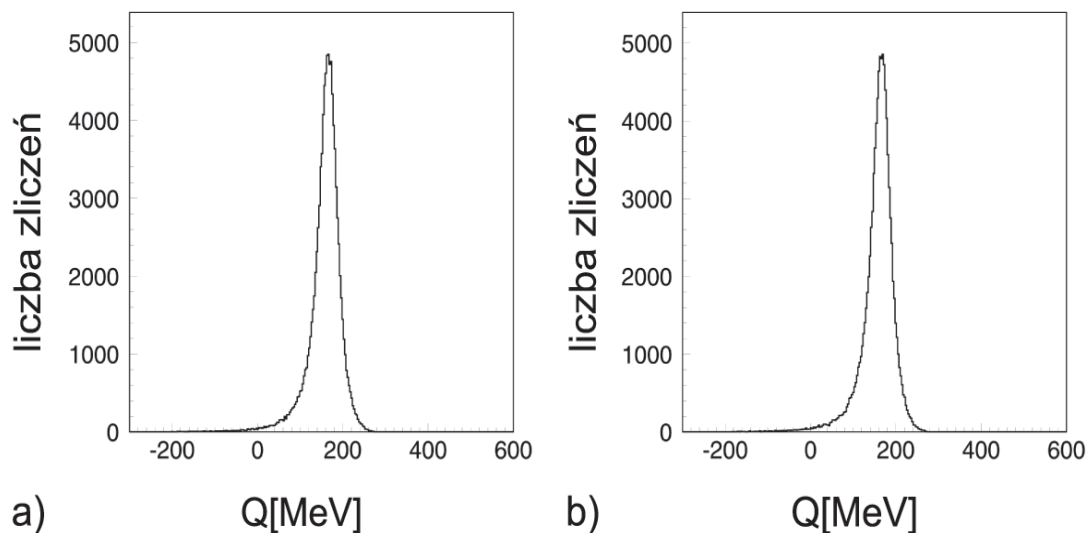
$$Q = \sqrt{s} - \sum_i m_i. \quad (2.7)$$

Przykład rozkładu Q dla reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ pokazuje nam wykres 2.2



Rysunek 2.2: Rozkład energii dostępnej Q dla reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ zachodzącej w wyniku zderzenia się deuteronu z deuteronom, wyliczonej przy założeniach, że pęd wiązki deuteronowej ma wartość $2.6 \text{ GeV}/c$.

Rozmycie energii dostępnej Q pokazanej na wykresie 2.2 wynika z rozmycia spowodowanego przez ruch nukleonów w deuteronie wiązki (rysunek 2.3a) oraz ruch nukleonów wewnątrz deuteronu tarczy (rysunek 2.3b).



Rysunek 2.3: Rozkład energii dostępnej Q dla reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ zachodzącej w wyniku zderzenia się deuteronu z deuteronem, przy założeniach, że: (a) neutron wewnątrz deuteronu wiązki znajduje się w spoczynku i tylko neutron w tarczy posiada pęd Fermiego, (b) neutron wewnątrz deuteronu tarczy znajduje się w spoczynku, natomiast neutron wiązki posiada pęd Fermiego.

Wartość Q nie jest z góry ustalona, lecz zmienia się ze zdarzenia na zdarzenie dla stałego pędu wiązki. Na wykresie 2.2 widzimy, że rozmycie to jest większe niż 100 MeV. Wartość Q musimy znać z dokładnością do kilku MeV, jeżeli chcemy osiągnąć wysoką jakość pomiaru przekroju czynnego, który bardzo silnie zależy od dostępnej energii. Dlatego konieczny jest pomiar czteropędu spektatora dla każdego zdarzenia.

Rozdział 3

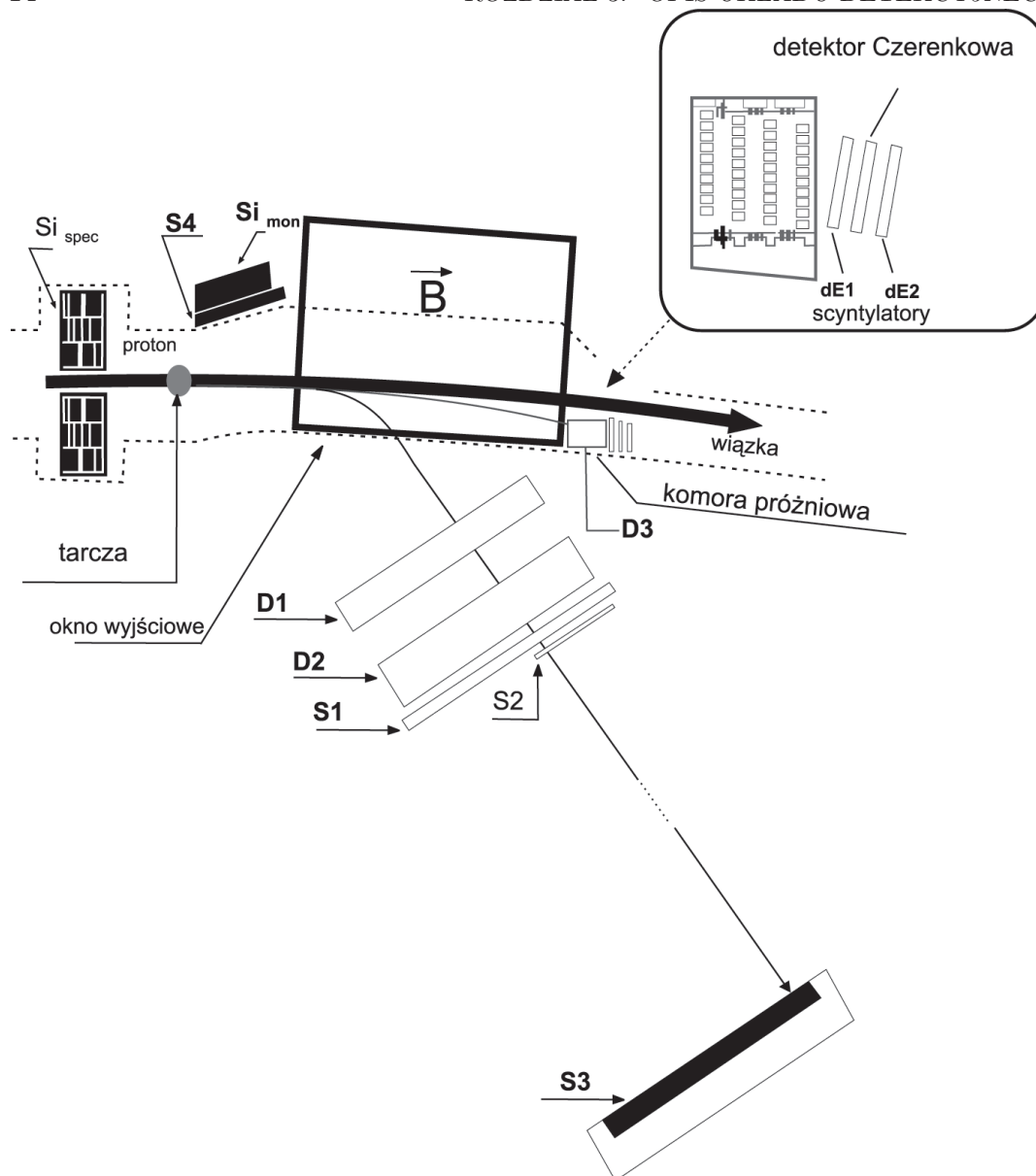
Opis układu detekcyjnego

3.1 Wiadomości ogólne

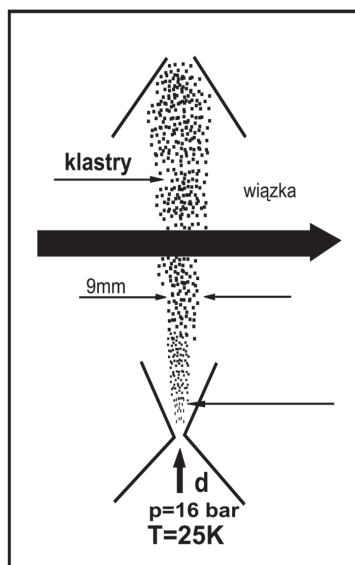
Układ, który mógłby być wykorzystany do przeprowadzenia eksperymentu, którego symulacja jest tematem mojej pracy to system detekcyjny COSY-11 zainstalowany na akceleratorze COSY w Juelich w Niemczech. Schemat tego układu znajduje się na rysunku 3.1. Szczegóły dotyczące budowy i funkcjonowania poszczególnych elementów układu są bardzo dobrze opisane w wielu publikacjach [12, 13, 14]. Z tego też powodu w tej pracy bliżej zostaną omówione (w następnych podrozdziałach) tylko dwa elementy tego układu ważne z punktu widzenia pomiaru opisanej tutaj reakcji: detektor spektatora i komora dryfowa z celami heksagonalnymi.

Wewnętrzna wiązka deuteronowa zostaje rozproszona na tarczy deuteronowej typu klastrowego (rysunek 3.2) zainstalowanej przed jednym z magnesów dipolowych COSY, który służy do analizy pędowej cząstek. Gęstość klastrów wynosi ok. $5 * 10^{13}$ atomów/cm². Produkty reakcji poruszają się do przodu, gdzie trajektorie naładowanych cząstek zakrzywiają się w polu magnetycznym. One -jako, że posiadają znacznie mniejszy pęd niż deuterony wiązki- opuszczają komorę próżniową przez cienką folię [12], podczas gdy wiązka pozostaje na orbicie wewnątrz pierścienia (patrz rysunek 3.1). Trajektorie wylatujących cząstek naładowanych są rejestrowane przy pomocy układu trzech komór dryfowych (D1, D2, D3) [12, 14]. Identyfikacja odbywa się poprzez pomiar czasu przelotu pomiędzy hodoskopami scyntylacyjnymi (S1, S2, S3, dE1 i dE2) [12, 14]. "Wolne" protony są mierzone przez detektor spektatora ($S_{i_{spec}}$) omówiony w następnym podrozdziale.

Aby uzyskać informację o świetlności, obok reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ można zmierzyć kwazi-



Rysunek 3.1: Schemat układu detekcyjnego COSY-11 [12]. Protony i deuterony są rejestrowane w trzech komorach dryfowych D1, D2, D3 i hodoskopach scyntylacyjnych S1, S2, S3 lub dE1, dE2. Si_{mon} i Si_{spec} to detektory krzemowe do pomiaru rozpraszania elastycznego i spektatora.



Rysunek 3.2: Schematyczny widok tarczy typu klastrowego [12].

swobodne rozpraszanie proton-proton. Do pomiaru reakcji rozpraszania $pp \rightarrow pp$ mogą być użyte krzemowe detektory [12, 14], zaznaczone na rysunku 3.1 (*Simon*).

Dla każdej cząstki, która daje sygnał i jest rejestrowana przez detektory umieszczone poza polem magnetycznym magnesu dipolowego można wyznaczyć wektor pędu.

Czas przelotu (TOF) mierzony pomiędzy hodoskopami scyntylacyjnymi S1 (lub S2) i S3 pozwoli nam określić prędkość cząstki. Znajomość prędkości i pędu cząstki pozwoli na jej identyfikację, poprzez obliczenie masy z poniższego wzoru:

$$m = p * \frac{TOF}{l} * \sqrt{1 - \left(\frac{l}{TOF}\right)^2} \quad (3.1)$$

gdzie m to masa cząstki, p to pęd cząstki, l odległość między scyntylatorami, TOF - czas przelotu cząstki między scyntylatorami.

Śledząc w drugą stronę trajektorię cząstki możemy wyznaczyć czas reakcji w tarczy. Podobnie jest z identyfikacją cząstki przez detektor D3, która dokładniej zostanie omówiona w podrozdziale 3.3.

Pomiar energii kinetycznej spektatora "wolnego" T_{sp} jest bezpośredni, jako strata energii w detektorze krzemowym (jeżeli spektator zostanie zatrzymany na pierwszej warstwie krzemowej - zobacz rozdział 3.2). Znając energię spektatora możemy wyliczyć wartość jego pędu:

$$| \vec{p}_{sp} | = \sqrt{(T_{sp} + m_p)^2 - m_p^2} \quad (3.2)$$

gdzie m_p to masa protonu. Kąt wylotu protonu spektatora można wyznaczyć ze znajomości położenia segmentu, w który uderzy ten proton. W ten sposób otrzymamy czteropęd spektatora:

$$P_{sp} = (E_{sp}, \vec{p}_{sp}). \quad (3.3)$$

Uwzględniając równania 2.4 i 2.5 możemy wyznaczyć czteropęd tarczy neutronowej w chwili reakcji:

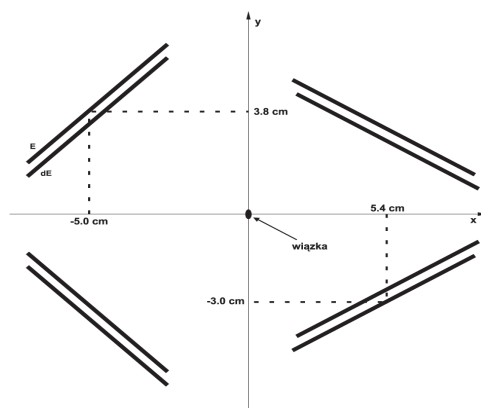
$$P_n = (m_d - T_{sp} - m_p, -\vec{p}_{sp}). \quad (3.4)$$

W przypadku spektatora pochodzącego z wiązki, pęd wyznaczamy poprzez rekonstrukcję w polu magnetycznym jego trajektorii, której fragment mierzony jest za pomocą komór dryfowych. Na tej podstawie (korzystając z zależności 2.4 i 2.5) możemy wyznaczyć czteropęd neutronu wiązki. Zatem, znając czteropędy spektatorów i wylatującego deuteronu możemy wyliczyć energię dostępną Q (równanie 2.6) i masę nierejestrowanego mezonu (równanie 2.1).

3.2 Detektor spektatora

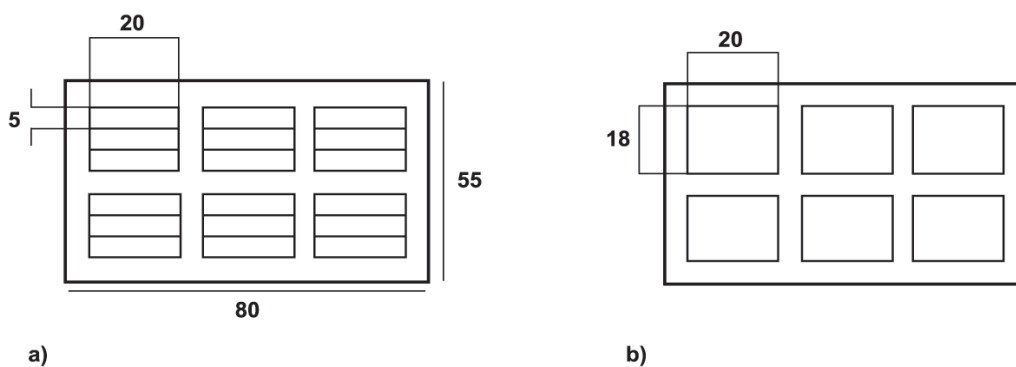
Ten detektor został dołączony do systemu COSY-11 w celu identyfikacji kwazi-swobodnych reakcji. Pozwala on mierzyć kąt emisji i energię kinetyczną protonu spektatora.

Detektor jest umieszczony w próżni. Schematyczny widok położenia detektora ilustruje rysunek 3.3. Jako aktywnego materiału detektora użyto krzemu.



Rysunek 3.3: Schemat detektora spektatora widziany wzdłuż osi z (kierunek biegu wiązki) [15].

W każdym module są dwie warstwy: przednia i tylna. Ta pierwsza znajduje się bliżej wiązki i składa się z 18 pasków krzemu, każdy o grubości $300\mu\text{m}$. Aktywny obszar każdego pojedynczego paska wynosi $20\text{mm} \times 5\text{mm}$. Tylna warstwa zawiera sześć modułów o takiej samej grubości jak przednia. W tej warstwie aktywny obszar jest o wiele większy i wynosi: $20\text{mm} \times 18\text{mm}$. Schemat obu warstw jest pokazany na rysunku 3.4.

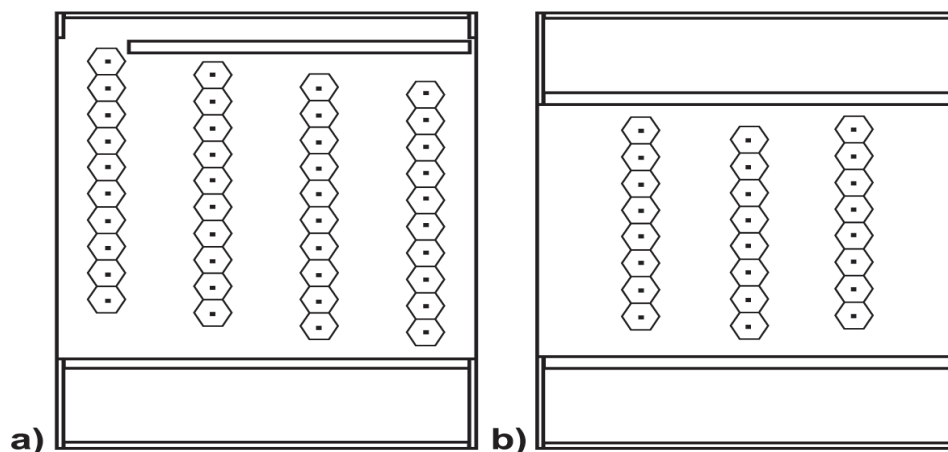


Rysunek 3.4: Schematyczny widok pojedynczego modułu.
(a) przednia warstwa, (b) tylna warstwa.

W pierwszej warstwie 70% "wolnych" spektatorów będzie zatrzymana. Aby odróżnić sygnał pomiędzy nimi, a sygnałami pochodzącymi od szybkich cząstek tylnie warstwy zostały użyte jako liczniki antykoincydencyjne.

3.3 Komora dryfowa z celami heksagonalnymi

Komora D3 ma kształt pudełka o wymiarach 13cm*18cm*18cm. Jest zbudowana z sześciokątnych cel o szerokości 1.1cm, które są umieszczone w 7 płaszczyznach detekcyjnych. Cztery płaszczyzny o pionowo ułożonych drutach są przedzielone przez trzy płaszczyzny z poziomymi drutami. Widok komory z dwóch różnych stron jest przedstawiony na rysunku 3.2.



Rysunek 3.5: (a) Widok z góry na komorę pokazuje 4 identyczne płaszczyzny detekcyjne zawierające 10 cel z pionowo umieszczonymi drutami. (b) Widok z boku przedstawia 3 płaszczyzny z 8 celami, każda z poziomymi drutami [16].

Komora umożliwia rekonstrukcję trajektorii cząstek w trzech wymiarach. Ich pęd można określić poprzez rekonstrukcję ich trajektorii w polu magnetycznym, od końca magnesu dipolowego do położenia tarczy.

Za komorą są umieszczone dwa scyntylatory dE_1 i dE_2 (patrz rysunek 3.1) o grubości 5mm. Ich sygnały (w koincydencji) są używane jako tryger dla detektora D3 i jako sygnał STOP podczas pomiaru czasu przelotu na dwumetrowej drodze od tarczy. Czas reakcji w tarczy jest wyprowadzany z pomiaru prędkości i rejestracji cząstek w scyntylatorach S1 - S3 oraz czasu mierzonego przez S1. Takie rozwiązanie

umożliwia identyfikację cząstek.

Do redukcji tła używa się detektora Czerenkowa umieszczonego pomiędzy scyntylatorami dE_1 i dE_2 . W obliczeniach uwzględnia się również stratę energii w scyntylatorach, aby jeszcze bardziej udoskonalić identyfikację cząstek.

Rozdział 4

Świetlność

Dokładna znajomość świetlności jest podstawą do wyznaczenia całkowitego przekroju czynnego studiowanej reakcji. Świetlność (oznaczana zazwyczaj literą L) to liczba cząstek wiązki uderzających w tarczę w jednostce czasu, mnożona przez liczbę cząstek w tarczy na jednostkę powierzchni. Liczba reakcji w jednostce czasu (dN/dt) zależy liniowo od świetlności i odpowiedniego przekroju czynnego. Liczba zdarzeń (ΔN) rejestrowanych w kącie bryłowym ($\Delta\Omega$) w pełnym czasie eksperymentu (T) może być określana przez świetlność całkowitą $L_{int} = \int_0^T L$ oraz przekrój czynny ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$). Biorąc pod uwagę wszystkie te parametry, otrzymamy zależność:

$$L_{int} = \frac{\Delta N}{\frac{d\sigma}{d\Omega} * \Delta\Omega}. \quad (4.1)$$

Wyznaczenie świetlności reakcji neutron-neutron może być określane poprzez pomiar reakcji ze znanym przekrojem czynnym, na przykład poprzez pomiar rozpraszania elastycznego protonu.

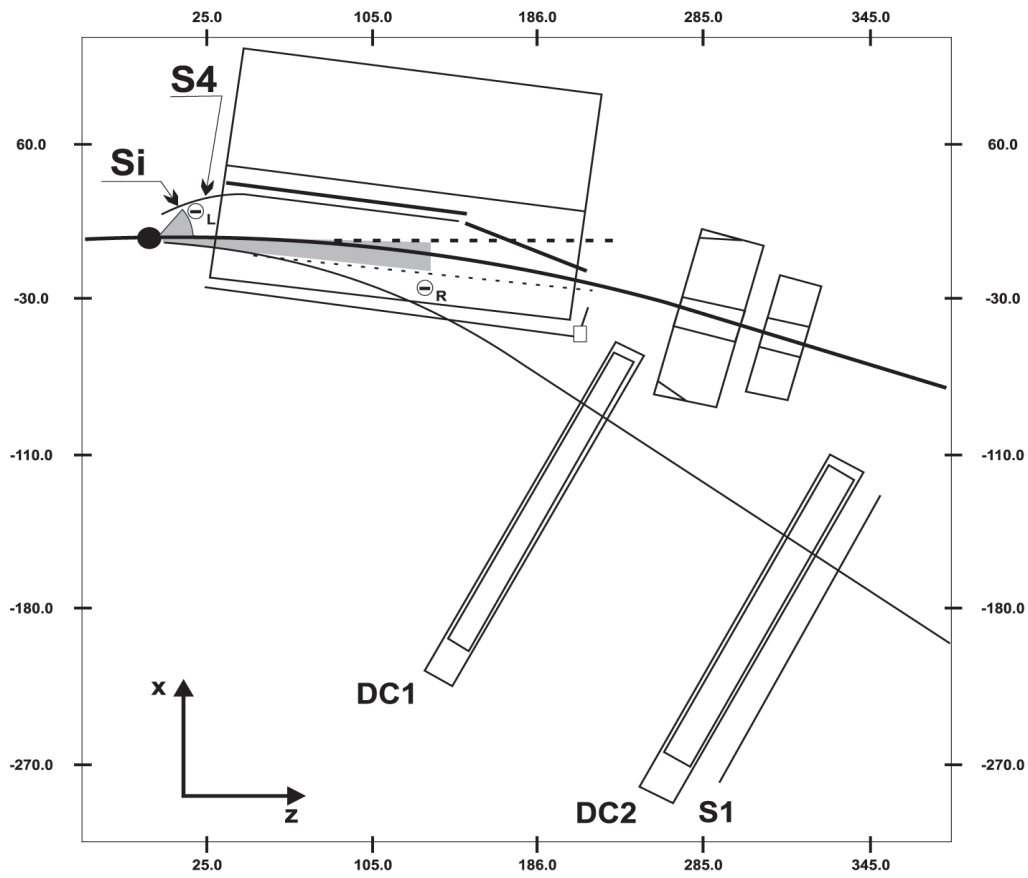
4.1 Kwazi-swobodne rozpraszanie proton-proton

Wyznaczanie świetlności poprzez pomiar reakcji rozpraszania proton-proton posiada kilka bardzo ważnych zalet:

- liczba rozproszeń protonów jest stosunkowo wysoka,
- przekrój czynny na tę reakcję jest doskonale znany,

- protony są czastkami naładowanymi, a zatem można je stosunkowo łatwo rejestrować.

Kwazi-swobodne rozpraszanie proton-proton może być zmierzone równocześnie z produkcją mezonu π^- . Trajektoria jednego z dwóch protonów z kątem rozpraszania Θ_R (rysunek 4.1) jest zakrzywiana w polu magnetycznym magnesu dipolowego COSY. Drugi proton (rozproszony pod kątem Θ_L) jest rejestrowany w detektorze Si.



Rysunek 4.1: Szkic systemu detekcyjnego COSY-11 z uwzględnieniem kwazi-swobodnego rozpraszania proton-proton

Zasada zachowania energii i pędu powoduje, iż kąty rozproszenia spełniają następującą zależność:

$$tg\Theta_R * tg\Theta_L = \frac{1}{\gamma^2} \quad (4.2)$$

gdzie γ to współczynnik Lorentza w układzie środka masy.

Biorąc pod uwagę równanie 4.2 możemy spodziewać się korelacji pomiędzy położeniem jednej cząstki w detektorze S_{imon} , a pozycją drugiej w scyntylatorze S1.

Znając przekrój czynny oraz mierząc liczbę zdarzeń kwazi-swobodnego rozpraszania proton-proton, po uwzględnieniu $\Delta\Omega$ (obliczonego metodą Monte-Carlo) korzystając ze wzoru 4.1 możemy oszacować świetlność.

Rozdział 5

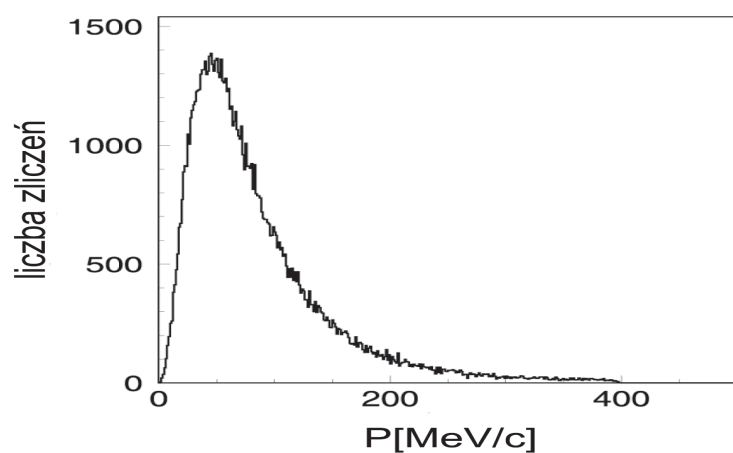
Symulacja

Niniejszy rozdział jest poświęcony rezultatom przeprowadzonej symulacji komputerowej podwójnie kwazi-swobodnej reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$. Obliczenia dla pędu wiązki równego 2.6 GeV/c zostały wykonane przy pomocy programu napisanego w języku FORTRAN 90. Dla omówionej tutaj reakcji detektor spektatora został umieszczony w odległości 4.0 cm od tarczy, gdzie odległość mierzona jest wzdłuż osi wiązki pomiędzy tarczą a środkiem modułów detektora spektatora [15]. Komora dryfowa z celami heksagonalnymi została ustawiona w odległości 200 cm od tarczy (rysunek 3.1). Rezultaty przeprowadzonej symulacji zostały przedstawione na wykresach.

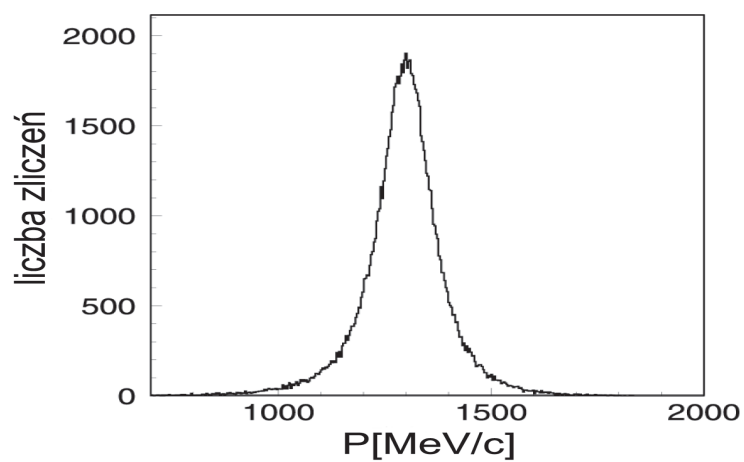
5.1 Cząstki uczestniczące w reakcji

Ponieważ neutrony (czyli cząstki biorące udział w symulowanej reakcji) znajdują się wewnątrz deuteronów, nie jest możliwy bezpośredni pomiar ich pędów. Możemy go wyznaczyć jedynie na podstawie pomiaru czteropędu protonu spektatora.

Sposób pomiaru czteropędu spektatora i wyznaczanie na tej podstawie czteropędu neutronu zarówno w wiązce, jak i w tarczy został opisany w rozdziale drugim i dodatku A. Wykres 5.1 przedstawia rozkłady pędu neutronu wiązki i tarczy w układzie spoczynkowym deuteronu. Natomiast wykres 5.2 przedstawia rozkład pędu neutronu wiązki w układzie laboratoryjnym.



Rysunek 5.1: Rozkład pędu neutronu wewnątrz deuteronu wiązki i wewnątrz deuteronu tarczy. Obliczenia zostały wykonane na podstawie modelu potencjału PARIS [9].



Rysunek 5.2: Rozkład pędu neutronu wewnątrz deuteronu wiązki w układzie laboratoryjnym. Obliczenia zostały wykonane przy założeniu, że pęd deuteronu ma wartość 2.6 GeV/c.

Pęd neutronu zmienia się ze zdarzenia na zdarzenie, co jest spowodowane ruchami Fermiego wewnątrz deuteronu.

5.2 Dostępna energia

Na podstawie znajomości pędów neutronów biorących udział w reakcji $nn \rightarrow dX$ metodą Monte-Carlo został wyznaczony rozkład energii dostępnej dla reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ (wykres 2.2). Program symulacyjny oblicza także energię Q , jaka mogłaby być mierzona w eksperymencie, uwzględniając niepewności eksperymentalne przy pomiarze protonów spektatorów. Zakładamy, że $\sigma P_{sp}^b = 7$ MeV/c [17]. Tak duże rozmycie wynika ze stosunkowo niewielkich rozmiarów detektora D3. Rozmycie energii spektatora tarczy wynosi 40 keV, a rozmycie kąta jest zdeterminowane przez rozmiary pojedynczych pasków detekcyjnych. Zachowując notację z rozdziału drugiego i oznaczając:

- $P_{exp}^{bn} = (E_{exp}^{bn}, \vec{p}_{exp}^{bn})$ -doświadczalny wektor czteropędu neutronu związanego w deuteronie wiązki,
- $P_{exp}^{tn} = (E_{exp}^{tn}, \vec{p}_{exp}^{tn})$ -doświadczalny wektor czteropędu neutronu związanego w deuteronie tarczy,

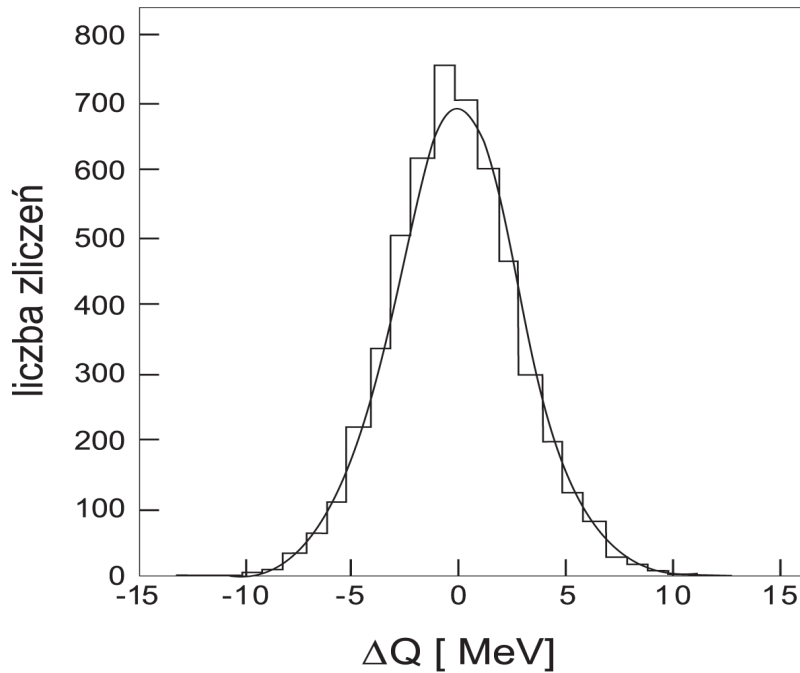
możemy wartość eksperymentalną Q zapisać jako:

$$Q_{exp} = \sqrt{(P_{exp}^{bn} + P_{exp}^{tn})^2} - \sum_i m_i. \quad (5.1)$$

Różnica pomiędzy Q obliczonym na podstawie wartości pędów wygenerowanych, a Q obliczonym z uwzględnieniem rozdzielczości eksperymentalnych wynosi:

$$\Delta Q = Q - Q_{exp}. \quad (5.2)$$

Rozkład ΔQ ilustruje wykres 5.3.



Rysunek 5.3: Różnica pomiędzy Q wygenerowanym, a Q eksperymentalnym.

Na podstawie tego rysunku można stwierdzić, że spodziewana zdolność rozdzielcza wyznaczania Q będzie wynosić 7 MeV (szerokość w połowie wysokości).

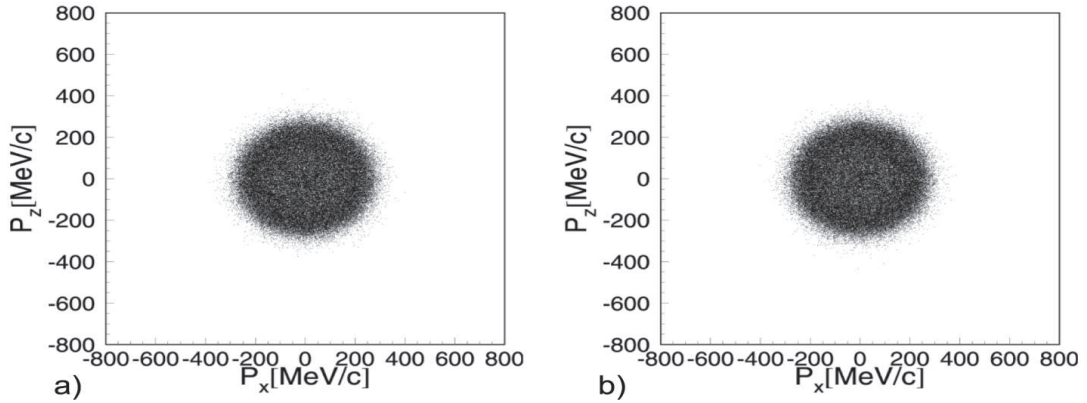
5.3 Produkty reakcji

Całkowita energia zderzających się neutronów oraz masy cząstek produkowanych w reakcji pozwolą nam obliczyć czteropędy wychodzących cząstek. Do tego celu został użyty podprogram GENBOD[§]. Losuje on czteropędy tych cząstek oraz wagi (WT) dla każdego zdarzenia.

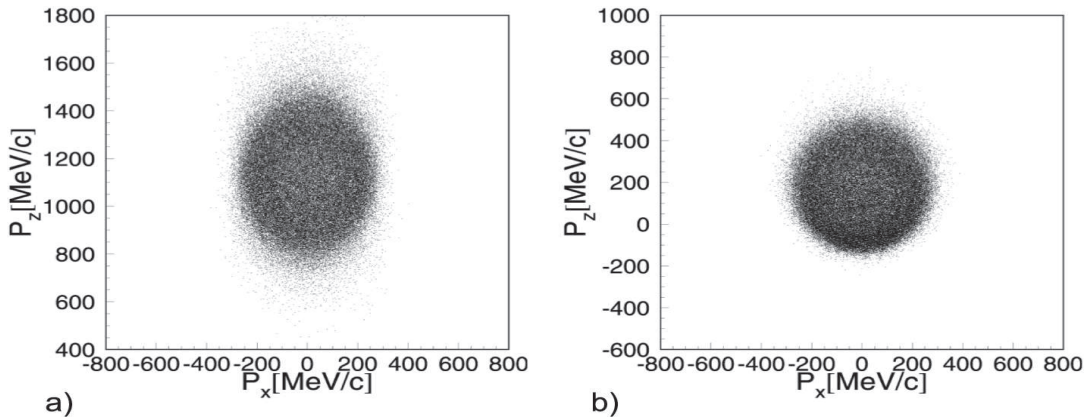
Rozkłady pędów w układzie środka masy, wyznaczone podczas symulacji są przedstawione na wykresie 5.4.

Natomiast wykres 5.5 pokazuje rozkłady pędów produktów reakcji w układzie laboratoryjnym.

[§]GENBOD należy do podprogramów CERNLIB [18].



Rysunek 5.4: Zależność p_z od p_x deuteronu (a) oraz mezonu π^- (b) w układzie środka masy, wysymulowana dla reakcji $dd \rightarrow p_{sp}p_{sp}d\pi^-$, dla pędu wiązki o wartości 2.6 GeV/c.



Rysunek 5.5: Zależność p_z od p_x deuteronu (a) oraz mezonu π^- (b) w układzie laboratoryjnym, wysymulowana dla reakcji $dd \rightarrow p_{sp}p_{sp}d\pi^-$, dla pędu wiązki o wartości 2.6 GeV/c.

W ten sposób znamy wszystkie czteropędy cząstek biorących udział w reakcji oraz czteropędy produktów zderzenia neutronu z neutronem. Aby wyznaczyć rozkłady wartości eksperymentalnych musimy jeszcze wziąć pod uwagę rozmycie wartości wygenerowanych.

5.4 Akceptancja

Po określeniu czteropędu dla wszystkich wychodzących cząstek program weryfikuje czy dane kombinacje pędów wylatujących cząstek da się zmierzyć układem detekcyjnym COSY-11. To zostało określone w sposób przybliżony, przy wykorzystaniu odpowiednich tabel. Podprogram, który służy do obliczenia akceptancji został opisany w pracy [15]. Dla reakcji $nn \rightarrow dX$ wymagana jest równoczesna akceptancja protonu spektatora "wolnego" i "szybkiego", oraz deuteronu.

Jeżeli proton "wolny" osiągnie aktywny obszar jednego z czterech modułów detektora spektatora, wtedy odpowiednia zmienna w programie symulacyjnym przyjmuje wartość równą 1.

W przypadku "szybkiego" protonu, pierwszym krokiem do wyznaczenia akceptancji jest obliczenie zredukowanych składowych pędu ($p_{x,y,z}^{sp*}$) tej cząstki. Zachowując notację z rozdziału drugiego oraz oznaczając pęd wiązki jako P_{beam} możemy te wielkości wyliczyć korzystając z zależności:

$$p_x^{sp*} = \frac{p_{bx}^{sp}}{P_{beam}} \quad (5.3)$$

$$p_y^{sp*} = \frac{p_{by}^{sp}}{P_{beam}} \quad (5.4)$$

$$p_z^{sp*} = \frac{p_{bz}^{sp}}{P_{beam}} \quad (5.5)$$

Wszystkie wielkości w powyższych wzorach są wyrażone w układzie laboratoryjnym. W drugim kroku, korzystając z wcześniej wyliczonych tabel, określane jest, czy te pędy mieszczą się w granicach akceptancji całego układu detekcyjnego COSY-11. Jeżeli tak jest, wartość odpowiedniej zmiennej ustawiana jest na 1.

Dla deuteronu także wyliczamy zredukowane składowe pędu ($p_{x,y,z}^{d*}$).

$$p_x^{d*} = \frac{p_x^d}{P_{beam}} \quad (5.6)$$

$$p_y^{d*} = \frac{p_y^d}{P_{beam}} \quad (5.7)$$

$$p_z^{d*} = \frac{p_z^d}{P_{beam}} \quad (5.8)$$

gdzie $p_{x,y,z}^d$ to składowe pędu deuteronu w układzie laboratoryjnym.

W tym przypadku także korzystamy z wcześniej wyliczonych tabel i jeśli tylko te wartości pędu mieszczą się w granicach akceptancji, wartość odpowiedniej zmiennej w programie symulacyjnym daje 1.

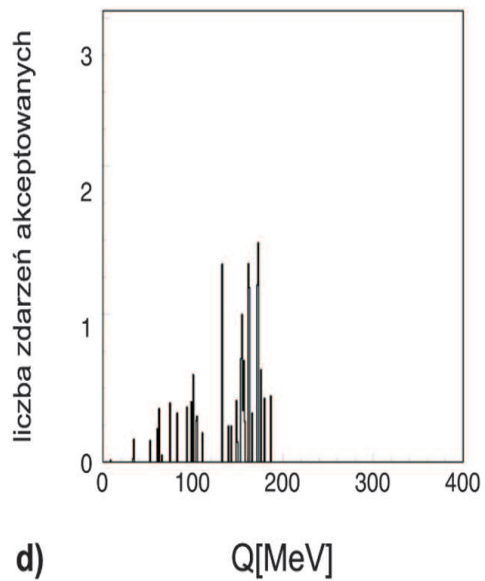
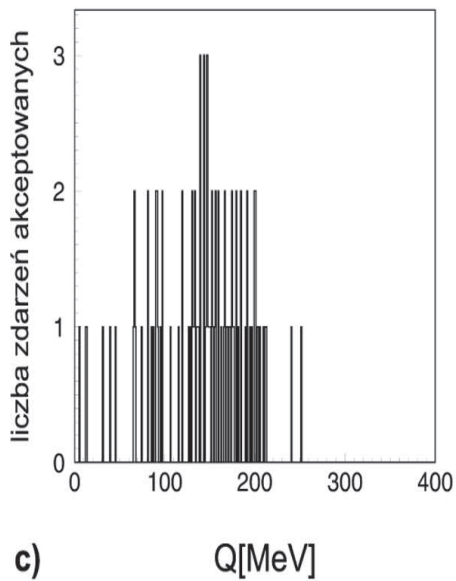
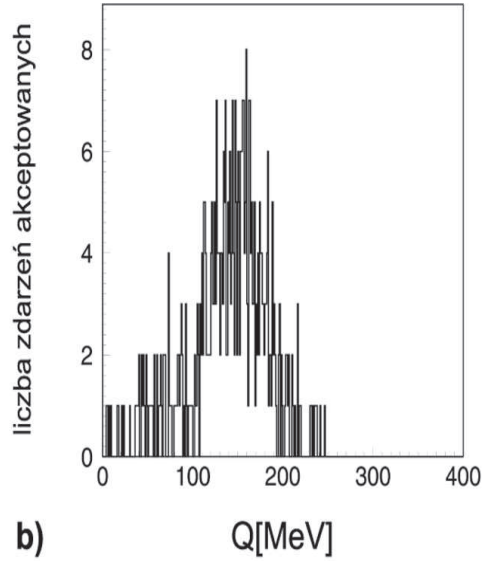
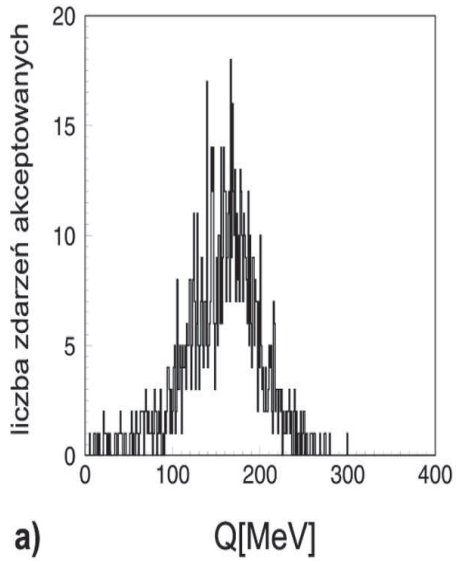
Podczas wyznaczania akceptancji dla reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ rozważane były 4 przypadki.

1. "Szybki" proton spektator zostanie zarejestrowany przez detektor D3, natomiast deuteron przez układ dwóch komór dryfowych D1 i D2 (schemat układu detekcyjnego znajduje się na rysunku 3.1).
2. "Szybki" proton spektator jest rejestrowany przez układ dwóch komór dryfowych D1, D2, natomiast deuteron w detektorze D3.
3. Obie cząstki zarejestruje układ dwóch komór dryfowych D1, D2.
4. "Szybki" proton i deuteron zarejestruje detektor D3.

Oczywiście w tych czterech przypadkach warunkiem koniecznym było, by "wolny" proton osiągnął aktywny obszar detektora spektatora.

Kiedy dane zdarzenie jest akceptowane histogram akceptancji jest wypełniany wartością Q. Na tej podstawie można określić, dla którego z tych czterech przypadków liczba zdarzeń akceptowanych będzie największa.

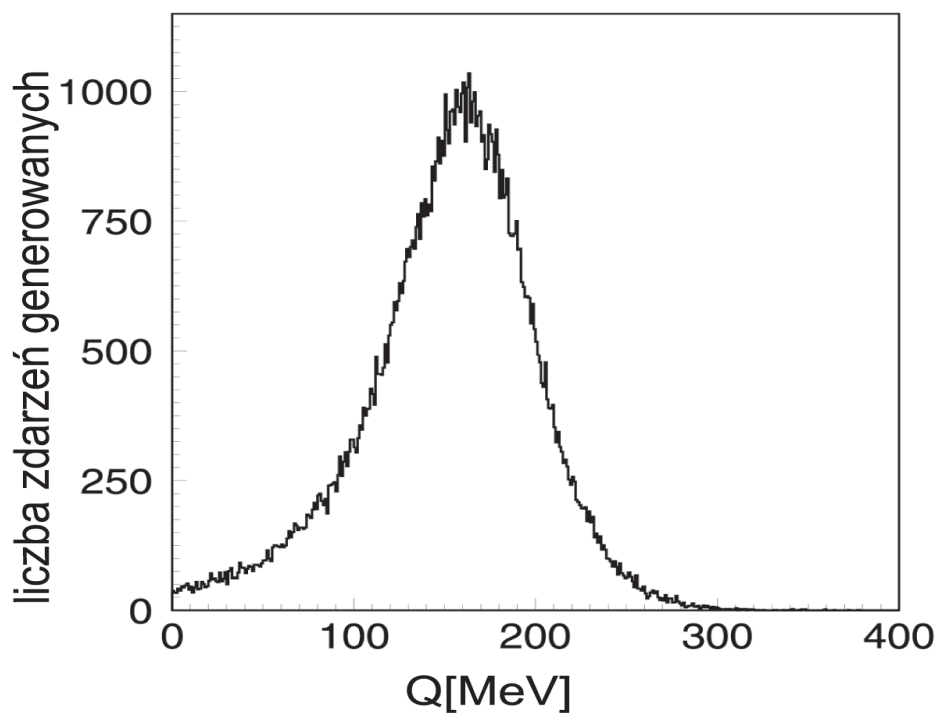
Liczbę zdarzeń akceptowanych w zależności od wartości Q dla poszczególnych przypadków przedstawia wykres 5.6.



Rysunek 5.6: Widma przedstawiające wyniki dla rozważanych czterech przypadków wyznaczania akceptancji układu detekcyjnego. (a)-przypadek pierwszy, (b)-drugi, (c)-przypadek trzeci, wykres (d) ilustruje czwarty przypadek.

Z wykresów widać, iż najbardziej prawdopodobne jest, że "szybki" proton zostanie zarejestrowany przez detektor D3, natomiast układ dwóch komór dryfowych D1, D2 zarejestruje deuteron. Obliczenia zostały przeprowadzone z uwzględnieniem wagi WT.

Poniżej przedstawiony jest wykres zależności liczby zdarzeń generowanych od Q .



Rysunek 5.7: Widmo przedstawiające zależność liczby zdarzeń generowanych od wartości dostępnej energii Q .

Oznaczając:

- A -akceptancja średnia,
- $N^{akc}(Q)$ - liczba zdarzeń akceptowanych,
- $N^{gen}(Q)$ - liczba zdarzeń generowanych,
- N - liczba przedziałów po których było wykonywane sumowanie,

akceptancję układu na poszczególne przypadki można wyznaczyć ze wzoru:

$$A = \frac{\sum_Q \frac{N^{akc}(Q)}{N^{gen}(Q)}}{N} = \frac{\sum_Q A(Q)}{N}. \quad (5.9)$$

Wykonując obliczenia na podstawie danych przedstawionych na wykresach 5.6 i 5.7 otrzymujemy:

1. $A_1 = 1.8 * 10^{-3}$,
2. $A_2 = 1.3 * 10^{-3}$,
3. $A_3 = 0.6 * 10^{-3}$,
4. $A_4 = 0.2 * 10^{-3}$.

Z powyższych obliczeń wynika, że średnia akceptancja po uwzględnieniu wszystkich możliwych kombinacji rejestrowania cząstek wynosi $A = 3.9 * 10^{-3}$

5.5 Przekrój czynny, oszacowanie liczby zliczeń

W celu oszacowania liczby reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$, które będzie można zarejestrować układem COSY-11 w zadanym czasie, poza znajomością akceptancji układu detekcyjnego konieczna jest także znajomość przekroju czynnego na badany proces. Na tę reakcję przekrój czynny nie jest znany. Dlatego w oszacowaniu spodziewanej liczby zliczeń od Q wezmę pod uwagę tylko przewidywaną zależność $\sigma(Q)$, a wartość absolutną przekroju czynnego przybliżę z przekrojem czynnym na reakcję $pp \rightarrow d\pi^+$. W przypadku nie oddziałujących na siebie stanów końcowych (zaniedbujemy oddziaływanie deuteronu z mezonem π^-), przekrój czynny możemy obliczyć na podstawie wzoru[14]:

$$\sigma_{ab \rightarrow 12} = const * \frac{1}{16\pi * s} * \frac{\sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}}{\sqrt{\lambda(s, m_a^2, m_b^2)}} \quad (5.10)$$

gdzie:

- $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx$,
- m_1, m_2 to masy cząstek wyprodukowanych w reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$,
- m_a, m_b to masy cząstek biorących udział w reakcji,
- s - niezmiennik Lorentza.

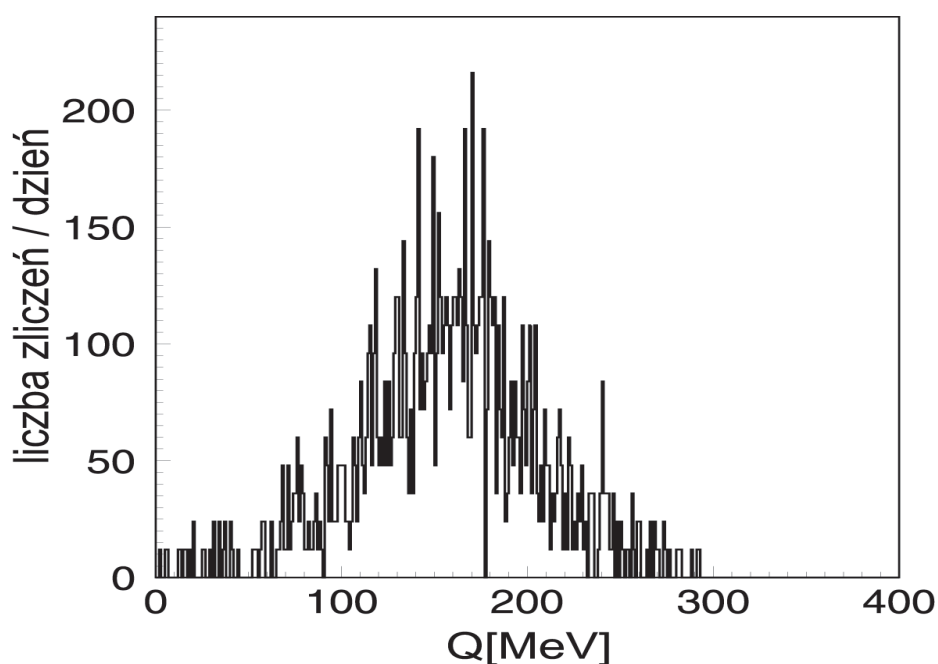
Zakładając w obliczeniach, że $\sigma(nn \rightarrow d\pi^-) = \sigma(pp \rightarrow d\pi^+)$ [19] możemy wyznaczyć wartość stałej $const$. Na tej podstawie wyznaczymy zależność $\sigma(Q)$ na reakcję

$nn \rightarrow d\pi^-$.

W oszacowaniach liczby zliczeń $N(Q)$ konieczna jest również znajomość wartości świetlności. W obliczeniach użyto typowej wartości osiągniętej w ostatnich eksperymentach grupy COSY-11 ($L = 3 * 10^{30} \frac{1}{cm^2s}$) [17]. Korzystając ze wzoru:

$$N(Q) = L * \frac{N^{gen}(Q)}{\sum_Q N^{gen}(Q)} * \frac{N^{akc}(Q)}{N^{gen}(Q)} * \sigma(Q) \quad (5.11)$$

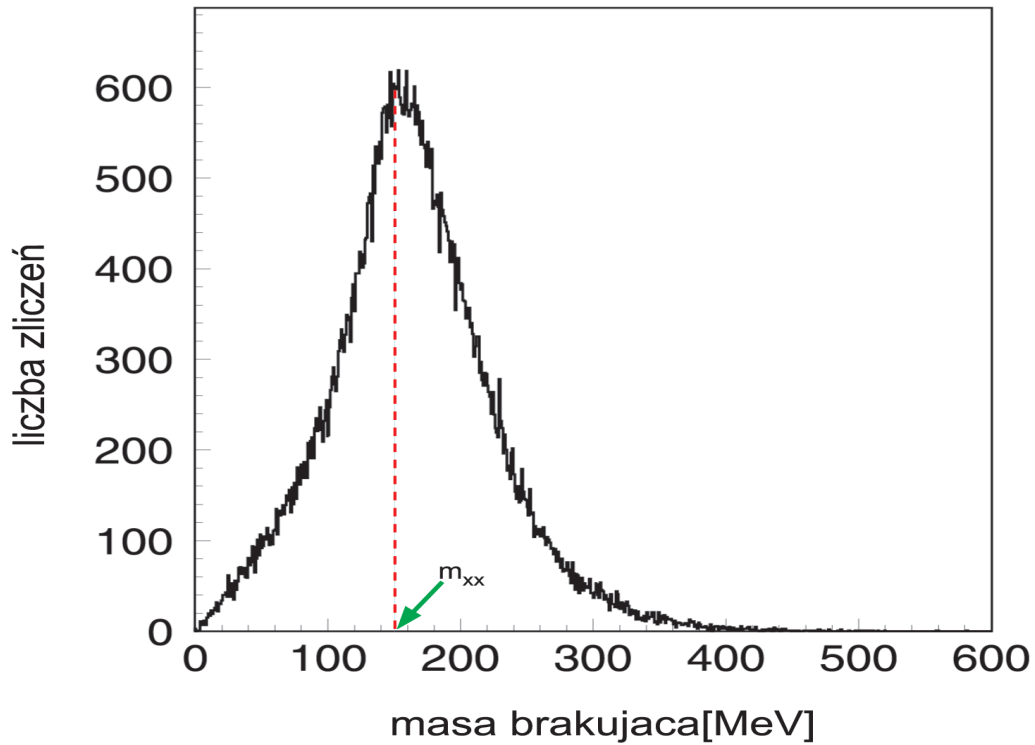
oszacowano liczbę zliczeń. Wykres poniżej przedstawia zależność $N(Q)$ dla przypadku, kiedy "szybki" proton zostanie zarejestrowany przez detektor D3, natomiast układ dwóch komór dryfowych D1, D2 rejestruje deuteron.



Rysunek 5.8: Widmo przedstawia zależność oszacowanej liczby zliczeń/na dzień reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ rejestrowanej układem detekcyjnym COSY-11. W obliczeniach przyjęto, że świetlność wynosi $3 * 10^{30} \frac{1}{cm^2s}$ oraz, że pęd wiązki ma wartość 2600 MeV/c.

5.6 Masa brakująca

Głównym zadaniem przeprowadzonej przeze mnie symulacji było oprócz wyznaczenia akceptancji na reakcję $nn \rightarrow d\pi^-$, określenie rozdzielczości eksperymentalnej na identyfikację cząstki produkowanej, ale nierejestrowanej w tym procesie. Do tego celu została wykorzystana metoda masy brakującej. Wyniki otrzymane z przeprowadzonej symulacji przedstawione są na wykresie 5.9.



Rysunek 5.9: Widmo masy brakującej dla reakcji $nn \rightarrow dX$ zrekonstruowane z 10^5 zdarzeń wysymulowanych dla reakcji $dd \rightarrow p_{sp}p_{sp}d\pi^-$. Komora dryfowa z celami heksagonalnymi znajduje się w odległości 200 cm od tarczy. Pozycja detektora spektatora to 4.0 cm. Pęd wiązki deuteronów użytych do reakcji to $P_{beam}=2600$ MeV/c.

Wykres 5.9 otrzymano wyznaczając wszystkie wielkości ze wzoru 2.1, uwzględniając rozmycie eksperymentalne, które wynosi:

- dla pędu wiązki $P_{beam} = 2600$ MeV/c zostało wzięte rozmycie standardowe $\sigma P_{beam} = 2.0$ MeV/c wyznaczone podczas eksperymentów w COSY-11 [20],
- $\sigma P_{sp}^b = 7$ MeV/c [17],
- rozmycie energii spektatora tarczy wynosi 40 KeV [15], natomiast rozmycie kąta pod jakim proton uderzy w pasek detekcyjny wynosi 0.05° ,
- $\sigma P_{deuteronu} = 4$ MeV/c [15].

Rozmycie widma masy brakującej (szerokość w połowie wysokości wynosi 80 MeV) wynika z rozmycia poszczególnych komponentów wziętych do obliczenia tej wielkości.

Rozdział 6

Podsumowanie i wnioski

Celem tej pracy było przeprowadzenie symulacji reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$, zachodzącej jako kwazi-swobodny proces w zderzeniach deuteronów ($dd \rightarrow p_{sp}p_{sp}d\pi^-$), sprawdzenie akceptancji układu detekcyjnego COSY-11 na pomiar tego procesu oraz oszacowanie dokładności wyznaczenia masy brakującej i energii dostępnej w zderzeniach neutronów.

Symulacja była przeprowadzona dla pędu wiązki wynoszącego $P_{beam} = 2600$ MeV/c. W wyniku przeprowadzonych obliczeń wykazałam, że najbardziej prawdopodobne jest, że proton spektator pochodzący od wiązki zostanie zarejestrowany przez detektor D3, natomiast układ dwóch komór dryfowych D1 i D2 rejestruje deuteron, oraz że całkowita akceptancja układu detekcyjnego COSY-11 na reakcję $nn \rightarrow d\pi^-$ realizowana poprzez $dd \rightarrow p_{sp}p_{sp}d\pi^-$ wynosi $\mathbf{A = 3.9 * 10^{-3}}$.

Następnie zakładając, że przekrój czynny na reakcję $nn \rightarrow d\pi^-$ jest taki sam, jak przekrój czynny na reakcję $pp \rightarrow d\pi^+$ oszacowałam, że za pomocą układu detekcyjnego COSY-11 i synchrotronu COSY będzie można rejestrować około **5000** reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ dziennie.

Obliczona niepewność pomiarów wyznaczenia energii dostępnej na reakcję $nn \rightarrow d\pi^-$ wynosi **7 MeV** (szerokość w połowie wysokości). Wynika ona z rozdzielczości pędowej pomiarów protonów spektatorów.

Przeprowadzenie eksperymentu z pomiarem reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ budzi zainteresowanie z wielu powodów:

- znajomość mechanizmu reakcji neutronu z neutronem jest interesująca sama w sobie ze względów poznawczych, a dodatkowo może pomóc w zrozumieniu mechanizmu podwójnie kwazi-swobodnych zderzeń,

- możliwość wyznaczania przekrojów czynnych na produkcję mezonu π w zderzeniach cząstek nienaładowanych z całkowitym izospinem równym 1,
- porównanie tych przekrojów dla różnych stanów izospinowych, a przez to określenie stopnia łamania symetrii izospinowej.

Z symulacji przedstawionej w tej pracy wynika, że pomiaru takiego można dokonać za pomocą układu detekcyjnego COSY-11 i synchrotronu COSY. Wykonane obliczenia wykazują także, że w czasie kilkudniowego pomiaru będzie można zarejestrować ponad 10^4 zdarzeń.

Dodatek A

Kinematyka

Symulacja kwazi-swobodnej reakcji $nn \rightarrow d\pi^-$ przebiegała w kilku etapach. W pierwszym kroku obliczone zostały składowe pędu protonu wewnątrz deuteronu (wiązki), które we współrzędnych kartezjańskich są równe:

$$P_{Fx} = P_F * \sin\Theta \cos\phi \quad (\text{A.1})$$

$$P_{Fy} = P_F * \sin\Theta \sin\phi \quad (\text{A.2})$$

$$P_{Fz} = P_F * \cos\Theta \quad (\text{A.3})$$

Wartość pędu Fermiego jest generowana za pomocą modelu potencjału PARIS [15, 9]. Kąt azymutalny ϕ i kosinus kąta biegunowego Θ ($\cos\Theta$) jest generowany przy założeniu jednorodnego rozkładu. Na tej podstawie korzystając z zasady zachowania energii i pędu (patrz równania 2.4 i 2.5) wyliczony został czteropęd neutronu. Korzystając z transformacji Lorentza [21] przedstawiam pęd Fermiego wewnątrz deuteronu (wiązki) w układzie laboratoryjnym (LAB).

$$\vec{P}_F^{lab} = \gamma * \beta * E_F + \gamma * \vec{P}_F \quad (\text{A.4})$$

$$E_F^{lab} = \gamma * E_F + \gamma * \beta * \vec{P}_F \quad (\text{A.5})$$

gdzie β jest prędkością deuteronu w układzie laboratoryjnym, a γ jest równa:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{A.6})$$

Pęd Fermiego nukleonów wewnątrz tarczy był generowany w taki sam sposób, lecz składowe pędu w układzie laboratoryjnym (LAB) są takie same jak w układzie spoczynkowym deuteronu, ze względu na fakt, iż deuterony tarczy poruszają się w laboratorium z zanedbywalnie małą prędkością.

Całkowita energia w układzie środka masy (CM) dwóch zderzających się neutronów oraz masy cząstek w kanale wyjściowym to zmienne wejściowe do podprogramu GENBOD, za pomocą którego losowane są czteropędy wszystkich wychodzących cząstek w układzie środka masy. Procedura GENBOD losuje pędy cząstek z rozkładem jednorodnym w przestrzeni fazowej.

Bibliografia

- [1] J. Smyrski et al. *Phys. Lett. B* 474, 2000. 182. [3]
- [2] M. Drochner et al. *Nucl. Phys. A* 643, 1998. 55. [3]
- [3] H. Calen et al. *Phys. Rev. Lett.* 79, 1997. 2642. [3, 9]
- [4] H. Calen et al. *Phys. Rev. C* 58, 1998. 2667. [3]
- [5] S. Haggstrom. *praca doktorska*. Uppsala University, 1997. [7]
- [6] R. Bilger et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 457, 2001. 64. [7]
- [7] P. Moskal et al. *J. Phys. G* 32, 2006. 629. [8]
- [8] J. Przerwa et al. *AIP Conf. Proc.* 796, 2005. 164. [8]
- [9] M. Lacombe et al. *Phys. Rev. C* 21, 1980. 861. [9, 10, 26, 41]
- [10] F. Duncan et al. *Phys. Rev. Lett.* 80, 1998. 4390. [9]
- [11] L. P. Kaptari. *e-Print Archive*. nucl-th/0212066. [9]
- [12] S. Brauksiepe et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 376, 1996. 397. [13, 14, 15]
- [13] M. Wolke. *praca doktorska*. Bonn-Universitat, 1998. Bonn. [13]
- [14] P. Moskal. *praca habilitacyjna*. Uniwersytet Jagielloński, 2004. Kraków. [13, 15, 34]
- [15] R. Czyżykiewicz. *praca magisterska*. Uniwersytet Jagielloński, 2002. Kraków. [17, 25, 30, 37, 41]
- [16] C. Piskor-Ignatowicz et al. *Matter and Materials*. 21, 2004. 272. [18]
- [17] P. Moskal. *informacja prywatna*. 2006. [27, 35, 37]
- [18] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/paw>. [28]
- [19] J. Smyrski. *praca habilitacyjna*. Uniwersytet Jagielloński, 1998. Kraków. [34]

[20] P. Moskal et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 466, 2001. 448. [37]

[21] K. Kajantie E. Byckling. *Particle Kinematics*. John Wiley and Sons Ltd., 1973. [41]