

Freie und quasifreie Photoproduktion von η -Mesonen am Proton

Nadia Reinartz

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

Oktober 2020

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

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
2. Gutachter: Dr. Daniel Elsner

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei Prof. Dr. Hartmut Schmieden für die Möglichkeit zu dieser Bachelorarbeit bedanken. Ein großes Dankeschön möchte ich auch der gesamten BGOOD Arbeitsgruppe aussprechen, trotz der ungewöhnlichen Situation war viel Austausch möglich und immer jemand erreichbar. Ein ganz besonderer Dank gilt Katrin Kohl, die mir nicht nur mit viel Geduld das Programmieren näher gebracht hat, sondern sich auch viel Zeit genommen hat, den schriftlichen Teil dieser Bachelorarbeit zu begleiten. Außerdem möchte ich mich bei Georg Scheluchin bedanken, der zu fast jeder Tages- und Nachtzeit erreichbar war, um bei der Identifikation und Lösung von Problemen zu helfen. Ein Dankeschön möchte ich an dieser Stelle auch Herrn Elsner für die Korrektur dieser Bachelorarbeit aussprechen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Photoproduktion am Deuteriumtarget	3
3	Das BGOOD Experiment	5
3.1	ELSA	5
3.2	BGOOD	5
3.2.1	Photonenerzeugung	5
3.2.2	Zentraler Detektor	6
3.2.3	Vorwärtsspektrometer	7
4	Fermibewegung	9
5	η-Photoproduktion	11
5.1	Rekonstruktion und Identifikation von η -Mesonen	12
6	Wirkungsquerschnitt	15
6.1	Vorgehensweise	15
6.2	Umrechnung in das Massenschwerpunktsystem	15
6.3	Vergleich der Wirkungsquerschnitte	16
6.3.1	Mögliche Fehlerquellen	19
7	Fazit	21
	Literatur	23
A	Anhang	25
	Abbildungsverzeichnis	27

Einleitung

Die Physik ist eine weit gefächerte Wissenschaft. Ihr Ziel ist es, die grundlegenden Phänomene der Natur zu verstehen und in Modellen zu beschreiben. Dies gilt in allen Teilbereichen der Physik, sei es Isaac Newton mit den drei Grundgesetzen der Mechanik oder Albert Einstein mit der Relativitätstheorie. Auch heute werden immer wieder Modelle und Theorien gesucht, mit denen verschiedenste Phänomene erklärt werden sollen. Diese Modelle werden ständig überprüft und überdacht.

Eines dieser Modelle ist das Standardmodell der Teilchen. In diesem Modell werden die fundamentalen Teilchen der Materie und deren Wechselwirkungen beschrieben. Eine Art von diesen Teilchen sind Quarks, aus welchen Hadronen aufgebaut sind. Hadronen bestehen entweder aus einem Quark und einem Anti-Quark (Mesonen) oder aus drei Quarks verschiedener Farbladung (Baryonen). Hadronen werden von der starken Wechselwirkung zusammen gehalten. Die wohl bekanntesten Hadronen sind das Neutron und das Proton, sie zählen aufgrund ihrer Zusammensetzung aus je drei Quarks zu den Baryonen. Hadronen und Atome haben teils ähnliche Eigenschaften, so können beispielsweise beide angeregt werden und beim Zerfall dieser Zustände Teilchen, wie etwa Photonen, emittieren. Die Anregung von Hadronen ist zum Beispiel mit der Hilfe von hoch energetischen Photonen (in einer Größenordnung von mehreren GeV) möglich.

Um den Aufbau der Materie besser zu verstehen, werden Hadronen angeregt und ihre Zerfallsprodukte detektiert und analysiert. Dies geschieht zum Beispiel am BGOOD-Experiment in Bonn. Dort interagieren Photonen mit einem Target¹ aus flüssigem Wasserstoff bzw. flüssigem Deuterium.

Da Neutronen und Protonen aus unterschiedlichen Quarks aufgebaut sind, ist zu erwarten, dass die Wechselwirkung von Photonen und diesen Baryonen unterschiedliche Ergebnisse liefern. Dies liegt an möglichen Iso-Spin Abhängigkeiten [1]. Deswegen ist es sinnvoll Wirkungsquerschnitte sowohl am Proton als auch am Neutron aufzunehmen. Da es nicht möglich Targets ausschließlich aus Neutronen (ausreichender Dichte) herzustellen (vergleiche Kapitel 2), wird für die Beobachtung von Wechselwirkungen am Neutron oft ein Deuteriumtarget genutzt, von dem bei der Auswertung ein Proton-Anteil abgezogen wird. Allerdings muss dabei beachtet werden, dass die Nukleonen im Deuteriumkern einer Fermibewegung (vergleiche Kapitel 4) folgen, während sich ein Proton im Wasserstoffkern, betrachtet aus dem Laborsystem, in Ruhe befindet. Um Daten, welche mit einem reinen Protonentarget gemessen wurden, mit solchen, die mit dem Deuterium aufgenommenen wurden, zu vergleichen, können erstere künstlich verschmiert werden, um die Fermibewegung des Protons im Deuteriumkern nachzuahmen.

¹ engl. für Ziel

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es nun die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ aufgenommen am freien und am quasifreien Proton zu vergleichen. Außerdem sollen die Daten, die am freien Proton aufgenommen wurden, künstlich verschmiert werden und das Ergebnis mit den am Proton des Deuterium aufgenommenen Daten verglichen werden.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: Zunächst wird in Kapitel 2 auf die Vor- und Nachteile der Photoproduktion am Deuterium eingegangen. In Kapitel 3 ist der Aufbau des BGOOD-Experiments dargestellt. Anschließend wird in Kapitel 4 der theoretische Hintergrund der Fermi-Bewegung erläutert. Im Kapitel 5 wird die η -Photoproduktion zunächst grundsätzlich betrachtet und anschließend erläutert, wie η -Mesonen aus den am BGOOD aufgenommen Daten rekonstruiert wurden. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ für freie und quasifreie Produktion dargestellt und verglichen.

Photoproduktion am Deuteriumtarget

Für viele Untersuchungen im Bereich der Kern- und Hadronenphysik ist es essenziell, neben Protontargets auch Daten an Neutrontargets zu nehmen. Bei der Analyse der Photoproduktion an Neutrontargets treten Effekte auf, welche bei einem Protontarget nicht auftreten (vergleiche [1]). Optimal wäre es, mit freien Neutron- und Protontargets zu arbeiten und an diesen Daten zu nehmen. Freie Neutrontargets existieren allerdings nicht, da freie Neutronen eine sehr geringe Lebensdauer haben ($\tau \approx 880 \text{ s}$ [2] im Vergleich zu Protonen $\tau \approx 10 \cdot 10^{31} \text{ a} - 10 \cdot 10^{33} \text{ a}$ [2]). Es ist nicht möglich ein freies Neutrontarget mit einer Dichte herzustellen, welche für diese Art von Experimenten nötig ist. Es muss dementsprechend ein quasifreies, also ein in einem Kern gebundenes, Neutron genutzt werden. Dabei tritt nun ein Faktor auf, der die Messung erschwert:

- Während der gesamte Atomkern in Ruhe ist, befinden sich seine Bestandteile in Bewegung. Bei einer Reaktion mit einem der Hadronen kann dementsprechend nicht mehr von einem ruhenden Target ausgegangen werden. Dies ist der Fall, da Atomkerne nur einen kleinen Radius haben, aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation ist dadurch eine genaue Bestimmung der Impulse der Teilchen nicht möglich.

Als Alternative zum (nicht realisierbaren) freien Neutrontarget bietet sich ein Deuteriumtarget an. Die Nutzung des Deuteriumkerns hat gleich mehrere Vorteile im Vergleich zu anderen Atomkernen:

- Der Deuteriumkern hat eine relativ geringe Bindungsenergie $E_B = 2,22 \text{ MeV}$ [3], also eine Bindungsenergie von $E_{B/A} = 1,11 \text{ MeV}$ [4] pro Nukleon, wobei A der Anzahl der Nukleonen entspricht. Im Vergleich zu einem Helium-Kern (${}^4_2\text{He}$) der eine Bindungsenergie von $E_B = 29,29 \text{ MeV}$ [4] also einer Bindungsenergie von $E_{B/A} = 7,07 \text{ MeV}$ [4] pro Nukleon besitzt. Da die Bindungsenergie in direktem Zusammenhang mit dem Impuls der Teilchen steht (vergleiche Kapitel 4), bedeutet eine niedrige Bindungsenergie auch einen niedrigen Impuls.
- Im Kern des Deuteriums befinden sich genau ein Proton und ein Neutron. Wenn es möglich ist, die Reaktionen am Proton gut zu verstehen und auf den Impuls des Protons zu schließen, kann automatisch auf den Impuls des Neutrons geschlossen werden. Da es sich um ein Zweiteilchensystem handelt und der Kern insgesamt in Ruhe ist, müssen die Impulse von Neutron und Proton gleich groß und entgegengesetzt sein.

In dieser Arbeit wird die Photoproduktion von η -Mesonen im Vergleich zwischen einem Wasserstoff- und einem Deuteriumtarget betrachtet. Die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ wird dabei gewählt, da diese gut

bekannt und verstanden ist. Ziel ist es, die Daten vom freien und quasifreien Proton zu vergleichen. Zusätzlich sollen die freien Daten künstlich verschmiert werden und ein Vergleich zwischen dieser künstlichen Verschmierung und den quasifreien Daten gezogen werden. Damit soll abgeschätzt werden, ob es sinnvoll ist, für die Betrachtung von quasifreien Neutrondaten die künstlich verschmierten Protondaten von den Deuteriumdaten abzuziehen.

Es soll zunächst ein Blick auf das BGOOD-Experiment geworfen werden.

Das BGOOD Experiment

Der Elektronenbeschleuniger ELSA der Universität Bonn versorgt das BGOOD-Experiment mit hochenergetischen Elektronen. Das BGOOD-Experiment dient zur Erforschung von Strukturen und Prozessen bei der Photoproduktion von Mesonen. Die Besonderheit dieses Experiments ist die einmalige Kombination von einem Zentralen Detektor der einen Winkelbereich von $\theta = 25^\circ - 155^\circ$ und $\phi = 360^\circ$ umschließt und einem zusätzlichen Detektor in Vorwärtsrichtung, mit welchem geladene Teilchen identifiziert werden können.

3.1 ELSA

ELSA (**E**lektronen **S**tretcher **A**nlage) ist ein Elektronenbeschleuniger, welcher in 3 Stufen aufgebaut ist. In der ersten Stufe werden Elektronen mit einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt. Anschließend folgt ein Boostersynchrotron, die Elektronen aus dem Linearbeschleuniger werden hier auf eine Energie von meist 1,2 GeV (möglich wären 1,6 GeV) beschleunigt. Wenn die Elektronen hinreichend beschleunigt sind, werden sie in den Stretcher-Ring geleitet. In diesem werden die Elektronen auf eine Energie von bis zu 3,2 GeV beschleunigt bevor sie zu einem der Experimente extrahiert werden. [5]

3.2 BGOOD

Der Aufbau des BGOOD Experiments kann grob in drei Teile aufgeteilt werden. Zunächst den, in Strahlrichtung gesehen, vordersten Teil, in welchem aus den extrahierten Elektronen von ELSA Photonen erzeugt werden. Anschließend folgt der zentrale Detektor, in welchem sich auch das Target befindet. Schließlich folgt das Vorwärtsspektrometer (engl. forward spektrometer, kurz **FS**) mit einem starken magnetischen Dipol. Ein graphische Darstellung des Aufbaus ist in [Abbildung 3.1](#) zu sehen. Der Name BGOOD setzt sich zusammen aus dem Material der Szintillationskristalle im Zentralen Detektor $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ und dem offenen Dipol Magneten (engl. **O**pen **D**ipole, kurz **OD**) im Vorwärtsspektrometer. [6]

3.2.1 Photonenerzeugung

Die aus ELSA extrahierten Elektronen treffen auf einen Radiator, dort erzeugen sie hochenergetische Photonen durch Bremsstrahlung. Anschließend durchlaufen die erzeugten Photonen und die

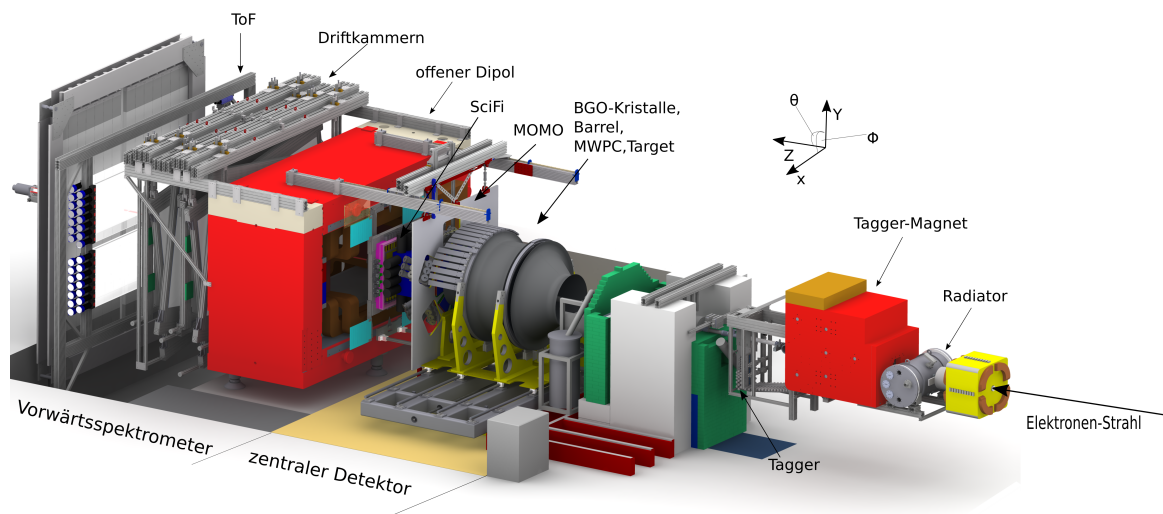


Abbildung 3.1: Aufbau des BGOOD-Experiments

abgebremsten Elektronen ein Magnetfeld. Durch die Lorentzkraft werden die Elektronen abgelenkt und treffen auf einen der 120 Szintillatoren im sogenannten Tagger¹. Dadurch kann die Bahn der Elektronen nachvollzogen werden und auf ihre Energie geschlossen werden. Da die Strahlenergie bekannt ist, kann so die Energie der erzeugten Photonen berechnet werden. [6]

3.2.2 Zentraler Detektor

In der Mitte des Zentralen Detektors treffen die erzeugten Photonen auf ein Target. Dieses ist austauschbar und besteht beispielsweise aus flüssigem Wasserstoff oder aus flüssigem Deuterium. Das Target ist umschlossen von einer Vieldrahtproportionalkammer (engl. **Multi-Wire Proportional Chamber**, kurz **MWPC**), in dieser können die Flugbahnen von ionisierenden Teilchen rekonstruiert werden. Anschließend folgt das sogenannte Barrel, dies besteht aus 32 zylindrisch angeordneten Plastikszintillatoren und dient der Unterscheidung zwischen geladenen und neutralen Teilchen. Schließlich folgt ein elektromagnetisches Kalorimeter aus 480 Bismutgermanat-Szintillations-Kristallen, die einen Winkelbereich von $\theta = 25^\circ - 155^\circ$ und $\phi = 360^\circ$ umschließen. In diesem Kalorimeter werden die Teilchen vollkommen abgebremst und die deponierte Energie wird gemessen. [6]

¹ engl. to tag: markieren

3.2.3 Vorwärtsspektrometer

Hinter dem BGO-Ball, in einem Winkelbereich von $\theta \leq 11^\circ$, befinden sich zwei Szintillations-Faser-Detektoren (**MOMO** und **SciFi**), in diesen kann je die Position des ionisierenden Teilchens bestimmt werden. MOMO und SciFi liegen hintereinander und ermöglichen so die Rekonstruktion der Spur der Teilchen. Nach den beiden Detektoren folgt der namensgebende offene Dipol-Magnet, dieser lenkt geladene Teilchen auf Grund der Lorentzkraft ab. Hinter dem Magneten befinden sich 8 doppelagige Driftkammern, mit diesen kann die Flugbahn der Teilchen nach der Ablenkung durch den Magneten gemessen werden. Durch die Spurdetektoren vor und hinter dem Magneten kann der Krümmungsradius bestimmt und auf den Impuls der Teilchen geschlossen werden. Am Ende des Aufbaus befindet sich außerdem ein Flugzeitmessungsdetektor (engl. **Time of Flight**, kurz **ToF**), mit diesem kann die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden. So ist eine Identifikation von Teilchen möglich. Die Lücke im Winkelbereich von $\theta = 11^\circ - 25^\circ$ wird von **SciRi** abgedeckt, dabei handelt es sich um einen Detektor aus Szintillatoren zur Detektion von ionisierenden Teilchen. [6]

Mit dem experimentellen Aufbau des BGOOD ist es möglich, die Photoproduktion von Teilchen zu beobachten. Wie bereits erwähnt, kann sowohl ein Wasserstoff- als auch ein Deuteriumtarget in das Experiment eingebaut werden. Ein wichtiger Unterschied zwischen den Protonen dieser Targets ist die mögliche Fermibewegung der quasifreien Protonen im Deuteriumtarget. Auf die Fermibewegung soll im folgenden Kapitel näher eingegangen werden.

Fermibewegung

Deuterium, als das schwerere Isotop des Wasserstoffs, besitzt den einfachsten stabilen, nicht trivialen Atomkern. Er besteht aus zwei Nukleonen, einem Proton und einem Neutron. Ist der Kern in Ruhe, bedeutet dies bei einem Wasserstoffatom, dessen Kern ausschließlich aus einem Proton besteht, dass sich dieses ebenfalls in Ruhe befindet. Anders ist dies bei einem Kern mit mehr als einem Nukleon, also beispielsweise dem Deuteriumkern, dort befindet sich zwar der Kern als Gesamtes in Ruhe, nicht aber das Neutron und das Proton in seinem Inneren. Die beiden Nukleonen bewegen sich dementsprechend stets mit entgegengesetztem, gleich großen Impuls.

Die Impulse sind dabei nicht statisch, sondern folgen einer gewissen Verteilung. Diese Verteilung kann in einfachen Modellen, zum Beispiel dem Fermi-Gas Modell beschrieben werden. Die Bewegung der Nukleonen im Kern wird daher häufig als Fermibewegung bezeichnet.

Es ist mit einfachen Überlegungen möglich, die Größenordnung der Impulse der Nukleonen abzuschätzen. Experimentell wurde die Bindungsenergie im Deuteriumkern mit $E_B = 2,22 \text{ MeV}$ [3] bestimmt. Dies ist, wie in Kapitel 2 erwähnt, eine relativ geringe Bindungsenergie. Dadurch kann darauf geschlossen werden, dass die Teilchen eine niedrige kinetische Energie besitzen. Dies kann damit erklärt werden, dass eine hinzugefügte Energie von (in diesem Fall) $E_B = 2,22 \text{ MeV}$ dazu führen würde, dass der Kern nicht mehr stabil ist. Die Größenordnung der durch die Fermibewegung verursachten kinetische Energie kann abgeschätzt werden mit: $E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m} = E_B$. Damit folgt für den Impuls für die Nukleonen im Deuterium eine Größenordnung von $p \approx 90 \text{ MeV}$.

Ein Modell, welches die Impulsverteilung der Nukleonen möglichst exakt zu beschreiben versucht, ist das Paris Modell für Nukleon-Nukleon Wechselwirkung [7]. Das Paris Modell für den Deuteriumkern [8], liefert eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Impuls innerhalb des Deuteriumkerns. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Die künstliche Verschmierung der Protondaten, die die Fermibewegung eines Targetnukleons imitieren sollen, geschieht durch das Hinzufügen eines Impulses zufälliger Richtung. Die Verteilung des Betrags des Impulses folgt dabei ebenfalls dieser in Abbildung 4.1 gezeigten Wahrscheinlichkeitsverteilung.

Wenn, wie anfangs motiviert, der Deuteriumkern als Ersatz für ein freies Neutrontarget verwendet werden soll, ist es wichtig, alle Effekte zu verstehen, die durch Impulsverteilung verursacht werden. Außerdem soll die daraus resultierende Abweichung der Messung, gegenüber einer an einem ruhenden Target aufgenommenen, verstanden werden. Experimentell sind solche Abweichungen für die Reaktion am Proton direkt zugänglich, da die Messung sowohl am freien Proton (Wasserstofftarget) als auch am

gebundenen Proton (Deuteriumtarget) durchgeführt werden kann. Idealerweise wird der Vergleich mit einer gut bekannten Reaktion durchgeführt. Für die hier vorliegende Untersuchung wurde die Photoproduktion von η -Mesonen gewählt. Auf die allgemeine Aspekte der η -Photoproduktion soll im nächsten Kapitel eingegangen werden.

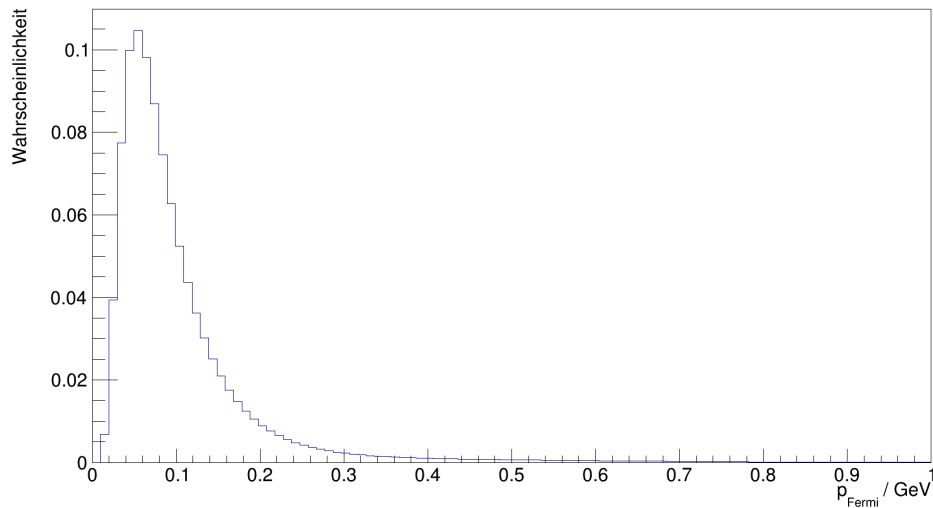


Abbildung 4.1: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Impuls innerhalb des Deuteriumkerns, abgeleitet aus dem Paris Modell [8].

η -Photoproduktion

Um den Einfluss der Fermibewegung genauer zu verstehen, soll der Wirkungsquerschnitt der freien und quasifreien Photoproduktion von η am Proton verglichen werden. Dafür wird zunächst die Photoproduktion des η genauer betrachtet.

Bei der Photoproduktion des η wechselwirkt ein hoch energetisches Photon mit einem Nukleon. Dabei wird das Nukleon angeregt und durch die hinzugefügte Energie kann ein η entstehen. Die zugehörige Reaktionsgleichung lautet: $\gamma + p \rightarrow \eta + p$. Dies kann allerdings nur geschehen, wenn die durch das Photon hinzugefügte Energie ausreichend hoch ist, dies entspricht im Fall des Wasserstofftargets einer Energie von $E_\gamma \geq 706$ MeV. Dieser Wert ergibt sich über das Umstellen der Formel 5.1, in welcher P für den jeweiligen Viererimpuls des Teilchens steht (P' steht für den jeweiligen Viererimpuls nach der Reaktion). Da die quadrierte Summe der Viererimpulse vor und nach der Reaktion gleich groß sein müssen (sie entspricht auch der quadrierten Schwerpunktsenergie), kann über den minimalen Viererimpuls der Teilchen nach dem Stoß (die Energie entspricht in diesem Fall der Ruheenergie der Teilchen und der jeweilige Impuls ist gleich null) die benötigte Energie des ein kommenden Photons berechnet werden.

$$\left(P_\gamma + P_p\right)^2 = \left(P'_\eta + P'_p\right)^2 \quad (5.1)$$

Das entstandene η hat eine mittlere Lebensdauer von $\tau_\eta = (5,02 \pm 0,19) \cdot 10^{-19}$ s [2] und zerfällt anschließend mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten weiter (Tabelle 5.1).

Zerfallsprodukt	Wahrscheinlichkeit
2γ	$(39,41 \pm 0,20) \%$
$3\pi^0$	$(32,68 \pm 0,23) \%$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(22,92 \pm 0,28) \%$
$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(4,22 \pm 0,08) \%$

Tabelle 5.1: Die möglichen Zerfälle des η mit ihrer jeweiligen Wahrscheinlichkeit. Aufgelistet sind dabei nur die 4 wahrscheinlichsten Zerfälle [2].

In dieser Arbeit wird lediglich der wahrscheinlichste Zerfall $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ betrachtet. Eine schematische Darstellung der gesamten Reaktion ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

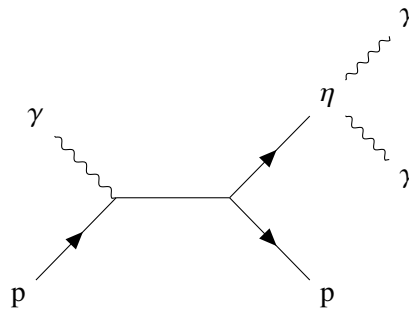


Abbildung 5.1: Eine schematische Darstellung der betrachteten Reaktion.

5.1 Rekonstruktion und Identifikation von η -Mesonen

Für diese Arbeit wurden zunächst η -Mesonen aus den Daten der Strahlzeiten (Deuterium Sommer 2018, Wasserstoff Winter 2018) rekonstruiert. Dafür wurden die im zentralen Detektor detektierten Ereignisse nach Photonen durchsucht, die aus einem η -Mesonen Zerfall stammen könnten. Es wurde vorausgesetzt, dass genau zwei Photonen im zentralen Detektor detektiert werden. Die invariante Masse der Summe der Viererimpulse dieser Teilchen wurde gebildet und aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2(a) zu sehen. Um den Untergrund zu reduzieren und um beim Deuteriumtarget lediglich Reaktionen am Proton zu betrachten, wurde zusätzlich zu den beiden Photonen im Zentralen Detektor ein Proton im Vorwärtsspektrometer (FS) verlangt. Um ein Proton im FS zu erhalten wurde gefordert, dass das detektierte Teilchen im FS eine positive Ladung hat. Zusätzlich wurde ein Schnitt auf die Proton-Masse $m_p \approx 938,27 \text{ MeV}$ [2] gemacht, dabei wurden als Grenze eine 3σ Umgebung um den Peak gewählt: $738 \text{ MeV} < m_p < 1\,200 \text{ MeV}$ (vergleiche A.1). Außerdem wird verlangt, dass die Protonen ein $\beta < 0,87$ besitzen, dadurch wird zusätzlich Untergrund reduziert. Eine Veranschaulichung dieser Grenze ist im Anhang (A.2) zu finden.

Die resultierende invariante Masse des Zweiphotonensystems ist in Abbildung 5.2(b) zu sehen. Für die weitere Analyse wurde ein Schnitt bei $418 \text{ MeV} \leq m_{2\gamma} \leq 622 \text{ MeV}$ gemacht. Im Anschluss wurden ausschließlich Teilchen in diesem Bereich als η behandelt. Die Ruhemasse des η beträgt $m_\eta = (547,862 \pm 0,017) \text{ MeV}$ [2], es wird deutlich, dass die gewählten Grenzen nicht symmetrisch um diese Masse liegen ($548 \text{ MeV} - 418 \text{ MeV} = 130 \text{ MeV}$ und $622 \text{ MeV} - 548 \text{ MeV} = 74 \text{ MeV}$)

Dies liegt an der unterschiedlichen Kalibration der Daten, sowohl die Wasserstoff- als auch die Deuteriumdaten haben den η -Peak bei einer zu niedrigen Energie: Wasserstoff: $m_\eta \approx 522 \text{ MeV}$ und Deuterium: $m_\eta \approx 533 \text{ MeV}$. Die Grenzen wurden in einer 3σ Umgebung um den Peak der Wasserstoffdaten gelegt. Durch die breiten Grenzen beim Schnitt auf die Masse des η , passt das Intervall auch um den η -Peak der simulierten Daten, welche etwas anders kalibriert sind und ihren Peak bei $m_\eta \approx 542 \text{ MeV}$ haben (vergleiche A.3). Dadurch sollte der, aus der Kalibration folgende, Fehler an dieser Stelle keinen großen Einfluss haben.

Die so rekonstruierten η (vergleiche Anhang A.4) werden im folgenden genutzt, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen.

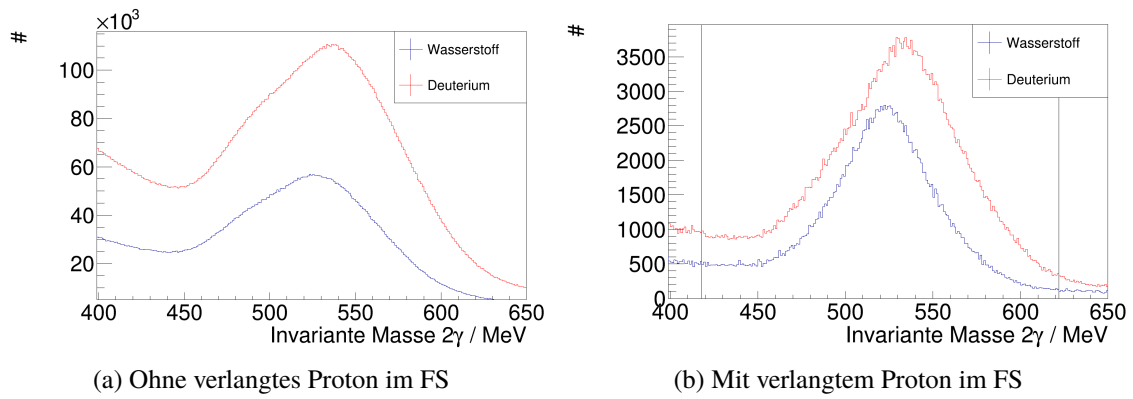


Abbildung 5.2: Invariante Masse des Zweiphotonensystemes, ohne und mit verlangtem Proton im Vorwärtsspektrometer. Die Deuterondaten sind in rot, die Wasserstoffdaten in blau dargestellt. Die vertikalen Linien in Abbildung 5.2(b) bei 418 MeV und 622 MeV veranschaulichen die gewählten Grenzen um den η -Peak.

Wirkungsquerschnitt

Mit Hilfe der in Kapitel 5 rekonstruierten η wird nun der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ betrachtet. Es werden die Wirkungsquerschnitte für das freie und quasifreie Proton verglichen. Außerdem soll herausgefunden werden, in wie weit eine künstliche Verschmierung der Wasserstoffdaten die am Deuterium aufgenommenen Daten für den Wirkungsquerschnitt reproduzieren kann.

6.1 Vorgehensweise

Es soll zunächst die Reaktionswahrscheinlichkeit für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ rekonstruiert werden. Diese Wahrscheinlichkeit, also der Wirkungsquerschnitt, wird differentiell, also in verschiedenen Bereichen des Winkels und der Energie mit Formel 6.1 nach [9] beschrieben.

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi\rho \cdot R \cdot (\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)) \cdot F_\gamma} \cdot N_\eta \quad (6.1)$$

Dabei steht ρ für die Targetflächendichte, diese beträgt $\rho = 4,675 \cdot 10^{-7} \text{ 1}/\mu\text{b}$ [9] für das Wasserstofftarget und $\rho = 5,56 \cdot 10^{-7} \text{ 1}/\mu\text{b}$ [9] für das Deuteriumtarget. Die Anzahl der aufgenommenen η (N_η) muss durch die Rekonstruktionseffizienz R geteilt werden. Diese wird ermittelt, indem Daten simuliert werden und die Anzahl der detektierten Teilchen dieser Simulation durch die Anzahl der generierten Teilchen geteilt wird. Zusätzlich wird durch den Photonenfluss (F_γ) geteilt. Wie später motiviert, wird bei den Daten mit Fermibewegung dieser Photonenfluss verschmiert. θ_1 und θ_2 geben jeweils die Grenzen des Winkelbereichs an. In diesem Fall der Winkelbereich $\cos(180^\circ) > \theta_{CMS} > \cos(154^\circ)$ gewählt (also von $-1 > \cos(\theta_{CMS}) > -0.9$) da dort die meisten η detektiert wurden (vergleiche A.4). Dies ist der Fall, da für die Analyse ein Proton im Vorwärtsspektrometer verlangt wurde und die Protonen und η einen entgegengesetzten Impuls besitzen.

6.2 Umrechnung in das Massenschwerpunktsystem

Da aus physikalischer Sicht die Energie des Massenschwerpunktssystems und nicht die des Photonenstrahls relevant ist, wird letztere umgerechnet. Beim Massenschwerpunktssystem (engl. center of mass system, kurz CMS) ist der Gesamtimpuls der beteiligten Massen gleich null. Es ist möglich das System mit verschiedenen kinematischen Größen zu berechnen. Im Falle der hier betrachteten

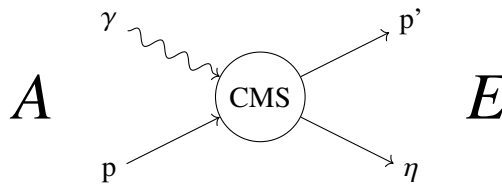


Abbildung 6.1: Ein schematische Darstellung zur Berechnung des Massenschwerpunktsystems aus dem Anfangs- **A** bzw. Endzustand **E**.

Reaktion ist es möglich, allen beteiligten Teilchen vor und nach der Reaktion einen Viererimpuls zuzuordnen. Die Schwerpunktsenergie W kann beispielsweise berechnet werden durch:

$$\sqrt{(P_\gamma + P_p)^2} = W = \sqrt{(P_{p'} + P_\eta)^2}$$

Dabei entspricht P dem jeweiligen Viererimpuls des betrachteten Teilchens, in diesem Fall für den Anfangszustand **A** der Viererimpuls des Strahlphotons (γ) und des Targetprotons (p) oder für den Endzustand **E** der Viererimpuls des rekonstruierten (η) und des aus dem Target gelösten Proton (p') (vergleiche Abbildung 6.1).

Im Fall der (unverschmierten) Wasserstoffdaten sollte es irrelevant sein, ob die Viererimpulse der Teilchen des Anfangszustandes **A** oder die des Endzustandes **E** zur Berechnung der Schwerpunktsenergie verwendet werden. Für die künstlich verschmierten Daten ist es nötig, die Viererimpulse der Teilchen im Anfangszustand **A** zu verwenden, da die künstliche Verschmierung der Daten über einen hinzugefügten Impuls zum Targetproton (p) geschieht. Bei den Deuteriumdaten hingegen ist der genaue Viererimpuls des Targetprotons (p), auf Grund der Fermibewegung im Kern, nicht bekannt. Dementsprechend scheint es bei den am Deuterium aufgenommenen Daten sinnvoll zu sein, die Schwerpunktsenergie W aus dem Endzustand **E** zu berechnen. Wie sich später zeigen wird, vereinfachen diese Annahmen die Realität zu sehr, da bei der Berechnung über den Endzustand die Detektorauflösung eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt.

6.3 Vergleich der Wirkungsquerschnitte

Da die Detektorauflösung im Endzustand relativ schlecht ist (im Vergleich zu der des Anfangszustandes), würde ein Wirkungsquerschnitt, der gegen die Schwerpunktsenergie des Endzustandes aufgetragen ist, eine Verschmierung aufweisen.

Denn eine schlechte Detektorauflösung hat zur Folge, dass Teilchen eine (von ihrer wirklichen Energie) abweichende Energie zugeordnet wird. Dies hat eine Verschmierung der Daten zur Folge. Die Einteilung der Energieskala erfolgt in sogenannten Energie-Bins. Würde beispielsweise ein Peak in einem bestimmten Energie-Bin erwartet, würden durch die Verschmierung Ereignisse, die eigentlich im Peak liegen sollten, benachbarten Energie-Bins zugeordnet werden. Dies geschieht zwar ebenfalls in den Energie-Bins neben dem Peak, allerdings befinden sich in diesen deutlich weniger Ereignisse, so dass auch nur weniger Daten fälschlicherweise die Energie des Peaks zugeordnet wird.

Ein besserer Vergleich lässt sich ziehen, wenn sowohl die künstlich verschmierten Daten als auch die Deuteriumdaten mit der aus dem Anfangszustand berechneten Schwerpunktsenergie genutzt

werden. Im ersten Fall wird für η , welche aus einem Target mit ruhendem Proton stammen, eine Schwerpunktsenergie mit bewegtem Proton berechnet. Im zweiten Fall hingegen wird für η , die aus einem Target mit tatsächlich bewegtem Proton stammen (Deuterium), die Schwerpunktsenergie mit einem als ruhend angenommenen Proton berechnet. Die berechneten Schwerpunktsenergien haben also jeweils eine Abweichung um den Anteil der Fermibewegung des Protons. Wenn nun das Paris Modell die Bewegung des Protons im Deuterium exakt nachahmt und die Richtung des Fermiimpulses statistisch verteilt ist, sollten die Wirkungsquerschnitte gleich sein.

Bei der Berechnung des künstlich verschmierten Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie aus dem Anfangszustand müssen einige Dinge beachtet werden. Zum einen wird für die Rekonstruktionseffizienz R die der unverschmierten Wasserstoffdaten genutzt. Die Rekonstruktionseffizienz aus künstlich verschmierten Daten ginge davon aus, dass sich durch den zusätzlichen Impuls im Target die Winkel der detektierten Teilchen ändern. Da es sich aber um die selben Teilchen wie beim unverschmierten Wasserstoff handelt und diese ihre Flugbahn nicht geändert haben, ist es sinnvoll die Rekonstruktionseffizienz der unverschmierten Daten zu nutzen. Zum anderen ist es wichtig, den Photonenfluss bei der Umrechnung in das Massenschwerpunktsystem zu verschmieren. Dies ist notwendig, um keine durch das Energie-binning zustande kommenden Effekte im Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Die Verschmierung des Flusses geschieht analog zur Verschmierung der Wasserstoffdaten (vergleiche Kapitel 4).

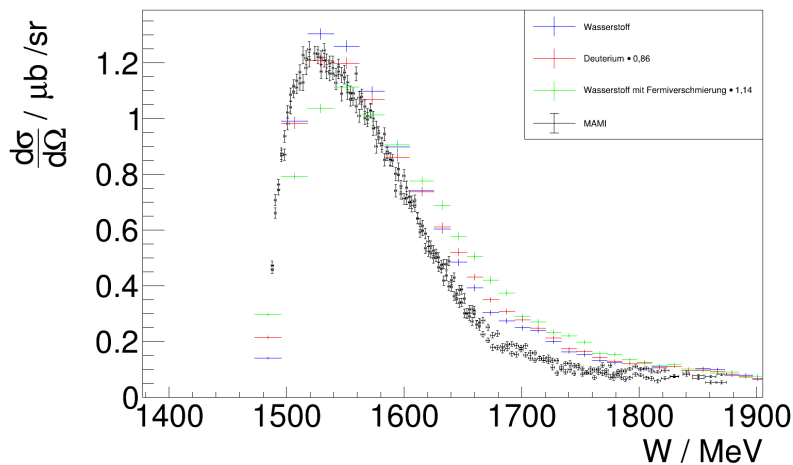


Abbildung 6.2: Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Winkelbereich $-1 > \cos(\theta_{CMS}) > -0.9$ aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie W . Hier ist die Schwerpunktsenergie je aus dem Anfangszustand A berechnet. Die Deuterium- (rot) und die verschmierten Wasserstoffdaten (grün) sind auf das Integral der unverschmierten Wasserstoffdaten (blau) normiert.

In Abbildung 6.2 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ zu sehen. Die schwarzen Datenpunkte wurden in Mainz am MAMI [10] (**MA**inzer **MI**krotron) an einem Wasserstofftarget aufgenommen. Für alle Daten wurde das aus dem Anfangszustand transformierte Massenschwerpunktsystem genutzt.

Bei Betrachtung der unverschmierten Wasserstoffdaten in Abbildung 6.2 wird deutlich, dass die Form der Datenpunkte mit der der MAMI-Daten übereinstimmt. Die Abweichung in der Höhe liegt im Bereich des systematischen Fehlers des Flusses (vergleiche [6]). Daraus kann geschlossen werden,

dass die im Rahmen dieser Arbeit gemachte Analyse grundsätzlich richtig ist. Es ist zu erwarten, dass die Integrale von allen drei bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitten gleich groß sind. Da dies in dieser Analyse nicht der Fall war, wurden die Deuterium- und die künstlich verschmierten Wasserstoffdaten auf der Integral der unverschmierten Wasserstoffdaten normiert.

Die künstlich verschmierten Wasserstoffdaten wurden dafür mit einem Faktor von 1,14 multipliziert. Trotzdem sind die Daten im Peak etwas niedriger und an der Flanke etwas höher als die unverschmierten Wasserstoffdaten. Dies liegt daran, dass durch den künstlich hinzugefügten Impuls Ereignisse einer anderen Schwerpunktsenergie zugeordnet werden. Dieses Verhalten ist grundsätzlich nicht unerwartet, allerdings wirkt die Verschmierung etwas zu stark.

Die Deuteriumdaten wurden mit einem Faktor von 0,86 auf das Integral der Wasserstoffdaten normiert, da sie sonst deutlich höher wären. Dies liegt möglicherweise an einer niedrigen Rekonstruktionseffizienz, welche durch die durch den Fermiimpuls verursachten veränderte Winkel zustande kommt. Die Daten weisen eine große Ähnlichkeit zu den unverschmierten Wasserstoffdaten auf. Sie sind lediglich etwas niedriger im Peak und etwas höher an der Flanke. Dies ist mit der selben Begründung wie zuvor (der Peak wird aufgrund falscher Zuordnung von W , durch das als ruhend angenommene Targetnukleon, zur Seite ausgeschmiert) zu erwarten.

Entgegen der Annahme, dass die Deuteriumdaten im Anfangszustand denen des verschmierten Wasserstoffs im Anfangszustand gleichen sollten, ist besonders im Bereich des Peaks eine Abweichung zu sehen. Die Form der Deuteriumdaten entspricht in etwa der erwarteten Form, der Peak ist etwas niedriger und zur Seite ausgeschmiert. Die künstlich verschmierten Daten wirken im Bereich des Peaks etwas zu niedrig und im Bereich der Flanke etwas zu hoch. Es macht den Anschein, als würde die hier verwendete Methode der künstlichen Verschmierung den Effekt der Fermibewegung überschätzen. Abgesehen davon scheint die Methode der Verschmierung grundlegend zu funktionieren.

In Abbildung 6.3 ist das Verhältnis von Deuteriumdaten zu verschmierten und unverschmierten Wasserstoffdaten zu sehen. Es wurden die auf das Integral der Wasserstoffdaten normierten Daten genutzt. Hier wird noch einmal deutlich, dass die normierten Deuteriumdaten beiden Wasserstoffdaten in weiten Energiebereichen ähnlich sind. An Stellen, an denen die unverschmierten Wasserstoffdaten von eins abweichen, weichen die künstlich verschmierten Daten fast immer in entgegengesetzte Richtung ab. Die Abweichung ist allerdings in keinem Energiebereich sonderlich groß.

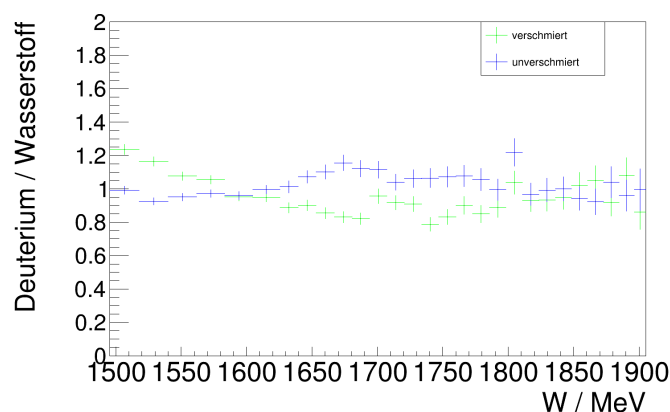


Abbildung 6.3: Das Verhältnis der Deuterium und der Wasserstoffdaten. In blau die unverschmierten, in grün die verschmierten Daten. Die Daten wurden vorher je auf das Integral der unverschmierten Wasserstoffdaten normiert.

6.3.1 Mögliche Fehlerquellen

Für das Wasserstofftarget ohne künstliche Verschmierung sollte es keinen Unterschied machen, ob das Schwerpunktsystem aus dem Anfangs- oder dem Endzustand berechnet wird. Im Wirkungsquerschnitt wird allerdings ein Unterschied durch die Detektorauflösung erwartet. Die Erwartung ist, dass bei den aus dem Endzustand berechneten Daten, der Peak etwas niedriger und breiter wird, da durch die verschlechterte Auflösung der Peak verschmiert werden sollte. Dies sollte sowohl bei den Wasserstoffdaten als auch bei den am Deuterium aufgenommenen Daten der Fall sein.

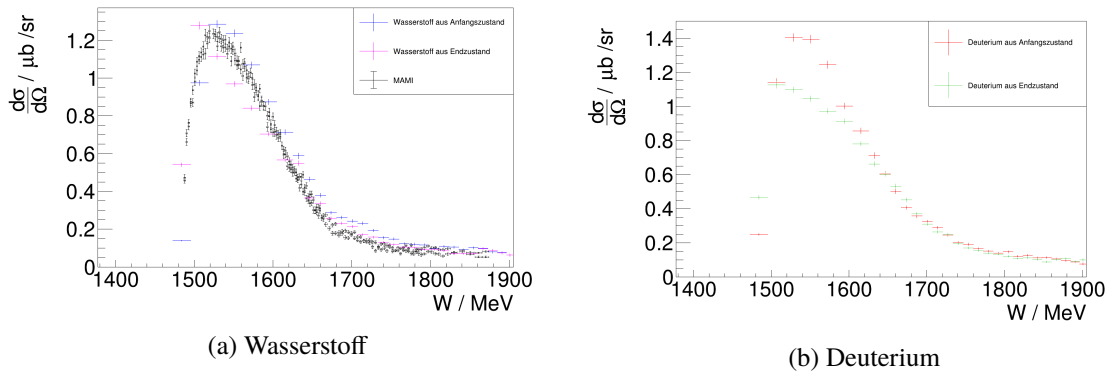


Abbildung 6.4: Der Vergleich zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der Wasserstoff- & Deuteriumdaten, mit dem aus dem Anfangs- und aus dem Endzustand berechneten Massenschwerpunktsystem im Winkelbereich: $-1 > \cos(\theta_{CMS}) > -0.9$.

Allerdings fällt auf (siehe Abbildung 6.4(a)), dass dies nicht der Fall ist. Die Daten, die aus dem Endzustand berechneten Massenschwerpunktsystem stammen (lila), weisen eher einen schmalen Peak auf als die aus dem Anfangszustand (blau). Eine mögliche Erklärung ist, dass bei der Kalibration der Wasserstoffdaten ein Fehler unterlaufen ist.

Beim Vergleich zwischen den aufgetragenen Deuteriumdaten (Abbildung 6.4(b)) wird deutlich, dass die Daten, mit aus dem Anfangszustand berechnetem Schwerpunktsystem, einen höheren Peak haben als die aus dem Endzustand. Allerdings wirken die Endzustandsdaten auch nicht breiter als die aus dem Anfangszustand. Neben der Detektorauflösung spielen bei den Deuteriumdaten auch die durch die Fermibewegung zustande kommenden Winkeländerungen eine entscheidende Rolle, beispielsweise bei der genutzten Rekonstruktionseffizienz. In beiden Fällen wurde die selbe Effizienz genutzt. Diese Tatsache sollte im Hinblick auf eine, durch die Fermibewegung bedingte, Änderung von Winkeln noch einmal überdacht werden.

Der genaue Einfluss konnte im Rahmen dieser Bachelorarbeit allerdings nicht mehr geklärt werden. Es ist aber auffällig, dass sich die Daten ab einer Energie von ca. 1 600 MeV stärker ähneln als zuvor. Das Problem scheint also bei Energien, welche weiter entfernt von der Produktionsschwelle sind, nicht so groß zu sein.

In Abbildung 6.5 sind die Massendifferenzen der Wasserstoff- (Abbildung 6.5(a)) und der Deuteriumdaten (Abbildung 6.5(b)) aufgetragen. Die Massendifferenz ist hier definiert als die Differenz der Masse im Anfangs- und der Masse im Endzustand. An dieser Stelle würde bei den Wasserstoffdaten ein schmaler Peak erwartet, die Breite kommt lediglich durch die Verschmierung, verschuldet durch die Detektorauflösung, zustande. Es wird deutlich, dass der Peak der Deuteriumdaten breiter ist als der der Wasserstoffdaten. Dies ist ebenfalls ein Effekt der Fermibewegung, da für den Anfangszustand

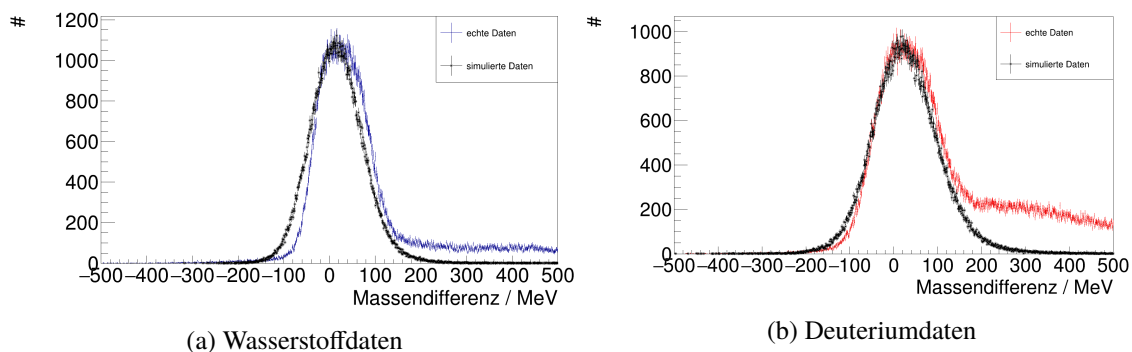


Abbildung 6.5: Histogramme der Differenz der Massen zwischen dem Anfangs- und dem Endzustand. Zur besseren Vergleichbarkeit der Daten, sind die simulierten Daten je auf die Höhe der echten Daten normiert.

mit einem ruhenden Proton und für den Endzustand mit der richtigen Schwerpunktsenergie gerechnet wird. Die Breite des Peaks beim Deuterium ist also zusammengesetzt aus der Detektorauflösung und der Fermibewegung des Protons. Es wird außerdem deutlich, dass die simulierten Wasserstoffdaten im Vergleich zu den Daten aus der Strahlzeit leicht verschoben sind (vergleiche Abbildung 6.5(a)). Dies spricht dafür, dass bei der Kalibration der Wasserstoffdaten ein Fehler unterlaufen ist, so dass die echten Daten und die der Simulation nicht ganz überein stimmen. Bei den Deuteriumdaten (vergleiche Abbildung 6.5(b)) passen die simulierten und die echten Daten besser zueinander. Es ist zwar zu erkennen, dass bei den echten Daten noch ein gewisser Untergrund vorhanden ist, aber die Kurven weisen nicht so eine auffällige Verschiebung auf, wie die der Wasserstoffdaten. An dieser Stelle wäre eine weitere Betrachtung sicherlich sinnvoll, zeitlich ist dies aber im Zuge dieser Bachelorarbeit nicht mehr möglich.

Wie bereits erwähnt passen die Integrale der auf verschiedene Weisen bestimmten Wirkungsquerschnitte nicht immer zusammen. Der Grund hierfür kann im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht abschließend geklärt werden. Es ist aber zu vermuten, dass die verwendete Rekonstruktionseffizienz eine große Auswirkung hat. Die Bestimmung dieser ist nicht trivial und erfordert insbesondere eine genaue Betrachtung der Verschmierung der Winkel.

Bei der Nutzung des künstlich verschmierten Wasserstoffwirkungsquerschnitts zur Rekonstruktion eines Neutronwirkungsquerschnittes sollte vorsichtig gehandelt werden. Prinzipiell scheint das Verfahren des Verschmierens der Protondaten zu funktionieren. Allerdings treten besonders nahe der Produktionsschwelle einige Effekte auf, die noch geklärt werden müssen. Die η -Photoproduktion scheint eine gute Reaktion hierfür zu sein. Neben einem gut bekannten Wirkungsquerschnitt hat sie einen scharfen Peak nah an der Schwelle, an dem kleine Abweichungen schnell und gut auffallen.

Fazit

Ziel dieser Arbeit war es, die Unterschiede im Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ zwischen am Wasserstoff und am Proton des Deuteriums aufgenommenen Daten zu erkennen und zu vergleichen, wie eine künstliche Verschmierung des Proton-Targets den extrahierten Wirkungsquerschnitt beeinflusst. Dafür wurden zunächst die an der Reaktion beteiligten Teilchen rekonstruiert und der Untergrund weitestgehend bereinigt.

Unterschiedliche Methoden zur Berechnung des Massenschwerpunktsystems wurden erläutert und verglichen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ wurde für die Deuterium- und die Wasserstoffdaten (verschmiert & unverschmiert) berechnet und gegen die Schwerpunktsenergie W aufgetragen (vergleiche Abbildung 6.2). Die Daten wurden auf das selbe Integral normiert, um den Unterschied in der Form besser zu demonstrieren.

Wenn in Zukunft verschmierte Wasserstoffdaten genutzt werden sollen, um diese als Protonanteil von Deuteriumdaten abzuziehen, müssen einige Faktoren beachtet werden: Zunächst ist es wichtig, ob das Massenschwerpunktsystem aus dem Anfangs- oder dem Endzustand berechnet wird. Weiterhin hat sich gezeigt, dass die Rekonstruktionseffizienz konsistent bestimmt werden muss. Dabei ist es entscheidend, neben der Auswirkung der Fermibewegung auf die Schwerpunktsenergie, auch ihre Auswirkung auf die Winkel der Reaktion zu beachten.

In dieser Arbeit wurde deutlich, dass die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ sehr gut geeignet ist, um die von künstlicher oder natürlicher Fermibewegung verursachten Effekte zu untersuchen. Neben der Möglichkeit freie und quasi-freie Photoproduktion zu vergleichen, kann sehr genau überprüft werden, welche Auswirkungen die Verschmierung in einer Schwellenregion hat und was an einem scharfen Peak passiert.

Diese Arbeit hat gezeigt, dass das Thema der Fermibewegung ein sehr interessantes Thema ist, dem sicherlich noch weitere Betrachtungen folgen sollten. Abschließend lässt sich sagen, dass die Form der künstlich verschmierten Daten nicht übermäßig von der der Deuteriumdaten abweicht. Mit weiteren Untersuchungen ist es sicherlich möglich den quasi-freien Wirkungsquerschnitt am Deuterium durch Verschmierung freier Protondaten, beispielsweise mit Hilfe des Paris Modells, gut zu beschreiben und damit einen wichtigen Punkt zum Verständnis und zur korrekten Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Deuterium und damit auch am Neutron sicher zu stellen.

Literatur

- [1] I. Jaegle u. a., *Quasi-free photoproduction of eta-mesons off the deuteron*, *Eur. Phys. J. A* **47** (2011) 89, arXiv: 1107.2046 [nucl-ex] (siehe S. 1, 3).
- [2] M. Tanabashi u. a., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev. D* **98** (3 2018) 030001, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001> (siehe S. 3, 11, 12).
- [3] B. Povh u. a., *Teilchen und Kerne*, 2014 (siehe S. 3, 9).
- [4] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, 2002 (siehe S. 3).
- [5] W. Hillert, *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, *Eur. Phys. J. A* () (siehe S. 5).
- [6] S. Alef u. a., *The BGOOD experimental setup at ELSA*, *Eur. Phys. J. A* **56** (2020) 104, arXiv: 1910.11939 [physics.ins-det] (siehe S. 5–7, 17).
- [7] M. Lacombe u. a., *Parametrization of the Paris n n Potential*, *Phys. Rev. C* **21** (1980) 861 (siehe S. 9).
- [8] M. Lacombe u. a., *Parametrization of the deuteron wave function of the Paris n-n potential*, *Phys. Lett. B* **101** (1981) 139 (siehe S. 9, 10).
- [9] G. Scheluchin, *$\Lambda(1405)$ photoproduction with the BGO-OD experiment*, Dissertation: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2020 (siehe S. 15).
- [10] E. F. McNicoll u. a., *Experimental study of the $\gamma p \rightarrow \eta p$ reaction with the Crystal Ball detector at the Mainz Microtron (MAMI-C)*, *Phys. Rev. C* **82** (3 2010) 035208, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.035208> (siehe S. 17).

Anhang

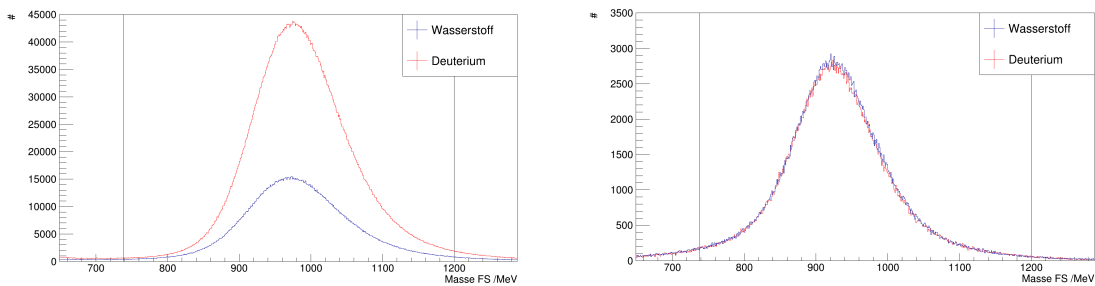


Abbildung A.1: Die Massen der gemessenen Teilchen im Vorwärtsspektrometer für die Deuteron- (rot) und die Wasserstoffdaten (blau). Auf der linken Seite sind die echten Daten zu sehen, auf der rechten die simulierten Daten. Die Linien bei 738 MeV und bei 1 200 MeV symbolisieren die Grenzen, zwischen denen die Masse einem Proton zugeordnet wird.

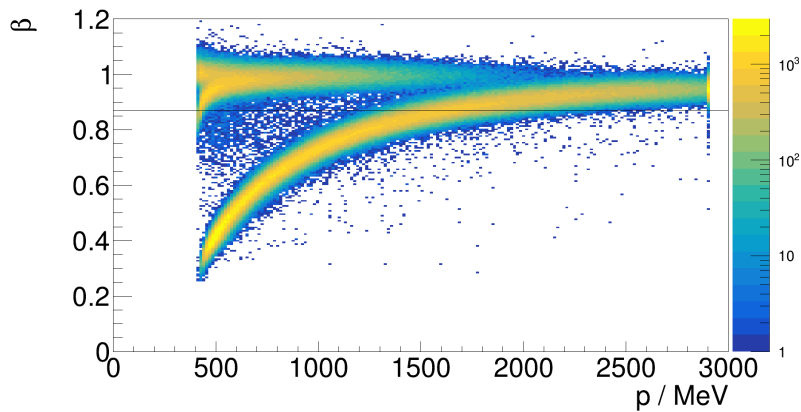


Abbildung A.2: β gegen den Impuls der Teilchen im FS aufgetragen. Für $\beta < 0,87$ werden die Teilchen den Protonen zugeordnet. Durch diesen Schnitt kann Untergrund reduziert werden.

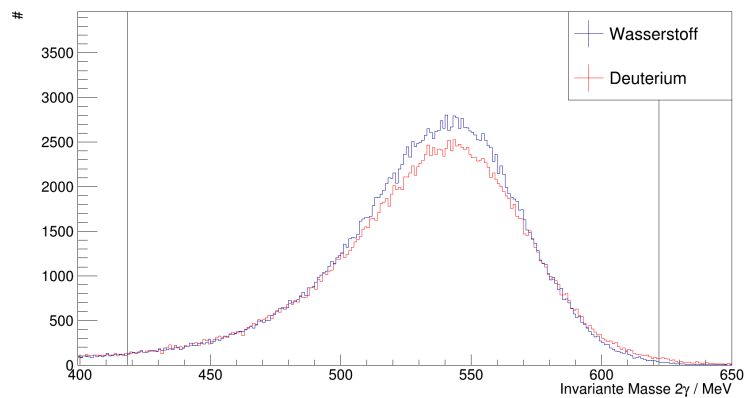


Abbildung A.3: Die invariante Masse der addierten Photonen mit verlangtem Proton im FS. Die Deuterondaten sind in rot und die Wasserstoffdaten sind in blau dargestellt. Hier aufgetragen sind simulierte Daten. Der Peak der beiden Daten liegt je bei $m_\eta \approx 542$ MeV. Die senkrechten Striche bei 418 MeV und bei 622 MeV veranschaulichen die gewählten Grenzen um den η -Peak.

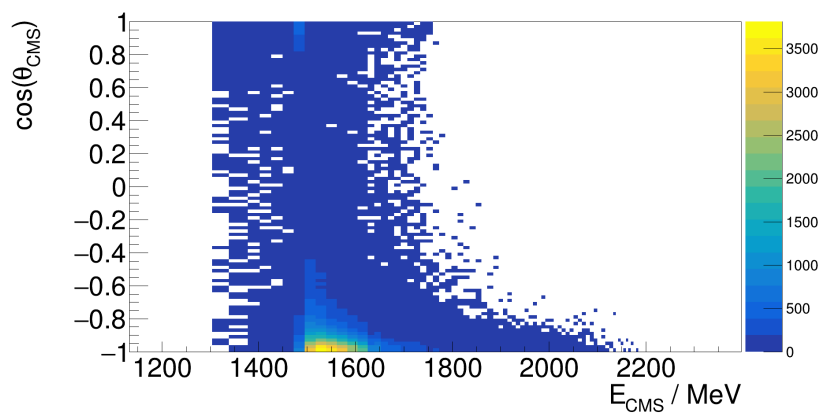


Abbildung A.4: Anzahl der detektierten η der Wasserstoffdaten (unverschmiert) aufgetragen nach der Energie und dem Winkel im Schwerpunktsystem berechnet aus dem Anfangszustand.

Abbildungsverzeichnis

3.1	Aufbau des BGOOD-Experiments	6
4.1	Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Fermi-Impuls innerhalb des Deuteriumkerns	10
5.1	Eine schematische Darstellung der betrachteten Reaktion.	12
5.2	Invariante Masse des Zweiphotonensystemes im zentralen Detektor	13
6.1	Ein schematische Darstellung zur Berechnung des Massenschwerpunktsystems aus dem Anfangs- A bzw. Endzustand E	16
6.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt aus dem Anfangszustand	17
6.3	Verhältnis von Deuterium- & Wasserstoffdaten (verschmiert und unverschmiert)	18
6.4	Vergleich differentieller Wirkungsquerschnitt Anfangs- vs. Endzustand	19
6.5	Die Differenz der Massen zwischen dem Anfangs- und dem Endzustand.	20
A.1	Masseverteilung im Vorwärtsspektrometer	25
A.2	β gegen den Impuls der Teilchen im FS aufgetragen.	25
A.3	Invariante Masse 2er addierter Photonen im zentralen Detektor mit simmulierten Daten	26
A.4	Anzahl der η nach Schwerpunktsenergie und Winkel aufgetragen.	26