

Die kohärente $\pi^0\eta$ -Photoproduktion am Deuterium

BACHELORARBEIT IN PHYSIK VON

Leoni Lutter

angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

betreut von
Prof. Dr. Hartmut SCHMIEDEN

März 2022

1.Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden

2.Gutachter: Dr. Daniel Elsner

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 16.03.2022

Unterschrift

Danksagung

Ein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Hartmut Schmieden, der diese Bachelorarbeit ermöglichte. Ein weiterer Dank gilt Dr. Tom Jude, der jederzeit für Fragen erreichbar war und besonders bei der Entwicklung der Codes mit half und so auftretende Probleme zusammen gelöst wurden. Ebenfalls möchte ich Dr. Katrin Kohl danken, die stets technische Probleme behob. Abschließend gilt ein großer Dank der gesamten Arbeitsgruppe ohne die eine solch reibungsfreie Bearbeitung der Bachelorarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stand der Forschung	2
3	Aufbau des BGOOD-Experiments	5
3.1	ELSA	5
3.2	BGOOD	6
3.2.1	Tagger	6
3.2.2	Zentraler Detektor	6
3.2.3	Vowärtsspektrometer	7
3.2.4	Photonenflussüberwachung	7
4	Teilchenidentifikation	9
4.1	π^0 -Identifikation	9
4.2	η -Identifikation	10
4.3	d -Identifikation	11
5	Identifikation des Reaktionskanals	12
5.1	Endzustand	12
5.2	Untergrund	14
5.3	Detektionseffizienz	16
6	Differentieller Wirkungsquerschnitt	17
7	Diskussion der Ergebnisse	19
7.1	Vergleich mit vorhandenen Daten	19
7.2	Vergleich zwei verschiedener η -Massenbereiche	20
8	Fazit	24
9	Anhang	25

1 Einleitung

Der Fortschritt der Technik in den vergangenen Jahren hat der Physik neue Möglichkeiten offenbart, davon profitiert auch der Bereich der Teilchenphysik. Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit der Erforschung der Elementarteilchen und wie diese untereinander wechselwirken oder Bindungen eingehen. Durch Steigerung der technischen Möglichkeiten konnten immer kleinere Teilchen entdeckt und somit ein besseres Verständnis für die mikroskopische Zusammensetzung des Kosmos erlangt werden.

Besonders aktuell ist das Thema der Quarks. Dabei war es bis vor kurzem noch der Konsens, dass sich Teilchen in Konstellationen aus drei Quarks (Baryonen) oder zwei Quarks (Mesonen) zusammensetzen. Allerdings werden nun immer exotischere Quantenzustände offenbart. Dabei konnten unter anderem Hinweise für die Existenz von Dibaryonen-Zustände gefunden werden. Als Vertreter dieser neuen Konstellation dient das $d^*(2380)$ -Teilchen, welches darüber hinaus als Kandidat für *dunkle Materie* dienen könnte. Es lässt sich vermuten, dass dieses in Reaktionen mittels Photoproduktion auch eine entscheidende Rolle spielen könnte.

Im Rahmen dieser Arbeit ist es daher das Ziel mithilfe des BGOOD-Experiments die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ zu identifizieren und mögliche unerwartete Beobachtungen, die auf die bereits angesprochenen Dibaryonen-Zustände aufmerksam machen, zu untersuchen. Zum Überblick der aktuellen Ergebnisse im Bezug auf die Dibaryonen-Zustände in der Photoproduktion wird in Kapitel 2 der Stand der Forschung thematisiert. In Kapitel 3 erfolgt eine Beschreibung des Experiments sowie eine kurze Vorstellung der einzelnen Komponenten und ihre Funktionsweisen. Daraufhin wird in Kapitel 4 die Selektion und Identifizierung der an dem Reaktionsprozess beteiligten Teilchen thematisiert. Auf Grundlage dessen, kann dann der gewünschte Reaktionskanal ausgewählt werden (Kapitel 5). Mithilfe des Reaktionskanals gelingt es dann in Abschnitt 6 den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen und somit die vorliegende Reaktion genauer zu interpretieren. Dann werden diese Ergebnisse in Kapitel 7 mit dem totalen Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion sowie des differentiellen Wirkungsquerschnitts der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ -Reaktion verglichen. Hierbei konnten keine vergleichbaren Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion gefunden werden, weshalb auf die oben genannten Vergleichswerte ausgewichen wird. Um die Ergebnisse genauer einzuordnen, werden zusätzlich in Kapitel 7 mögliche Fehlerquellen der Teilchenidentifikation diskutiert und dabei insbesondere auf den Einfluss des systematischen Fehlers eingegangen. Abschließend werden die Ergebnisse der Analyse in Kapitel 8 zusammengefasst und bezüglich ihrer physikalischen Anwendung eingeordnet.

2 Stand der Forschung

Die bereits erwähnten Dibaryonen dienen als Motivation dieser Arbeit. Sie bestehen aus 6 Quarks oder 6 Antiquarks, mit einer Farbladung von Null und besitzen eine Baryonenzahl von $B=2$ [7]. Das Deuteron ist das erste Dibaryon, welches ein Proton-Neutron gebundenes System ist, mit Isospin $I=0$ und Spin $J=1$ [7]. Es stellt sich die Frage, ob Dibaryonen ein molekülähnlicher Zustand, wie das Deuteron, sind oder es sich dabei um mögliche Hexaquark-Zustände handelt. Von Interesse ist zurzeit die Suche nach Dibaryonen im non-strange Sektor ¹.

Ein derzeit diskutierter Kandidat ist das $d^*(2380)$, welches sich aus 3 Up- und 3 Down-Quarks zusammensetzt. Es wurde als erstes in der $pn \rightarrow \pi^0\pi^0d$ Reaktion beobachtet und anschließend in anderen Endzuständen. Es besitzt einen Isospin von $I=0$ und Spin $J=3$ [8]. Es wurde bereits von Dyson und Xuong [3] in den 1964ern ein Sextett von non-strange Dibaryonen D_{IJ} vorhergesagt, wobei auch hier der Isospin mit I und der Spin mit J bezeichnet wird. Die 6 möglichen zulässigen Kombinationen von Isospin und Spin sind dabei laut Dyson und Xuong: $D_{01}, D_{10}, D_{12}, D_{21}, D_{03}$ und D_{30} [3, 7]. Wie bereits erwähnt, besitzt das $d^*(2380)$ den gleichen Isospin und Spin wie das D_{03} und es wird daher vermutet, dass es sich dabei um diesen Zustand handeln könnte [7, 8].

Auch in der Photoproduktion am Deuterium-Target konnte bereits das $d^*(2380)$ beobachtet werden. Dafür wurde der $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^0d$ -Kanal für die Untersuchung genutzt. Sowohl die ELPH-Kollaboration ², als auch das BGOOD-Experiment am ELSA (Kapitel 3) haben diesen Reaktionskanal untersucht.

Wichtig dabei ist, dass es sich um eine kohärente Photoproduktion am Deuterium handelt, da dort die hier relevanten Ergebnisse erst zum Vorschein kommen. Kohärenz bedeutet in diesem Fall, dass das Deuteron in der Reaktion intakt bleibt. Es nimmt also beim Zusammenstoß den Impuls des Photons auf und im Endzustand bleibt ein gebundenes Deuteron-System vorhanden, sowie weitere produzierte Mesonen. Der Fall der inkohärenten Reaktion dagegen würde bedeuten, dass die Reaktion am Proton oder Neutron stattfindet und das Deuteron dann aufbricht. Dieses Szenario ist wesentlich wahrscheinlicher als die kohärente Reaktion. Grund dafür ist, dass der Fermi-Impuls, welcher das Proton und Neutron zusammenhält, verhältnismäßig klein ist (in einer Größenordnung von ~ 80 MeV/c [8]). Demnach ist es deutlich einfacher den Fermi-Impuls zu überwinden und eine Reaktion mit einem der quasi-freien Nukleonen zu erzielen [8]. Es wird also erwartet, kein intaktes Deuteron im Vorwärtsspektrometer des BGOOD-Experiments (Abschnitt 3.2.3) zu detektieren. Dies liegt daran, dass das Deuteron einen Impuls von $p_d > 400$ MeV/c [8] haben müsste, um ins Vorwärtsspektrometer zu gelangen und somit der Fermi-Impuls deutlich überschritten wird. Dennoch konnten entgegen der eigentlichen Erwartung Deuteronen im Vorwärtsspektrometer detektiert werden. Diese Beobachtung bestärkt die Bedeutung der $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^0d$ -Reaktion. Demnach können herkömmliche Modelle keine einfache Erklärung des Wirkungsquerschnitts der $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^0d$ -Reaktion liefern [8](Abbildung 1). Dies könnte bereits ein Hinweis auf neue Dibaryonen-Zustände sein.

Bei dem Modell von Fix und Ahrenhövel [4, 6, 8] in Abbildung 1 handelt es sich um einen konventionellen Ansatz. Dabei wird angenommen, dass bei der kohärenten Photoproduktion der Impulsübertrag in einem einstufigen Prozess übertragen wird. Daher geht der Formfaktor des Deuterons ein. Allerdings lag der so berechnete Wirkungsquerschnitt deutlich unterhalb der Messdaten (vgl. grüne Linie Abbildung 1). Ebenfalls wurde in Ref. [8] versucht die Messung zu erklären, indem ein *Toy pick up model* erstellt wurde, welches einen theoretischen Ablauf der Reaktion beschreibt, der auf einem sequentiellen Zerfall basiert. Selbst wenn dabei die Resonanzen und Parameter variiert wurden, konnte der beobachtete differentielle Wirkungsquerschnitt nicht erklärt werden (vgl. rote und blaue Linien Abbildung 1). Offenbar lässt sich die Messung also nur schwer mit dem Modell einer klassischen kohärenten Photoproduktion beschreiben.

¹dabei steht *strange* für das s-Quark

²Research Center for Electron Photon Science, Tohoku University, Japan

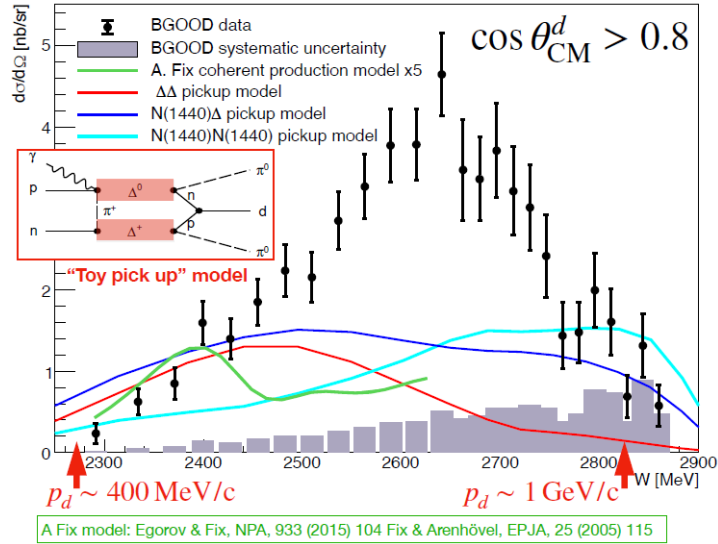


Abbildung 1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ -Reaktion für $\cos(\Theta)_{CM}^d > 0.8$ (schwarze Datenpunkte). In grün ist der resultierende Wirkungsquerschnitt unter Annahme eines einstufigen Impulsübertrags nach Fix und Ahrenhövel [6] gezeigt. Die roten und blauen Linien stellen den ermittelten Wirkungsquerschnitt aus einem theoretischen *Toy pick up model* dar (für Details siehe [8]). Die Abbildung ist entnommen aus [8].

Die Ergebnisse der Messung unterstützen allerdings erste Hypothesen zu vorhergesagten Dibaryonen-Spektren (vgl. theoretische Vorhersage Dyson und Xuong [3]). In Abbildung 2 ist dazu der differentielle Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ -Reaktion aufgetragen. Wird davon ausgegangen, dass diese Reaktion über einen sequentiellen Zerfall stattfindet, kann über die invariante Masse des $\pi^0 d$ - beziehungsweise $\pi^0 \pi^0$ -Paares auf die Schwerpunktsenergie des Zwischenproduktes geschlossen werden. In der Abbildung 2 lässt sich der so erhaltene Wirkungsquerschnitt (blaue Datenpunkte) erkennen, dass der Peak mit denen der Messung in guter Näherung übereinstimmen.

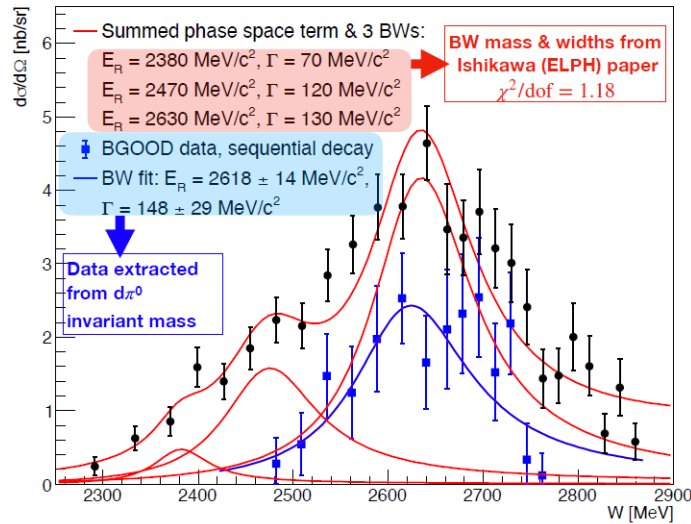


Abbildung 2: Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ -Reaktion für $\cos(\Theta)_{CM}^d > 0.8$ (schwarze Datenpunkte). In rot werden Breit-Wigner-Fits für verschiedene Massen und Zerfallsbreiten, sowie deren Summe gemäß [7] aufgetragen. Die blauen Datenpunkte werden aus einer Rekonstruktion der invarianten Masse eines $\pi^0 d$ -Paares erlangt und werden ebenfalls durch eine Breit-Wigner-Funktion beschrieben (blaue Linie). Die Abbildung ist entnommen aus [8].

Die Analyse des $\pi^0 \pi^0 d$ -Kanals zeigt also, dass unerwartet viele Deuteronen im Vorwärtsspektrometer beobachtet werden können, was in konventionellen Modellen nicht erklärt werden kann. Der beobachtete differentielle Wirkungsquerschnitt liegt etwa eine Größenordnung über der Erwartung aus konventionellen

kohärenten Modellen. Der totale Wirkungsquerschnitt nach [7], der sich über das Integral des gesamten Raumwinkels berechnen lässt, ist mit drei möglichen Dibaryonen-Peaks konsistent. Die Zuordnung dieser ist in einem Anregungsspektrum in Abbildung 3 dargestellt und zeigt eine Gegenüberstellung der Massen, von der Vorhersage der 6 Dibaryonen-Zustände nach [3]. Zusätzlich wird hier der mögliche Zwischenzustand nach einem sequentiellen Zerfall eingezeichnet. Dieser könnte dem möglichen D_{12} -Zustand zugeordnet werden.

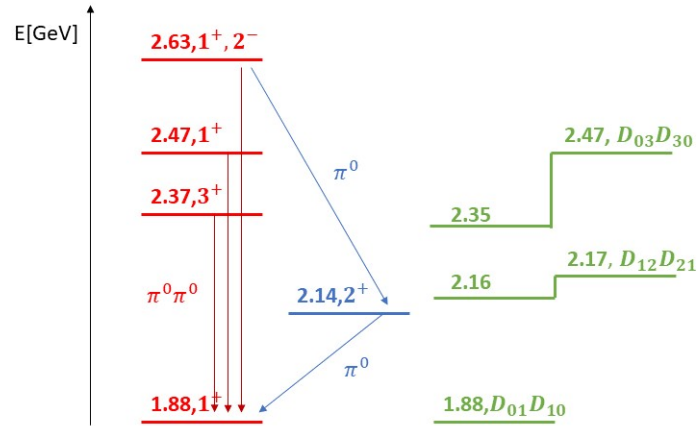


Abbildung 3: Darstellung der Dibaryon-Zustände, in grün die Vorhersage von Dyson und Xuong [3], in rot die gemessenen Peaks aus [7] und in blau der mögliche Zwischenzustand des sequentiellen Zerfalls. Grafik ist angelegt an den Vortrag von T.Ishikawa NSTAR2019.

Offensichtlich verhält sich der $\pi^0\pi^0$ -Kanal also nicht so wie erwartet und zeigt Ergebnisse, welche durch Hypothesen der Dibaryon-Zustände erklärt werden könnten. Sollte diese Reaktion also über einen sequentiellen Zerfall ablaufen, könnte man ähnliche Beobachtungen im Schwesterkanal von $\pi^0\eta$ erwarten. Aus diesem Grund ist dieser Kanal Gegenstand der vorliegenden Bachelorarbeit.

3 Aufbau des BGOOD-Experiments

Zur Untersuchung der Struktur von Nukleonen ist der BGOOD-Detektor besonders geeignet. Durch seine Kombination eines zentralen Detektors mit einem BGO-Ball Kalorimeter und einem Vorwartsspektrometer mit einem offenen Dipolmagneten (OD), lässt sich sowohl die Photoproduktion von Mesonen detailliert rekonstruieren als auch die Detektion neutraler und geladener Teilchen realisieren. Der BGOOD-Detektor ist am ELSA ¹ Elektronen Beschleuniger in der Rheinischen-Friedrich-Wilhelms-Universität in Bonn lokalisiert und nutzt den vom ELSA kommenden kontinuierlichen Elektronenstrahl, der über Bremsstrahlung zum Photonenstrahl umgewandelt wird. Dieser kann dann zur Kollision mit dem gewünschten Target² geleitet werden, was entweder flüssiger Wasserstoff, Deuterium oder ein Kohlenstoff-Target sein kann. Im Folgenden wird zunächst das ELSA erklärt und dann auf die einzelnen Bestandteile des BGOOD-Experiments eingegangen.[1]

3.1 ELSA

Das ELSA wird genutzt um einen kontinuierlichen Elektronenstrahl zu erzeugen. Dabei kann die Energie der Elektronen gezielt eingestellt werden, wobei ein Energiebereich von 0.5-3.5 GeV möglich ist. Der Beschleuniger selbst lässt sich in 3 Phasen unterteilen, die jeweils von den Elektronen durchlaufen werden. Ein Aufbau der Anlage ist in Abbildung 4 zu sehen.

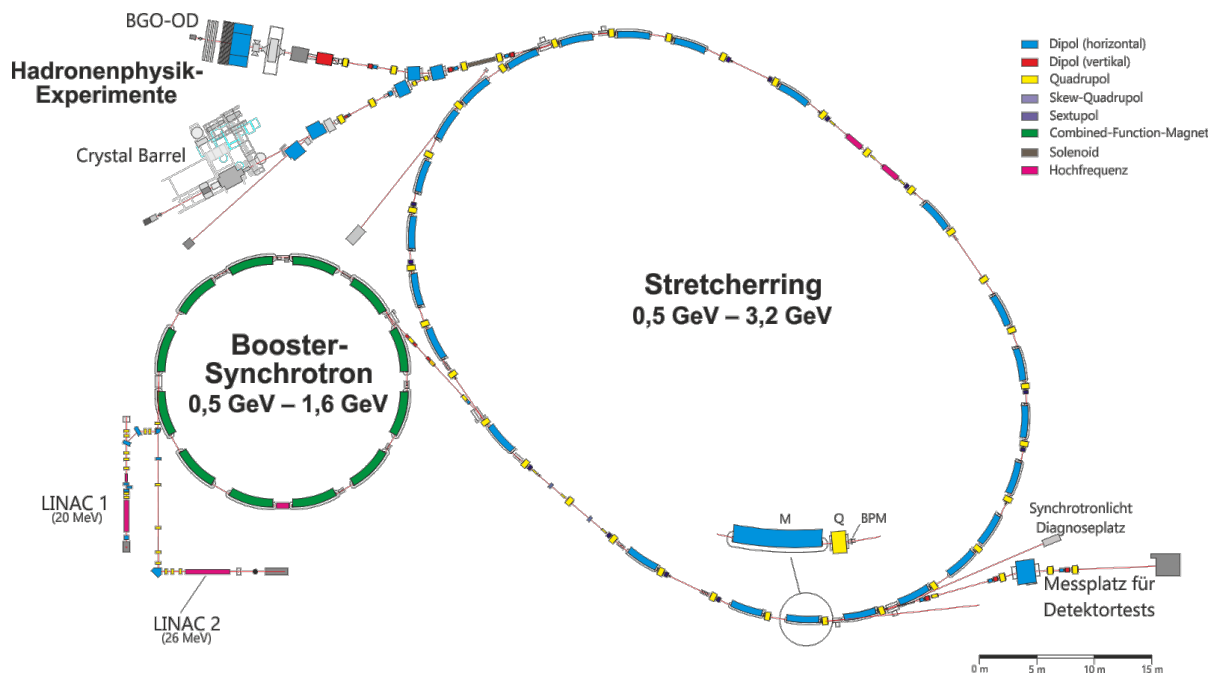


Abbildung 4: Aufbau der Elektronen-Stretcher-Anlage. Die Abbildung ist entnommen aus [5].

Zunächst werden die Elektronen von einer Quelle freigesetzt und gelangen in die erste Phase, in den Linearbeschleuniger (LINAC 1 oder 2). Dort erfahren sie eine Beschleunigung bis zu 26 MeV. Anschließend werden die Elektronen in das Booster-Synchrotron gebracht, wo sie in der Regel auf 1.2 GeV beschleunigt werden. Hier ist allerdings ein Bereich von 0.5-1.6 GeV möglich. Sind die Elektronen entsprechend beschleunigt, können diese nun die dritte Phase durchlaufen und in den Stretcher-Ring geleitet werden, wo die gewünschte Energie der Elektronen erreicht werden kann.[5]

¹Elektronen-Stretcher-Anlage

²engl. für Ziel

3.2 BGOOD

Das BGOOD-Experiment eignet sich optimal zur Untersuchung geringer Impulsübertragungen auf vorwärtslaufende Teilchen. Ein allgemeiner Aufbau des Experiments ist in Abbildung 5 zu sehen. Hier lassen sich die zwei Hauptkomponenten, die auch für die Namensgebung verantwortlich sind, erkennen. Es werden Photonen erzeugt und auf ein Target im Zentrum des Detektors geschossen. Dabei entstehen Wechselwirkungen, wie beispielsweise die in dieser Arbeit behandelte $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion.[1]

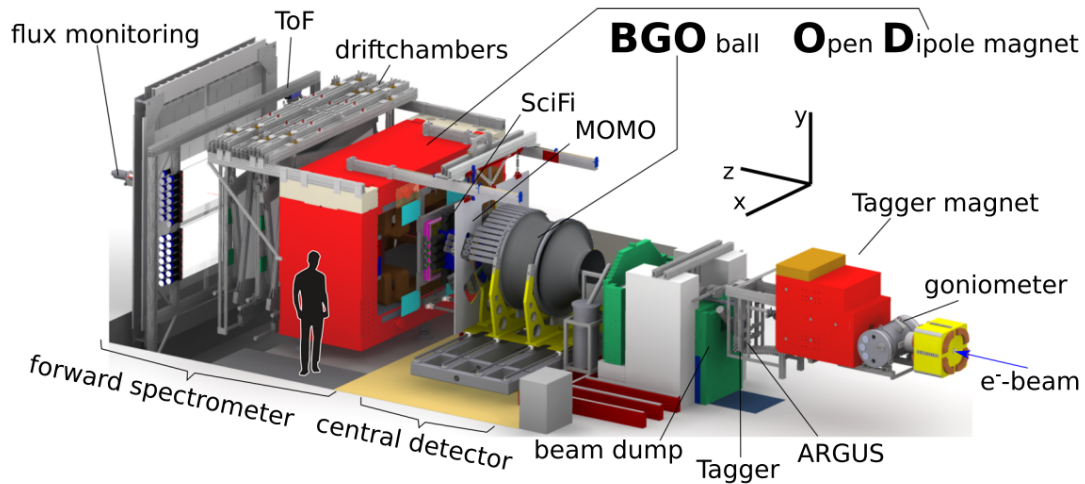


Abbildung 5: Aufbau des BGOOD-Experiments. Die Abbildung ist entnommen aus [1].

3.2.1 Tagger

Der Tagger dient zur Zuordnung der Energie. Ist nun der unpolarisierte Elektronenstrahl vom ELSA auf eine gewisse Energie beschleunigt, wird dieser zum BGOOD-Experiment weitergeleitet. Hier trifft der Strahl auf einen Radiator im Diamant-Goniometer und die Elektronen werden abgebremst, wodurch kohärente Bremsstrahlung entsteht. Der entstandene lineare Photonenstrahl wird für den weiteren Verlauf des Experiments genutzt und wird nicht weiter abgelenkt. Die Elektronen hingegen werden durch ein angelegtes Magnetfeld eines Dipolmagneten abgelenkt. Durch die Messung der Ablenkung kann somit auf die Energie der Elektronen geschlossen werden und anhand der Beschleunigerenergie auf die benötigte Photonenenergie. Damit ist der Photonenstrahl, der auf das Target geschickt wird, bereitgestellt. Elektronen, die nicht die relevanten Bremsstrahlungsphotonen erzeugen, werden ins sogenannte Beam Dump³ geleitet. Der Photonenfluss wird dabei erst am Ende des Aufbaus überwacht. [1]

3.2.2 Zentraler Detektor

Nachdem der Photonenstrahl durch den Tagger präpariert wurde, trifft dieser auf den zentralen Detektor. Eine Darstellung ist in Abbildung 6 zu sehen.

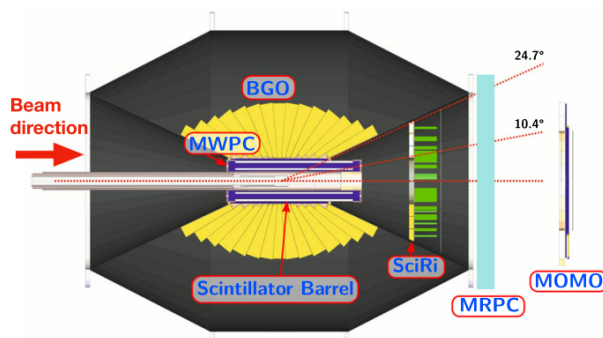


Abbildung 6: Aufbau des zentralen Detektors im Experiment. Die Abbildung ist entnommen aus [1].

³Strahlfänger

Die Hauptkomponente ist das BGO-Ball-Kalorimeter. Es besteht aus 480 Kristallen, die einen Winkelbereich von $\Theta = (25 - 155)^\circ$ abdecken, sowie $\phi = 0 - 360^\circ$. Dabei ist jeder Kristall an einem Photomultiplier angeschlossen. Trifft also nun der Photonenstrahl auf das Target, welches im Zentrum des BGO-Balls platziert ist, kommt es zu einer Reaktion bei der neue Teilchen wie Mesonen und Baryonen entstehen können. Diese haben allerdings eine sehr geringe Lebensdauer, sodass sie meist nach wenigen Nano- bis Femtosekunden zerfallen. Zerfallsprodukte können Photonen sowie weitere Mesonen sein. Diese können dann in den Kristallen anhand von Photonenschauern gemessen werden. Dabei wird zuvor mit Hilfe des *Szintillator Barrels* unterschieden, ob es sich um ein geladenes oder neutrales Teilchen handelt. Dann kann mit dem MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) der Weg und Winkel der geladenen Teilchen verfolgt werden. Hier wird ein Bereich von $\theta = (8 - 163)^\circ$ abgedeckt. Der Szintillator-Ring-Detektor (SciRi) deckt die Lücke zwischen dem ungedeckten Teil des BGO-Ball-Kalorimeter und dem Vorwärtsspektrometer ab. Dabei erstreckt sich der Winkel Θ über $\Theta = (10 - 25)^\circ$, wobei ein kleiner Winkelanteil sich mit dem Szintillator Barrel und den MWPCs überlappt. Die Funktion des SciRi ist die Rekonstruktion der Richtung eines geladenen Teilchens. [1]

3.2.3 Vorwärtsspektrometer

Aus Abbildung 5 wird ersichtlich, dass nach dem zentralen Detektor das Vorwärtsspektrometer folgt. Ist es zum Zusammenstoß zwischen dem Photon und dem Target gekommen und es gibt geladene Teilchen, welche einen so geringen Θ -Winkel aufweisen, dass diese den BGO-Ball verlassen können, gelangen sie ins Vorwärtsspektrometer. Hierbei dient als Hauptkomponente der Offene-Dipol-Magnet (Open Dipole Magnet), um den das Spektrometer gebaut wurde. Die ersten Detektoren, auf die ein Teilchen nach Verlassen des BGO-Balls trifft, sind MOMO und SciFi. Beides sind Szintillations-Faser-Detektoren (Scintillating Fibre Detectors), die aus Schichten von Fasern bestehen, mit denen die Position von geladenen Teilchen ermittelt werden kann. Dabei befinden sich in beiden Detektoren in der Mitte Löcher, die dem Photonenfluss erlauben ungestört zu passieren. [1]

Treffen die Teilchen anschließend auf den Offenen-Dipol-Magneten, der ein magnetisches Feld bereitstellt, kann der Impuls und die Ladung des Teilchens anhand der Ablenkung gemessen werden. Dahinter befinden sich 8 doppelt geschichtete Driftkammern für die eindeutige Track-Ermittlung der geladenen Teilchen. Die Flugzeitdetektoren TOF's (Time-of-Flight Detectors) stellen das Ende des Vorwärtsspektrometers dar. Die TOF's setzen sich aus 3 Wänden von Plastik-Szintillatoren zusammen. Sie messen das $\beta = \frac{v}{c}$ des Teilchens und können mit Hilfe des Impulses aus dem offenen Dipolmagneten das Teilchen identifizieren. Es lässt sich aus dem β und dem Impuls die Masse des Teilchens mit der Relation $m = \sqrt{(\frac{p}{\beta})^2 - p^2}$ bestimmen [9]. Eine Darstellung der Relation zwischen β und Impuls ist in Abbildung 7 zu sehen. [1]

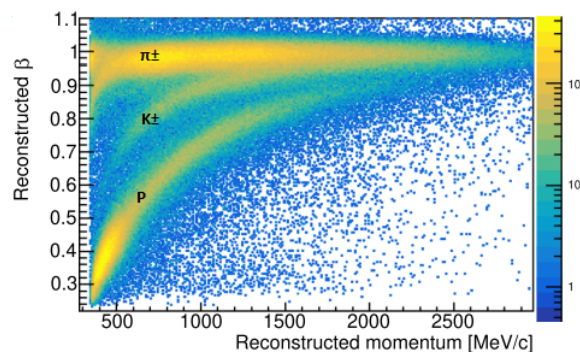


Abbildung 7: Rekonstruiertes β gegen den rekonstruierten Impuls im Vorwärtsspektrometer. Anhand der Farbe lässt sich die Anzahl der Ereignisse erkennen. Die Abbildung ist entnommen aus [1].

3.2.4 Photonenflussüberwachung

Am Ende des BGOOD-Aufbaus befindet sich die Photonenflussüberwachung. Dafür werden zwei Detektoren benötigt, der GIM-Detektor und der FluMo-Detektor. Der GIM-Detektor ist ein Bleiglas-Detektor, er misst das produzierte Cherenkov-Licht der Photonen. Dadurch kann der totale Photonenfluss ermittelt werden. Ist dieser allerdings zu lange der Strahlung ausgesetzt, können Schäden entstehen, weshalb dieser lediglich für Durchläufe mit geringen Intensitäten eingesetzt wird. Der FLuMo-Detektor hingegen kann dauerhaft genutzt werden und misst den relativen Photonenfluss. Dabei setzt der Detektor sich aus 5 in

Serie aufgebauten Plastik-Szintillatoren zusammen, die jene Photonen detektieren, die sich zu Elektron-Positron-Paaren umgewandelt haben. Dies macht lediglich einen geringen Teil der durchlaufenden Photonen aus. Dennoch kann mit den Elektron-Positron-Paaren in Kombination mit dem GIM-Detektor auf den Photonenfluss geschlossen werden. Dieser wird für die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten genutzt. [1]

4 Teilchenidentifikation

In dieser Arbeit wird die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ untersucht. Dazu müssen die an der Reaktion beteiligten Teilchen jeweils selektiert werden. Hierbei handelt es sich bei π^0 und η um jeweils *light unflavoured mesons*¹. Das d , welches in der Reaktion auftaucht, beschreibt das Deuteron und stellt somit ein geladenes Isotop von Wasserstoff dar.

Da diese Reaktion relativ unwahrscheinlich ist, sind reale Messungen durch geringe Zählungen gekennzeichnet. Untergrundreaktionen müssen also möglichst unterdrückt werden und eine präzise Selektion der Teilchen ist wichtig. Der verwendete Datensatz wurde in der Strahlzeit im Juni 2018 aufgenommen und nutzte ein 11cm langes Deuterium-Target mit einem Elektronen-Strahl vom ELSA. Der integrierte Photonfluss von $E_\gamma = 450 - 1200$ MeV betrug $7.5 \cdot 10^{12}$ [8].

4.1 π^0 -Identifikation

Das π^0 hat eine Masse von $m = (134.9768 \pm 0.0005)$ MeV/ c^2 und eine Wahrscheinlichkeit von $(98.823 \pm 0.034)\%$ in 2γ zu zerfallen [10], weshalb zur Selektion der Events, dieses Kriterium am naheliegendsten für das π^0 und das η (Abschnitt 4.2) ist.

Generell ist das Auswahlkriterium für den Reaktionskanal, dass vier Photonen detektiert werden. Dabei müssen 2γ einem π^0 und die anderen 2γ einem η zugewiesen werden.

Ein wichtiger Begriff ist die *invariante Masse*, da diese für die letztendliche Teilchenidentifikation verwendet wird. Zur Bestimmung der invarianten Masse wird zunächst die Summe der Lorentzvektoren der Photonen gebildet und anschließend der Betrag genommen. Die Lorentzvektoren der vier Photonen werden jeweils über jede mögliche Kombination zu einem Paar addiert und dann überprüft, ob die invariante Masse in einem bestimmten Massenbereich des Pions liegt. Dabei wurde ein Bereich von $105 - 165$ MeV/ c^2 für die Auswahl der Photonen gewählt. Dies entspricht unter Annahme einer Gauß'schen Verteilung sowohl für die obere als auch untere Grenze einem Sigma-Intervall von 1.6σ .

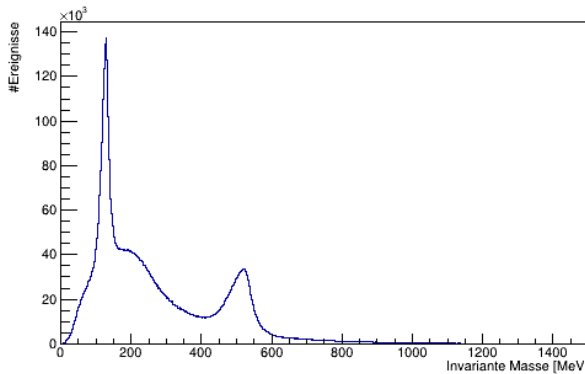


Abbildung 8: Histogramm der invarianten Masse von 2 beliebigen Photonen in einer Simulation für den $\pi^0 \eta d$ -Kanal.

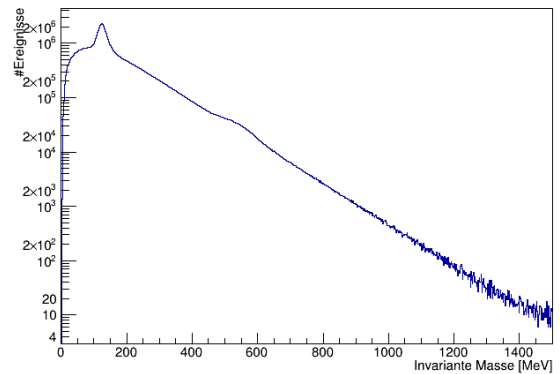


Abbildung 9: Histogramm der invarianten Masse von 2 beliebigen Photonen mit echten Daten. Die Anzahl der Ereignisse sind hierbei logarithmisch aufgetragen.

Zur Selektion werden die Daten der Simulation für den $\pi^0 \eta d$ -Kanal verwendet, da hier ein geringerer Untergrund besteht und somit die Detektion der Teilchen erleichtert wird. Zur Veranschaulichung wird

¹leichte Mesonen, deren *Strangeness*=0, *Charm*=0, *Bottomness*=0 ist

einmal die invariante Masse von 2 beliebigen Photonen anhand der Simulation (Abbildung 8) und andererseits anhand der realen Daten (Abbildung 9) betrachtet.

In Abbildung 8 lassen sich zwei signifikante Peaks erkennen, welche sich wegen der energetischen Position jeweils dem π^0 und dem η zuordnen lassen (linker Peak π^0 , rechter Peak η). Dies ist allerdings auch zu erwarten, da es sich um die Simulation handelt und somit der gewünschte Kanal dominiert. Die Wahrscheinlichkeit für beide gesuchten Teilchen in 2γ zu zerfallen ist nicht 100 Prozent, weshalb selbst hierbei in der Simulation der Untergrund für eine 4γ Selektion nicht zu vermeiden ist.

Zusätzlich lässt sich die Unterdrückung, um einen Faktor 100, der η -Teilchen relativ zum π^0 -Teilchen anhand der Zerfallswahrscheinlichkeit von $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ begründen (Abschnitt 4.2).

Ein Vergleich mit den realen Daten in Abbildung 9 zeigt, dass weitaus mehr Untergrundreaktionen dominieren. Wegen der η -Unterdrückung hebt sich somit der Peak nicht vom Untergrund ab. Es muss auf eine logarithmische Skalierung der Y-Achse ausgewichen werden, um überhaupt einen Peak im Massenbereich des Etas sichtbar zu machen. Hier wird das Signal von anderen Reaktionen deutlich dominiert. Dies zeigt die Bedeutung einer präzisen Selektion der Teilchen sowie der Eliminierung des Untergrunds, um im weiteren Verlauf der Analyse die geringfügigen Zählungen des Kanals zu rekonstruieren.

Diese möglichen Pionen-Zusammensetzungen aus 2 Photonen werden nun zwischengespeichert und mit den möglichen η -Kandidaten auf Doppelzählungen der Photonen verglichen. Ist es der Fall, dass jedes der Photonen genau einmal zugeordnet werden konnte, kann davon ausgegangen werden, dass die gewünschte Kombination eines $\pi^0\eta$ -Paares identifiziert wurde.

Der gewählte Massenbereich zur Selektion der Pionen aus dem $\pi^0\eta$ -Paar ist in Abbildung 10 dargestellt.

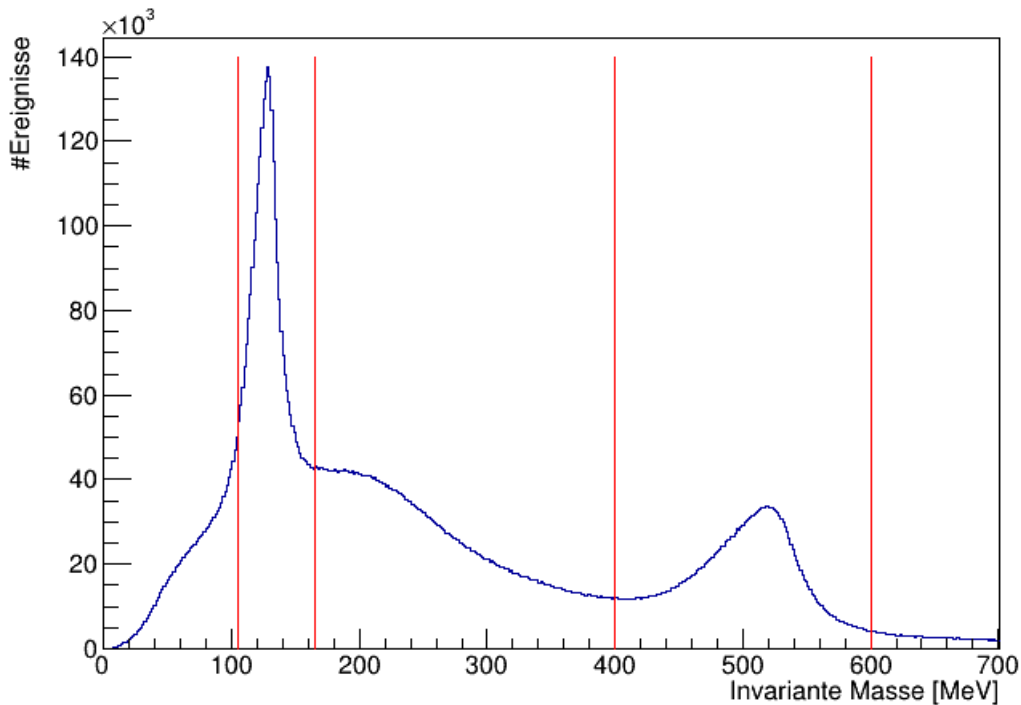


Abbildung 10: Histogramm der invarianten Masse von 2 beliebigen Photonen in einer Simulation für den $\pi^0\eta$ -Kanal. Die roten Linien markieren den gewählten Massenbereich für die Selektion der Pionen und Etas.

Da weitere Berechnungen mit dem identifizierten π^0 folgen, wird eine Massenkorrektur durchgeführt, um Abweichungen zu reduzieren. Dafür wird der Literaturwert der Pionen-Masse von der gemessenen Energie des Photonenpaares abgezogen und über die relativistische Energie-Impuls-Beziehung der Pionen-Impuls gesetzt.

4.2 η -Identifikation

Das η ist schwerer als das Pion und hat eine Masse von $m = (547.862 \pm 0.017) \text{ MeV}/c^2$ [10]. Der Zerfall des η kann neutral oder geladen geschehen. In dieser Analyse wird der neutrale Kanal von 2γ betrachtet.

Dieser hat die höchste Wahrscheinlichkeit aller möglichen Zerfälle mit $(39.41 \pm 0.20)\%$ [10]. Die gewählten Grenzen für den Massenbereich der η -Teilchen aus der Reaktion sind in Abbildung 10 dargestellt. Es werden, wie bei der π^0 -Selektion auf die gleiche Weise Doppelzählungen eliminiert. Der ausgewählte Massenbereich wird bei $400\text{-}600 \text{ MeV}/c^2$ gewählt und entspricht so einem Bereich von 2.9σ für die untere und 1σ für die obere Grenze. Auch in diesem Fall wird eine Massenkorrektur der identifizierten Teilchen unternommen.

4.3 d -Identifikation

Das Deuteron wird im Vorwärtsspektrometer identifiziert. Dieses ist positiv geladen und besteht aus einem Proton und einem Neutron, die Masse beträgt $1876 \text{ MeV}/c^2$ [8]. Es wird zunächst verlangt, dass kein geladenes Teilchen im BGO-Ball detektiert wird, da hier das vorwärts laufende Deuteron gesucht wird. Aus diesem Grund wird ebenfalls die Bedingung gesetzt, dass auch im SciRi kein geladenes Teilchen identifiziert wird. Dadurch kann ein Großteil des Untergrunds herausgefiltert werden.

In Abbildung 11 ist die Detektion einer simulierten Messung im Vorwärtsspektrometer aufgetragen. Dabei wird ein Massenbereich von $1550\text{-}2500 \text{ MeV}/c^2$ gewählt. Dies deckt 1.3σ der unteren Grenze und 2.6σ der oberen Grenze ab [8]. Es lässt sich erkennen, dass die gewählte Filterung dafür sorgt, dass vorwiegend Deuteronen detektiert werden, da hier mit Hilfe der Relation aus Abschnitt 3.2.3 auf das Deuteron geschlossen werden kann.

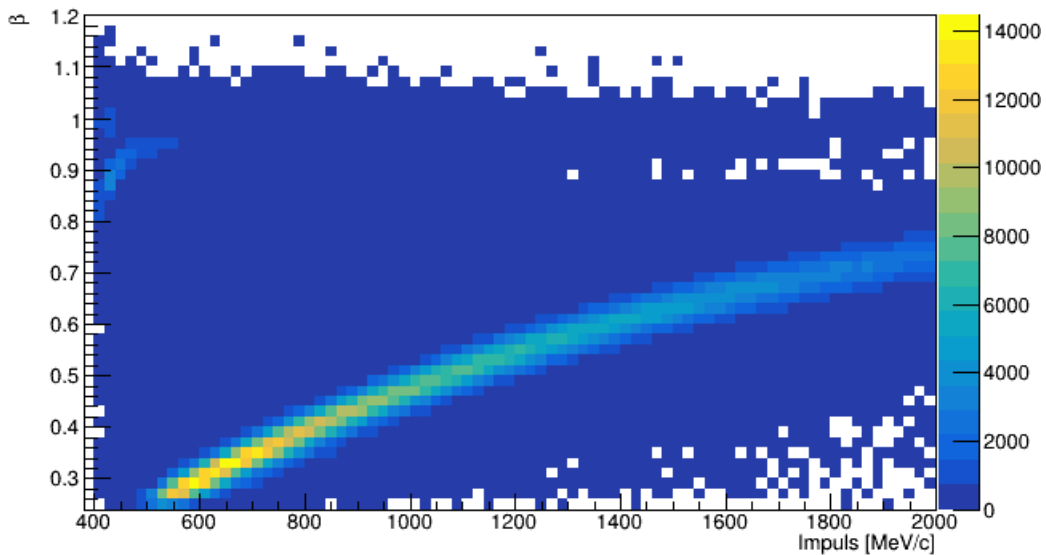


Abbildung 11: Rekonstruiertes β gegen den rekonstruierten Impuls im Vorwärtsspektrometer nach der Selektion des Deuterons.

Wird die Identifikation des Deuterons auf einen realen Datensatz angewendet, lässt sich das Deuteron allerdings kaum im Histogramm erkennen, weil die Anzahl der Events dafür zu gering ist. Deshalb eignen sich die Simulations-Daten, um die gewählten Massenbereiche zu optimieren.

5 Identifikation des Reaktionskanals

5.1 Endzustand

Nach der Teilchenidentifikation (Kapitel 4) wird überprüft, ob die entstandenen Zerfallsprodukte aus ein und der selben Reaktion stammen. Zur korrekten Identifikation des Reaktionskanals $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ müssen mögliche Untergrundreaktionen extrahiert werden. Wichtig ist die Reaktion $\gamma p(n) \rightarrow \pi^0 \eta p(n)$. Dies entspricht dem Fall, wenn nicht der gewünschte kohärente Zusammenstoß stattfindet, sondern das Photon mit dem quasi-freien Proton stößt. Diese Nebenreaktion macht wegen des höheren Wirkungsquerschnitts einen erheblichen Anteil des Untergrunds im zu untersuchenden Kanal aus.

Durch die korrekte Identifikation der Teilchen wird der Untergrund der Messung reduziert, sodass in den realen Daten signifikante Ereignisse auffallen und daher im weiteren Verlauf diese verwendet werden können.

Dabei wird zunächst die *fehlende Masse* des $\pi^0 \eta$ -Systems betrachtet, um das Deuteron zu erkennen. Die fehlende Masse setzt sich zunächst aus dem Anfangszustand (*center-of-mass*) zusammen. Dieser besteht aus der Summe von Targetvektor und Vektor des einlaufenden Photons. Weiter werden von dem Anfangszustand die Endzustände und somit die Lorentzvektoren des π^0 und des η abgezogen, um die fehlende Masse zu berechnen. Mathematisch kann nach [9] für die fehlende Masse der Zusammenhang

$$m_f = |\gamma_i + p_i - p_{\pi^0} - p_\eta| = |p_f| \quad (5.1)$$

- m_f Fehlende Masse
- i Anfangszustand
- f Endzustand

festgehalten werden. Die so errechnete fehlende Masse ist in einem Histogramm aufgetragen, in Abbildung 12 für die realen Daten und 13 für die Simulation. Der direkte Vergleich von Simulation und realen Daten kann dann genutzt werden, um Unterschiede in den realen Daten festzustellen.

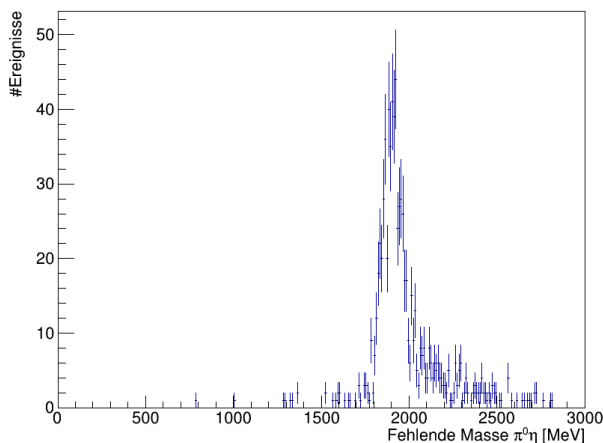


Abbildung 12: Histogramm der Fehlende Masse zu $\pi^0 \eta$ für die realen Daten.

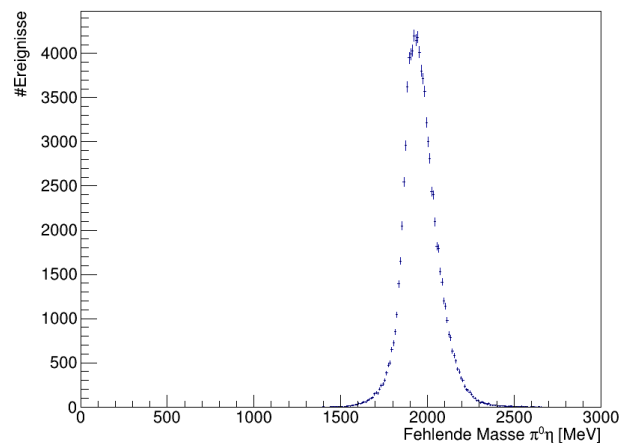


Abbildung 13: Histogramm der Fehlende Masse zu $\pi^0 \eta$ für die simulierten Daten.

Betrachtet man zunächst die Verteilung in Abbildung 12, zeigt sich eine Überhöhung in dem fehlende Masse-Bereich des Deuterons. Dies entspricht der Erwartung, da bei der betrachteten Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ die fehlende Masse genau das Deuteron sein sollte. Es bestätigt, dass das Deuteron im Detektor auch

weitgehend korrekt identifiziert wird. In den realen Daten zeigt sich der Untergrund bei höheren fehlenden Massen (vergleiche Abbildung 12). Dieser entstammt der quasi-freien Reaktion, wenn im Detektor ein Proton als Deuteron miss-identifiziert wird.

Abbildung 12 zeigt also, dass nach der Teilchenidentifikation noch ein geringer Untergrund vorhanden ist. Dieser muss aus den selektierten Daten extrahiert werden, bevor der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden kann. Eine genauere Untersuchung des Untergrunds folgt später im Abschnitt 5.2.

Weiter lässt sich ein Signal des Reaktionskanals erkennen. Dies wird besonders deutlich, wenn die fehlende Masse der realen Daten (Abbildung 12) mit der Simulation (Abbildung 13) verglichen wird und beobachtet werden kann, dass die Lage der Peaks in guter Näherung mit dem Deuteron-Massenbereich übereinstimmen.

Wie bereits in Abschnitt 4 erwähnt, werden hier die vorwärtslaufenden Deuteronen thematisiert. Als notwendige Bedingung, damit der gewünschte finale Zustand von $\pi^0\eta d$ auftritt, muss ein Deuteron im Vorwärtsspektrometer detektiert werden. Die Winkelabhängigkeit der Photonenergie ist in Abbildung 14 dargestellt:

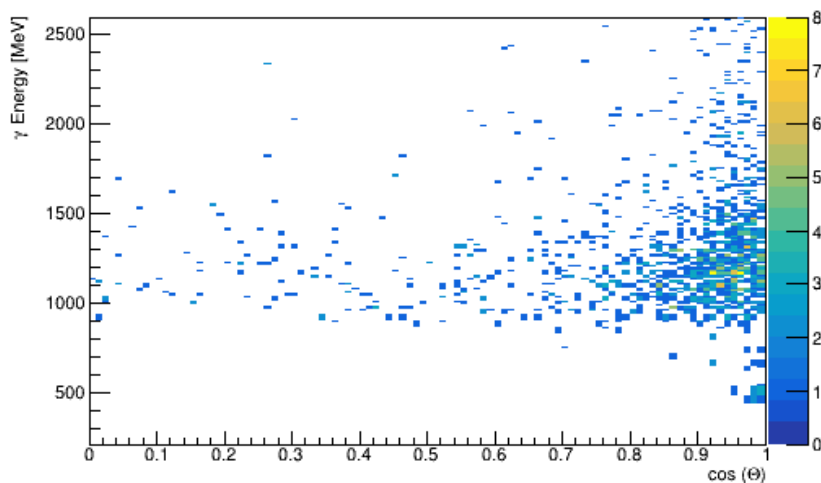


Abbildung 14: 2D Histogramm mit der Photonenergie in Abhängigkeit des $\cos(\Theta)_{CM}^d$ für die realen Daten nach Selektion des Deuterons. Dabei ist Θ_{CM}^d der Polarwinkel des sogenannten *center-of-mass* des Deuterons.

Hier zeigt sich ein hohes Eventaufkommen ab einem Wert von $\cos(\Theta)_{CM}^d > 0.8$ beziehungsweise im Energiebereich von 1000-1500 MeV. Dies ist zu erwarten, da das Deuteron im Vorwärtsspektrometer verlangt wird. Es wird deswegen zur Eventselektion die Bedingung gewählt, dass nur Events mit $\cos(\Theta)_{CM}^d > 0.8$ selektiert werden.

Wie bereits in Kapitel 2 erwähnt, widerspricht es der Erwartung Deuteronen im Vorwärtsspektrometer detektieren zu können, da der dafür notwendige Impuls den Fermi-Impuls des Deuterons weit überschreitet. Die Frage nach der Detektion der Deuteronen im Vorwärtsspektrometer stellt sich auch in diesem Reaktionskanal. Doch auch hier werden entgegen der Erwartung viele Deuteronen detektiert. Von besonderem Interesse ist dabei der Impulsübertrag auf die Deuteronen. Eine Darstellung des Impulses der Deuteronen in Abhängigkeit der Photonenergie ist in Abbildung 15 aufgetragen. Es ist zu erwarten, dass Events erst ab einer Photonenergie von etwa 800 MeV auftreten. Denn hier befindet sich erst die Schwelle, ab der der Anfangszustand einen Energiewert aufweist, der für den gewünschten Endzustand nötig ist. Der hohe Impuls der Deuteronen hingegen zeigt, es kann kein direkter Impulsübertrag stattgefunden haben. Dieser hätte sonst kein intaktes Deuteron im Vorwärtsspektrometer hervorgerufen. So lässt sich in Abbildung 15 erkennen, dass die Deuteronen mindestens einen Impuls von 500 MeV/c aufweisen. Dies liegt deutlich oberhalb des Fermi-Impulses von ~ 80 MeV/c [8]. Sollte der Prozess konventionell stattfinden, würde man Impulse kleiner des zweifachen Fermi-Impulses erwarten [2]. Also muss hier ein komplexerer Vorgang stattgefunden haben, der sich mit der Hypothese der sequentiellen Zerfällen decken würde.

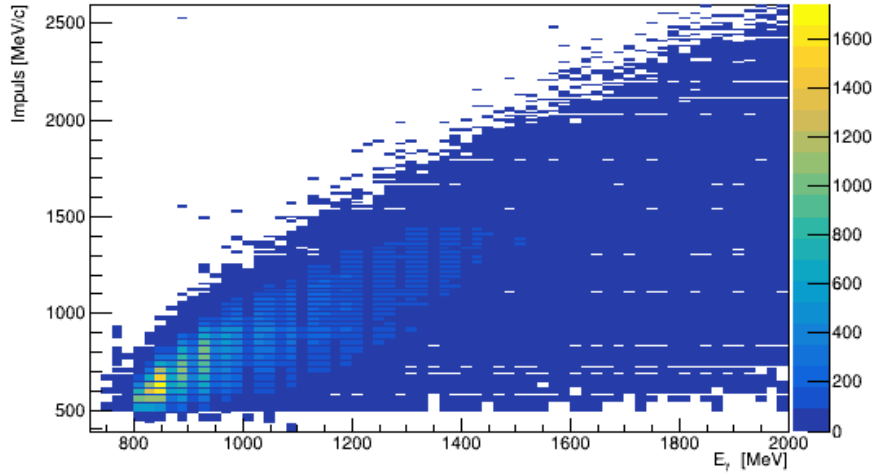


Abbildung 15: 2D Histogramm des Deuteronen-Impuls in Abhängigkeit der Photonenenergie für einen simulierten Datensatz

5.2 Untergrund

Bei der Extraktion des Untergrunds gibt es zwei Möglichkeiten. Zum Einen lässt sich beim selben Datensatz die Reaktion selektieren, bei der im Vorwärtsspektrometer ein Proton identifiziert wird, da dies ein weitaus wahrscheinlicherer Reaktionskanal ist. Es wird also $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta p(n)$ betrachtet. Da dieser Zerfallskanal wesentlich wahrscheinlicher ist, als die zu untersuchende Reaktion von $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$, gibt es keine Möglichkeit die gemessenen Ereignisse des $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta p(n)$ -Kanal so zu skalieren, dass eine Aussage über den Anteil dieser Reaktion im Untergrund der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Messung getroffen werden kann. Ein deutlicher Vorteil dieser Annahme ist allerdings, dass der Fermi-Impuls des Deuterons jedoch berücksichtigt wird.

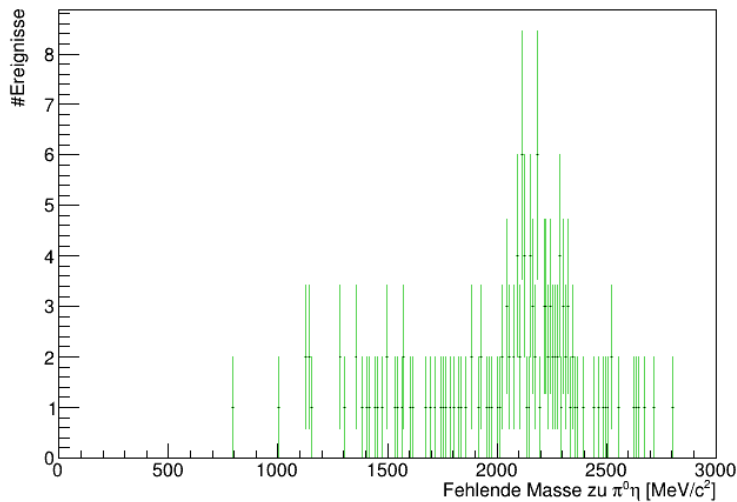


Abbildung 16: Die Projektion der fehlenden Masse von $\pi^0 \eta$ der Untergrundreaktion am Wasserstoff-Target.

Zum Anderen lassen sich auch die realen Daten des Wasserstoff-Targets nehmen und die fehlidentifizierte Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta p(n)$ untersuchen. Hierbei bietet sich der Vorteil, dass durch die Luminositätskorrektur (Abschnitt 3.2.4) ein genaues Verhältnis zwischen der $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta p(n)$ -Untergrundmessung und der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Messung berechnet werden kann. Dazu wird das Integral über beide Photonenflüsse berechnet und so der Skalierungsfaktor zur Anpassung der Daten des Wasserstoff-Targets auf die $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion ermittelt.

Es werden bei der folgenden Betrachtung des Untergrunds die Wasserstoff-Daten verwendet, da dieser damit sehr gut beschrieben werden kann. Die fehlende Masse der Untergrundreaktion mittels Wasserstoff-Target ist in Abbildung 16 dargestellt. Anhand dieser wird im weiteren Verlauf der Untergrund im zu untersuchenden Reaktionskanal $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ identifiziert.

Die Untergrundreaktion der Wasserstoff-Daten wird von den echten Daten des Deuterium-Targets subtrahiert. Aus diesem Grund werden die gemessenen Events in 6 Darstellungen in Abbildung 17 aufgeteilt, welche die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der fehlenden Masse des $\pi^0 \eta$ -Systems veranschaulichen. Es sind die realen Daten, sowie die Wasserstoff-Daten der jeweiligen Reaktionskanäle dargestellt. Die Photonenenergie deckt dabei einen Energiebereich von 800-2000 MeV ab und wird in einer Schrittweite von 200 MeV variiert. Dieser Bereich wird ausgewählt, da sich bereits in Abbildung 14 zeigt, dass dort die meisten Deuteron-Ereignisse am Detektor vorliegen.

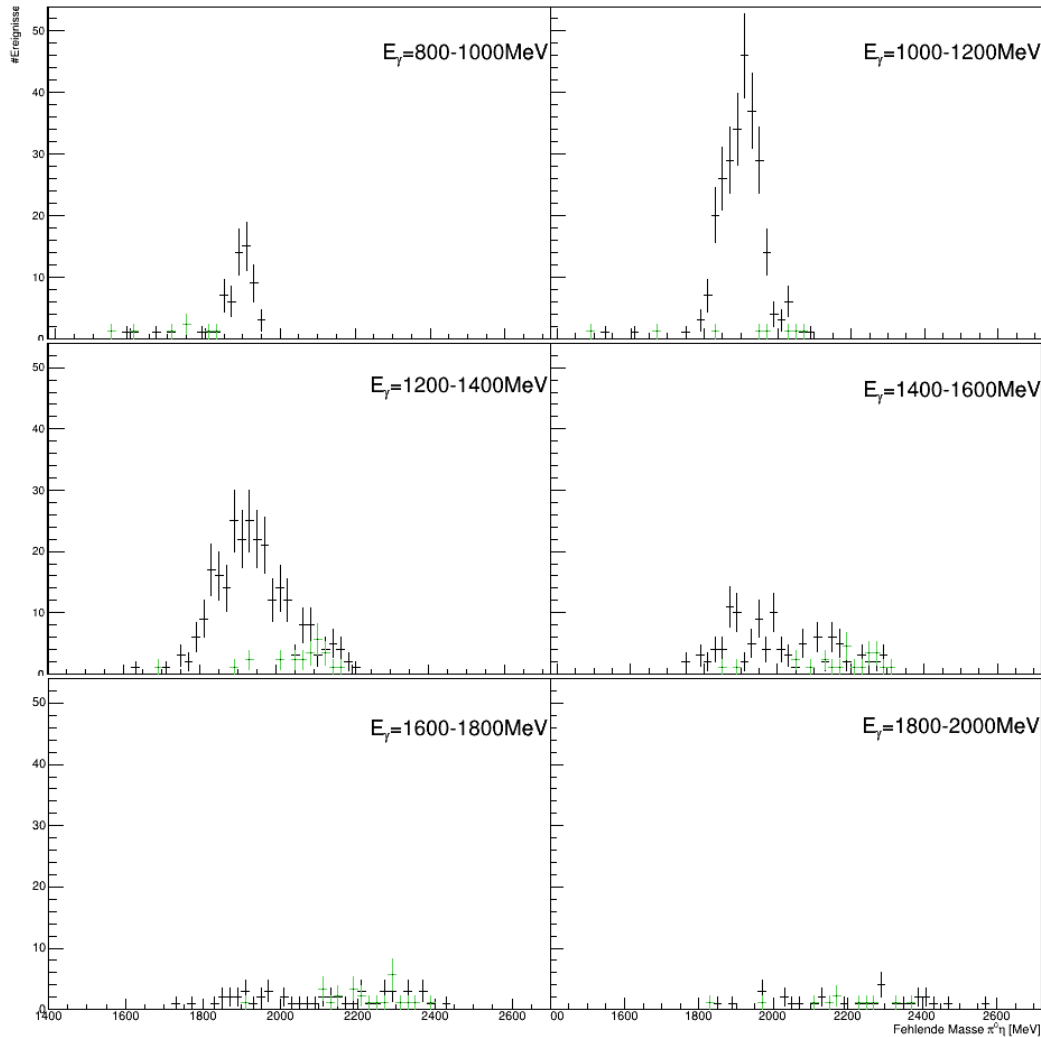


Abbildung 17: Fehlende Masse zu $\pi^0 \eta$ nach der Selektion, wie im Text beschrieben. Der Energiebereich erstreckt sich von 800-2000 MeV in 200 MeV Intervallen. Die schwarzen Punkte sind die echten Daten, die grünen sind der Untergrund der quasi freien Events des Protons. Die Wasserstoff-Daten sind luminositätskorrigiert.

Hier zeigt sich nochmal genauer der verschobene Peak der Untergrundreaktion. Es lässt sich beobachten, dass mit steigendem Energiebereich der Peak der Untergrundreaktion zu höheren Energien verschiebt, während der Peak der fehlenden Masse des Deuterons unverändert bleibt. Auch die Wasserstoff-Daten beschreiben die Events in naher Umgebung des gewünschten Deuteron-Peaks passend, sodass zur Eventbestimmung ebendiese Untergrundreaktion subtrahiert wird. Damit kann in Kapitel 6 anhand der selektierten Events die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts erfolgen.

5.3 Detektionseffizienz

Zuvor wird die Detektionseffizienz anhand der Simulations-Daten für die $\pi^0\eta d$ -Reaktion bestimmt. Diese ist ein essentieller Bestandteil der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Dafür werden die rekonstruierten Daten durch die generierten Daten in der Simulation geteilt. Damit ergibt sich dann in Abbildung 18 die Detektionseffizienz.

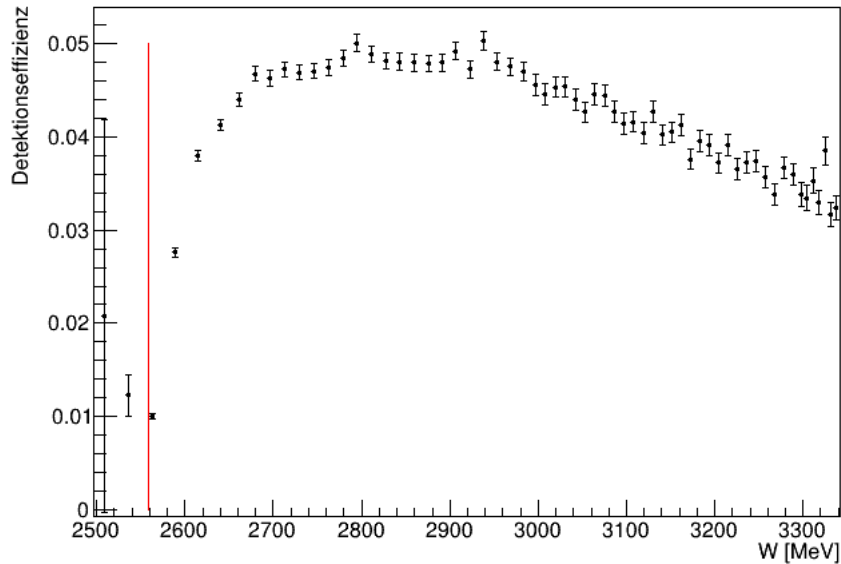


Abbildung 18: Berechnete Detektionseffizienz für den $\pi^0\eta d$ -Kanal mit eingezeichneter Schwelle (vertikale rote Linie), ab der es möglich ist den Endzustand $\pi^0\eta d$ zu rekonstruieren. Die Umrechnung der Photonenenergie-Schwelle von ~ 800 MeV in die Schwelle im Schwerpunktsenergiesystem erfolgt über Formel 6.2.

Die Werte unterhalb der Schwelle können dabei vernachlässigt werden, da diese vermutlich durch äußere Störeinflüsse hervorgerufen werden. Dies spiegelt sich auch in den hohen Fehlerwerten wider. Es zeigt sich, dass ab der gekennzeichneten Schwelle die Detektionseffizienz ansteigt, da hier erst die benötigte Energie für die $\gamma d \rightarrow \pi^0\eta d$ -Reaktion zur Verfügung gestellt wird. Das Maximum der Detektionseffizienz befindet sich knapp über der Schwelle und sinkt wieder mit steigender Photonenenergie. Die Effizienz liegt in einem Bereich von etwa 5 Prozent.

6 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt gibt hier die Wahrscheinlichkeit an, dass das Photon mit dem Deuterium unter einer bestimmten Raumwinkleinheit von $\cos(\Theta)_{CM}^d > 0.8$ so wechselwirkt, dass die gewünschte Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ entsteht. Dabei berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt wie folgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N(\Theta, E_\gamma)}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot \theta \cdot \Omega \cdot \epsilon(\Theta, E_\gamma)} \quad (6.1)$$

- $N(\Theta, E_\gamma)$ Anzahl der Events in Abhängigkeit des Winkels Θ und der Photonenenergie
- $N_\gamma(E_\gamma)$ Photonenfluss in Abhängigkeit der Photonenenergie
- θ Targetflächendichte in $[\mu b^{-1}]$
- Ω Raumwinkel
- $\epsilon(\Theta, E_\gamma)$ Detektionseffizienz

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts werden zunächst die einzelnen Komponenten bestimmt. Die benötigte Detektionseffizienz ist bereits im vorherigen Abschnitt 5.3 ermittelt. Weiter ist für die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Photonenfluss wichtig, wie bereits in Abschnitt 3.2.4 erwähnt. Dieser lässt sich in Abbildung 19 betrachten.

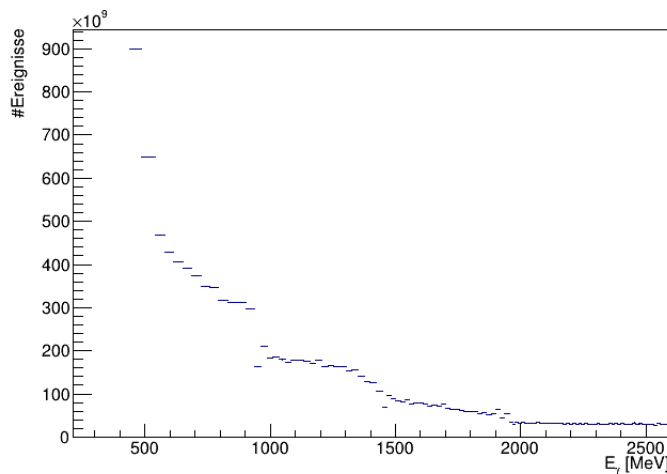


Abbildung 19: Ereignisse des Photonenflusses in Abhängigkeit der Photonenenergie.

Zusätzlich wird für die Ermittlung von $N(\Theta, E_\gamma)$ zunächst der Untergrund aus den Wasserstoff-Daten abgezogen. Da es hier zu negativen Events in der Berechnung kommt, werden diese für die weitere Ermittlung des differentiellen Wirkungsquerschnitts vernachlässigt. Sind die einzelnen Komponenten der Formel 6.1 ermittelt, kann der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 20 zu sehen. Hier ist der differentielle Wirkungsquerschnitt gegen das Schwerpunktsystem W aufgetragen. Dabei ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Photonenenergie und dem Schwerpunktsystem [2]:

$$W^2 = m_d^2 + 2E_\gamma m_d \quad (6.2)$$

Dabei beschreibt m_d die Deuteronen-Masse.

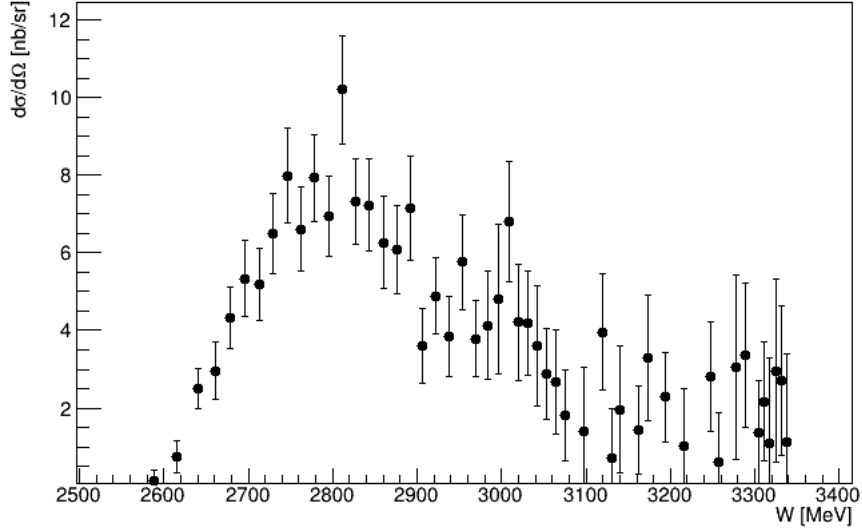


Abbildung 20: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion in Abhängigkeit des Schwerpunktsystems für $\cos(\Theta)_{CM}^d > 0.8$.

Die Abbildung 20 zeigt, dass erst ab der Schwelle von ~ 2558 MeV vermehrt Events existieren, was mit vorherigen Darstellungen übereinstimmt. Ein Maximum des differentiellen Wirkungsquerschnitts liegt in einem Bereich von 10 nb/sr, welches sich im Schwerpunktsystem bei ~ 2800 MeV befindet. Bei höheren Energien nimmt der Wirkungsquerschnitt wieder ab, was aufgrund der damit einhergehenden höheren Photonenenergien zu erwarten ist. Diese wiederum führen zu mehr quasi-freien Zusammenstößen, die weniger intakte Deuteronen im Endzustand zur Folge haben.

Zur weiteren Analyse wird ebenfalls der Wirkungsquerschnitt für einzelne Winkelbereiche von $0.8 \leq \cos(\Theta)_{CM}^d \leq 1.0$ in einer Schrittweite von 0.05 berechnet, um eine mögliche Abhängigkeit des $\cos(\Theta)_{CM}^d$ zu beobachten. Eine Darstellung der verschiedenen Winkelbereiche ist in Abbildung 21 dargestellt. Allerdings können die einzelnen Graphen kaum voneinander unterschieden werden. Aus diesem Grund kann keine relevante Aussage über das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Bezug auf den Raumwinkel getroffen werden. Zusätzlich wird die Schrittweite um einen Faktor 2 variiert, um zu überprüfen, ob sich ein Trend bei größeren Schrittweiten bemerkbar macht. Dies kann allerdings nicht beobachtet werden (vergleiche Abbildung 28 im Anhang).

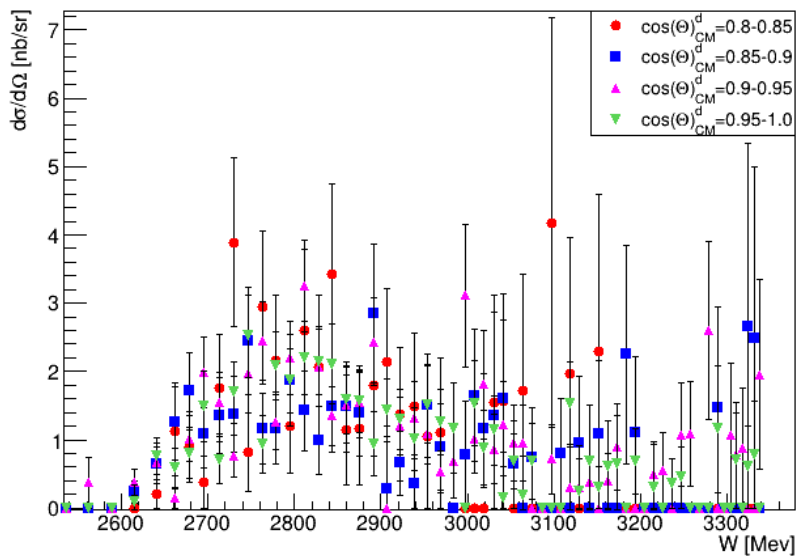


Abbildung 21: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion in Abhängigkeit des Schwerpunktsystems für variierte $\cos(\Theta)_{CM}^d$.

7 Diskussion der Ergebnisse

7.1 Vergleich mit vorhandenen Daten

Es wird ein Vergleich der Ergebnisse mit bereits vorhandenen Erkenntnissen über den Reaktionskanal $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ getätigt. Dabei kann keine direkte Gegenüberstellung mit bereits gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten durchgeführt werden. Dies liegt daran, dass nach heutigem Stand keine Publikation mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion vorliegt. Aus diesem Grund wird auf den Schwester-Kanal von $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ ausgewichen, welcher bereits im Kapitel 2 beschrieben wird. Eine Gegenüberstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts des Schwester-Kanals von $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ und des zu untersuchenden Kanals von $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ ist in Abbildung 22 angeführt.

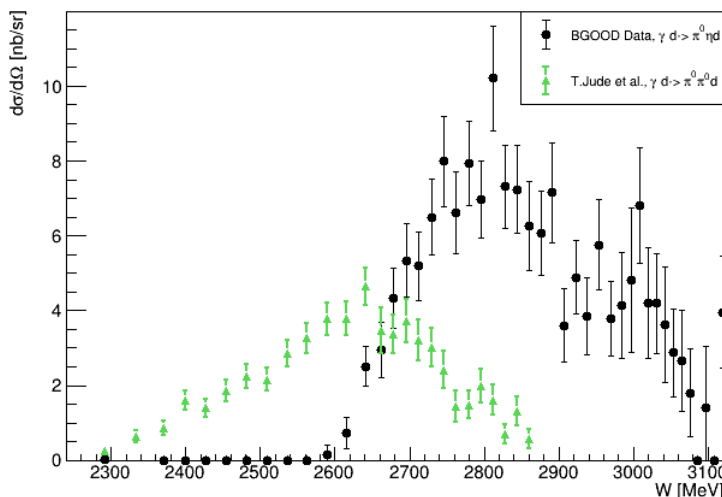


Abbildung 22: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. In grün wird der differentielle Wirkungsquerschnitt des Schwester-Kanals von $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ nach [8] aufgetragen und in schwarz wird die Messung des zu untersuchenden Kanals von $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ dargestellt.

Bei der Betrachtung von Abbildung 22 der beiden Kanäle zeigt sich direkt, dass sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der gleichen Größenordnung befinden. Dies bekräftigt die Aussage, dass beide Reaktionen vergleichbar ablaufen und sich die Dibaryonen-Hypothese gemäß [8] auch auf den $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Kanal anwenden ließe.

Weiter kann der totale Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion des ELPH-Kollaboratorium zum Vergleich genutzt werden. Der hier gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt deckt allerdings nur einen Winkelbereich von $\cos(\Theta)_{CM}^d > 0.8$ ab. Um diesen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt von [7] vergleichen zu können, muss ausgehend von dem differentiellen Wirkungsquerschnitt eine Extrapolation auf den unbekanntem Winkelbereich durchgeführt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich dabei aus der Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den gesamten Raumwinkel zusammen. Daraus folgt

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad (7.1)$$

mit

$$d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin(\Theta) d\phi d\Theta. \quad (7.2)$$

Unter Annahme von Azimutalsymmetrie vereinfacht sich die Integration des Raumwinkels zu

$$d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \sin(\Theta)d\Theta \quad (7.3)$$

Um die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von Θ zu diskutieren, ist dieser bereits in Abbildung 21 für verschiedene Winkelintervalle aufgetragen. Dabei kann allerdings kein klarer Trend festgestellt werden.

Da die Messdaten für $\cos(\Theta)_{CM}^d = 0.8$ nicht auf Null gehen, kann die naive Annahme dass der differentielle Wirkungsquerschnitt im Winkelintervall von $-1 \leq \cos(\Theta)_{CM}^d \leq 0,8$ Null ist, nicht getroffen werden. Der Extremfall, dass also der differentielle Wirkungsquerschnitt dem totalen gleich und der Faktor des Raumwinkels 1 entspricht, kann ausgeschlossen werden.

Würde der differentielle Wirkungsquerschnitt sich im unbekanntem Winkelbereich nicht ändern, also konstant bleiben, würde der Faktor des Raumwinkels 4π betragen. Dieser Extremfall ist ausgehend von der Betrachtung in Abbildung 21 ebenfalls als unwahrscheinlich einzustufen.

Eine realistische Erwartung wäre, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt eine abflachende Verteilung annimmt und somit im Winkelintervall $-1 \leq \cos(\theta) \leq 0,8$ stetig abnimmt bis er auf 0 fällt. Dies würde bedeuten, dass der Raumwinkelfaktor zwischen 2π und 4π liege. Allerdings kann im Rahmen dieser Bachelorarbeit keine präzisere Analyse getätigt werden. Wird nun also angenommen, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt durch Anwendung eines Formfaktors zwischen 2π und 4π in den totalen Wirkungsquerschnitt überführt werden kann, stimmen die Größenordnungen der BGOOD-Daten mit denen von [7] in guter Näherung überein (vergleiche Abbildung 23).

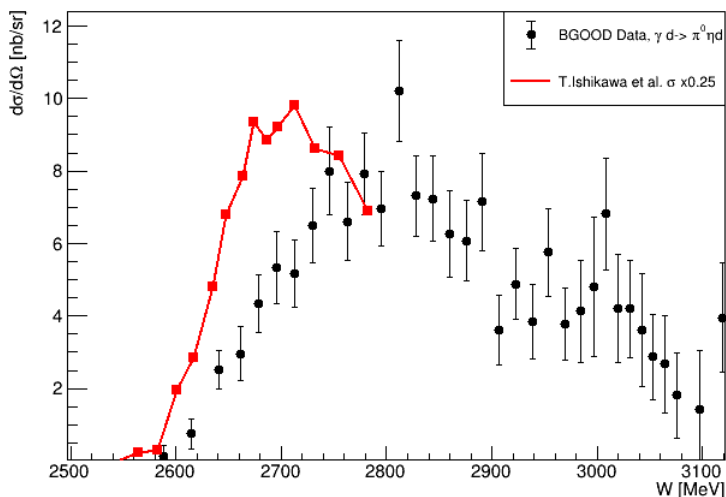


Abbildung 23: Differentieller Wirkungsquerschnitt von $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ im Vergleich mit dem totalen Wirkungsquerschnitt aus [7] in rot dargestellt. Der totale Wirkungsquerschnitt wurde mit einem Faktor von 0.25 skaliert.

Im Verlauf der Analyse ist allerdings aufgefallen, dass die Wahl des η -Massenbereichs in den realen Daten einen offensichtlichen Untergrund-Peak (Abbildung 24 c)) beinhaltet, der durch einen veränderten Schnitt erheblich reduziert werden kann. Es folgt eine Analyse und ein Vergleich zweier Massenbereiche, um zu kontrollieren, wie weit dieser Untergrund durch die Identifikation des Reaktionskanals extrahiert werden kann und welche Auswirkungen dies auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt hat.

7.2 Vergleich zwei verschiedener η -Massenbereiche

Es wird der Massenbereich variiert, um den Einfluss des gewählten Intervalls auf die Daten zu untersuchen und zu diskutieren. Dafür werden die durchgeführten Analyse-Schritte für einen weiteren Massenbereich erneut getätigt und verglichen. Es wird für den Vergleich zum Einen der bereits verwendete Massenbereich für das η von 400-600 MeV/ c^2 verwendet. Zum Anderen wird für den Vergleich ein schmaler gewählter Massenbereich von 500-600 MeV/ c^2 hinzugezogen.

Folgt als Erstes die Teilchenidentifikation, zeigt sich Abbildung 24 für die Selektion der η -Teilchen. Dabei sind die invarianten Massen des Photonpaares des Etas für beide Massenbereiche, sowohl für Simulation als auch reale Daten, dargestellt.

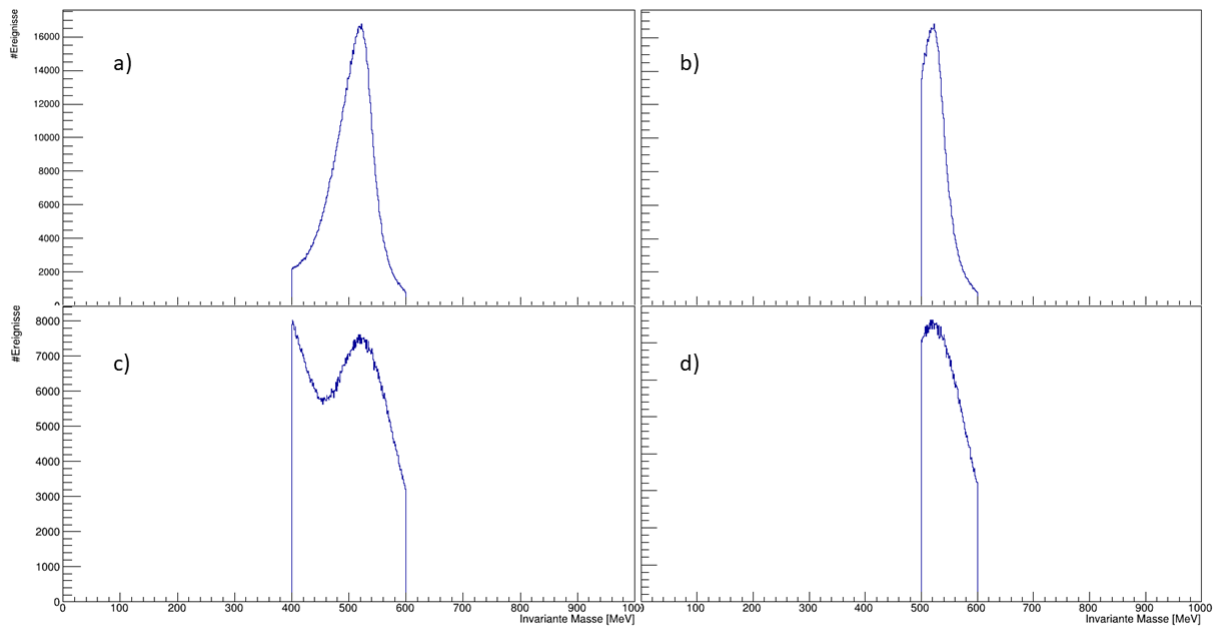


Abbildung 24: Invariante Masse der 2 Photonen, die als mögliche η -Kandidaten gelten. Dabei ist bei a) die Simulation für einen Bereich von 400-600 MeV/c^2 b) die Simulation für einen Bereich von 500-600 MeV/c^2 c) die realen Daten für einen Bereich von 400-600 MeV/c^2 und d) die realen Daten für einen Bereich von 500-600 MeV/c^2 .

In Abbildung 24c) ist ein offensichtlicher 2. Peak mit Untergrund in den realen Daten des 400-600 MeV/c^2 Massenbereichs zu sehen. Der Vergleich mit d) zeigt, dass durch den schmaleren Schnitt die Ereignisse der falschidentifizierten η -Teilchen abnehmen.

Es folgt die Betrachtung der fehlenden Masse des $\pi^0\eta$ -Systems, wie in Abschnitt 5.1 bereits beschrieben. Wird zusätzlich der Untergrund (Abschnitt 5.2) abgezogen, lassen sich jeweils die selektierten Events der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0\eta d$ in Abbildung 25 anführen. Der Untergrund kann in beiden Bereichen gleichermaßen extrahiert werden.

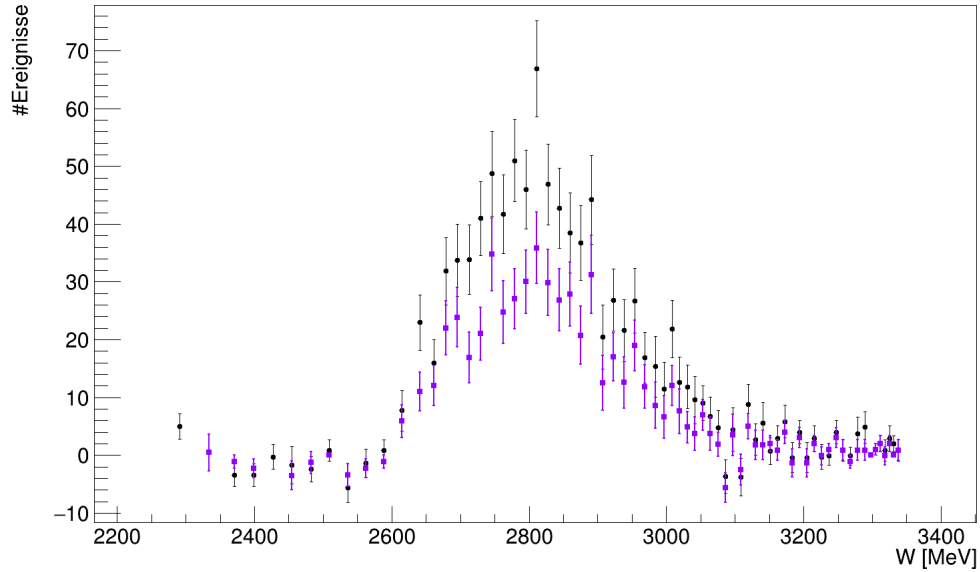


Abbildung 25: Selektierte Events zur $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ Reaktion. Fehlende Masse mit subtrahiertem Untergrund aus den Daten des quasi-freien Protons. Die schwarzen Datenpunkte gehören zu dem Bereich von $400\text{-}600 \text{ MeV}/c^2$ und die violetten Datenpunkten sind der schmalere Bereich von $500\text{-}600 \text{ MeV}/c^2$.

Die Anzahl der Events des eigentlichen Signals werden durch einen kleineren Massenbereich ebenfalls geringer, da weniger Events des gewünschten Kanals generiert werden. Eine weitere Folge ist eine niedrigere Detektionseffizienz. Dies stimmt in den Daten ebenfalls mit der Erwartung überein.

Wichtiger ist es aber einen Vergleich mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt durchzuführen, um eine Aussage über Abweichungen zu tätigen. Sollte die Untergrund-Identifikation und Subtraktion korrekt durchgeführt sein, dürfte sich der differentielle Wirkungsquerschnitt auch nicht ändern. Betrachtet man beide differentielle Wirkungsquerschnitte in Abbildung 26, kann ausgesagt werden, dass diese in guter Näherung übereinstimmen.

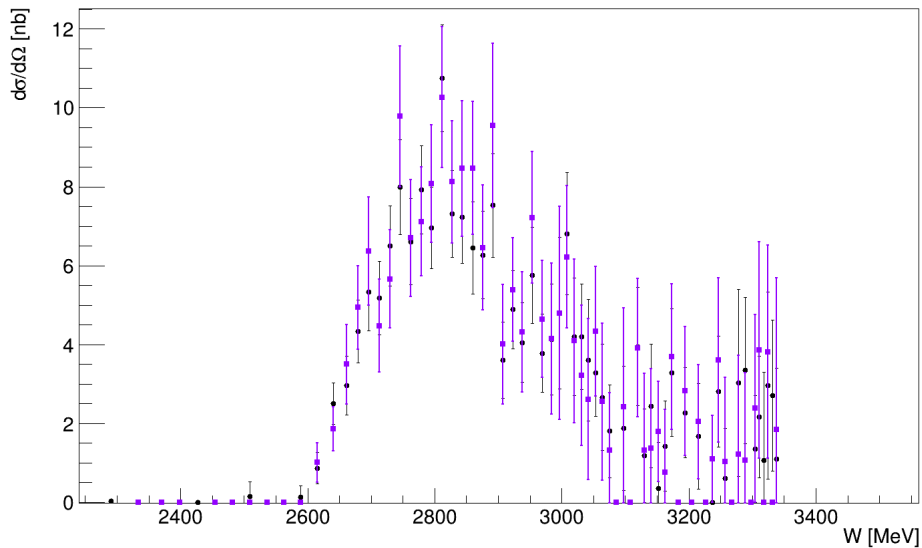


Abbildung 26: Der differentielle Wirkungsquerschnitt beider Massenbereiche in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. Die schwarzen Datenpunkte gehören zu dem Bereich von $400\text{-}600 \text{ MeV}/c^2$ und die violetten Datenpunkten sind der schmalere Bereich von $500\text{-}600 \text{ MeV}/c^2$.

Um eine genauere Aussage über die tatsächliche Abweichung beider Wirkungsquerschnitte zu treffen, wird der prozentuale Anteil der Differenz in Abbildung 27 aufgetragen.

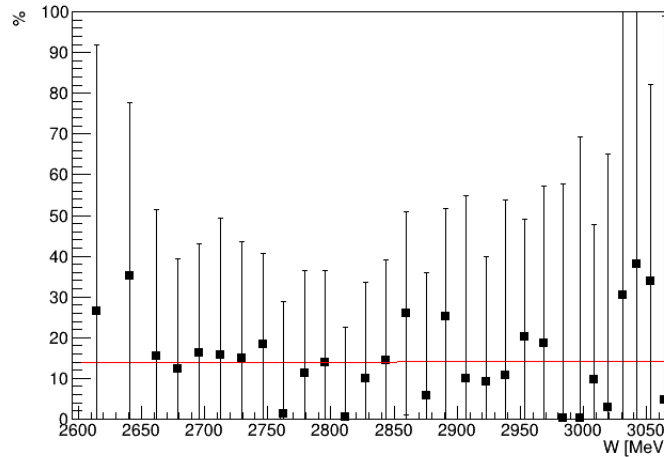


Abbildung 27: Der prozentuale Anteil der Abweichung des Datensatz A_2 vom Datensatz A_1 . Die schwarzen Datenpunkte sind die ermittelten Abweichungen gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen und die rote Linie beschreibt die lineare Anpassung.

Dabei steht A_1 für den Datensatz des 400-600 MeV/ c^2 und A_2 für das 500-600 MeV/ c^2 Intervall. Die Abweichung wird über die folgende Formel ermittelt:

$$r = \frac{|A_1 - A_2|}{A_2} \cdot 100 \quad (7.4)$$

Der Fehler wurde hierbei mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung berechnet. An die Werte wird eine lineare Funktion angepasst. Die dabei ermittelte Funktion lautet:

$$f(W) = (0.00105 \pm 0.00207)\%/\text{MeV} \cdot W + (11.043 \pm 5.851)\% \quad (7.5)$$

Der χ^2 -Wert beträgt 1.96. Anhand der Steigung von nahe 0 kann festgestellt werden, dass die Abweichungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte abhängig von der Energie des Schwerpunktsystems keinen großen Schwankungen unterliegen. Im Durchschnitt kann die Abweichung durch den Achsenabschnitt von $(11.043 \pm 5.851)\%$ beschrieben werden. Dies kann als Abschätzung eines systematischen Fehlers genutzt werden, der berücksichtigt, wie sich die Analyse abhängig von der Wahl des η -Massenintervalls für die Identifikation der Teilchen ändert. Die großen Fehlerwerte der Abweichung gehen durch die großen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte selbst einher.

Es zeigt sich also, dass die Methoden zur Identifikation des Reaktionskanals und zur Eliminierung des Untergrunds, sich ebenfalls mit veränderten Massenbereichen anwenden lassen.

8 Fazit

Sinn der Arbeit war es in erster Linie einen genaueren Einblick in den Reaktionskanal $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ zu erlangen und zu untersuchen, ob sich ein signifikantes Signal extrahieren lässt und es interessante Ergebnisse gibt, die präzisere Analysen motivieren.

Anhand der Teilchenidentifikation (Kapitel 4) ließen sich das π^0 , η und d -Teilchen selektieren. Damit konnte anschließend der Reaktionskanal $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ im Detail identifiziert werden (Kapitel 5). Dabei zeigte sich bereits ein erhöhtes Aufkommen an Deuteronen im Vorwärtsspektrometer (Abbildung 15), was erste Hinweise auf einen komplexeren Zusammenstoß, anstatt eines einstufigen Impulsübertrags nach Fix und Ahrenhövel [6], lieferte. Die Extraktion des Untergrunds erfolgte mit einem Datensatz des Wasserstoff-Targets (Abschnitt 5.2) mittels der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta p(n)$. Diese konnte in guter Näherung das gesuchte Signal extrahieren, sodass keine weiteren Untergrundreaktionen hinzugezogen werden mussten. Die Detektionseffizienz (Abschnitt 5.3) befindet sich in einem Bereich von 5%, was als realistisch angesehen werden kann, unter der Berücksichtigung, dass hier das vorwärtslaufende Deuteron verlangt wird.

Die darauf folgende Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts (Kapitel 6) konnte Werte im Bereich bis zu 10 nb/sr liefern, was entgegen der Erwartung eines simplen kohärenten Impulsübertrags ist. Die Betrachtung einzelner Winkelbereiche (Abbildung 21) offenbarte, dass sich kein klarer Trend bezüglich der Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Reaktion erkennen lies. Dadurch kann keine präzise Aussage über das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts getroffen werden, da sich eine Extrapolation als schwierig herausstellte.

Der Vergleich mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ -Reaktion von [8] wies gleiche Größenordnungen auf. Dies stärkt ebenfalls die Vermutung für Dibaryonen-Zustände in diesem Reaktionskanal. Auch eine näherungsweise durchgeführte Extrapolation auf den totalen Wirkungsquerschnitt des $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ -Kanals deckt sich bezüglich der Größenordnung mit dem ermittelten totalen Wirkungsquerschnitt nach [7] (Abschnitt 7.1). Ein Vergleich der Analyse von unterschiedlichen Massenbereichen zur η -Identifikation (Abschnitt 7.2) konnte eine Abschätzung des systematischen Fehlers von $(11.043 \pm 5.851)\%$ liefern. Dies zeigt zumindest, dass der Massenbereich und die Eliminierung des Untergrunds nicht willkürlich gewählt sind, sondern sich auch auf andere Selektionskriterien anwenden lassen.

Es konnte in dieser Arbeit also gezeigt werden, dass es sich bei der hier untersuchten Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ auch (vergleiche Schwerster-Kanal [8]) um keinen einfachen Impulsübertrag handeln kann, da sich die Beobachtungen in dieser Analyse nicht mit konventionellen Modellen erklären lassen. Somit können mögliche Dibaryonen-Zustände und sequentielle Zerfälle eine Erklärung der Beobachtungen darstellen, was allerdings noch weitere Forschung in Reaktionen der Photoproduktion benötigt.

9 Anhang

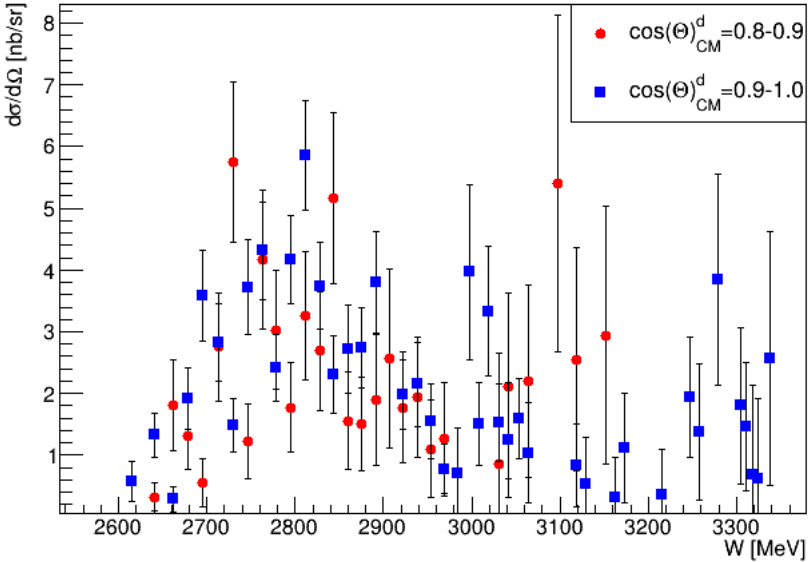


Abbildung 28: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Schwerpunktsystems für $\cos(\Theta) > 0.8$

Literatur

- [1] S. Alef et al. „The BGOOD experimental setup at ELSA“. In: *The European Physical Journal A* 56 (2020). URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00107-x>.
- [2] Dr. T.Jude Private Kommunikation. 2022.
- [3] Freeman J. Dyson und Nguyen-Huu Xuong. „ $Y = 2$ States in $Su(6)$ Theory“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 815–817. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.815>.
- [4] M. Egorov und A. Fix. „Coherent $\pi^0\pi^0$ photoproduction on lightest nuclei“. In: *Nuclear Physics A* 933 (2015), S. 104–113. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2014.10.002>.
- [5] *Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) Website*. aufgerufen am 02.01.2022. URL: <https://www-elsa.physik.uni-bonn.de/elsa.html>.
- [6] A. Fix und H. Arenhövel. „Double-pion photoproduction on nucleon and deuteron“. In: *The European Physical Journal A* 25 (2005), S. 115–135. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2005-10067-5>.
- [7] T. Ishikawa et al. „Non-strange dibaryons studied in the $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^0 d$ reaction“. In: *Phys. Lett. B* (2019), S. 413–418. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2018.12.050>.
- [8] T. C. Jude et al. *Evidence of a dibaryon spectrum in coherent $\pi^0\pi^0 d$ photoproduction at forward deuteron angle*. 2022. arXiv: 2202.08594 [nucl-ex].
- [9] Georg Schleuchin. *$\Lambda(1405)$ photoproduction with the BGO-OD experiment*. aufgerufen am 02.01.2022. URL: <https://bonndoc.ulb.uni-bonn.de/xmlui/bitstream/handle/20.500.11811/8373/5846.pdf?sequence=4&isAllowed=y>.
- [10] P.A. Zyla et al. „Particle Data Group“. In: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 083C01 (2020). URL: <https://academic.oup.com/ptep/article/2020/8/083C01/5891211>.