

# $K^{*+} \Sigma^0$ Photoproduktion am BGO-OD Experiment

António João Clara Figueiredo

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

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

Januar 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. Gutachterin: Priv. -Doz. Dr. Elisabeth Soergel

# Danksagung

---

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Hartmut Schmieden für die Möglichkeit, diese Bachelorarbeit zu schreiben bedanken. Ein großer Dank gilt außerdem der gesamten BGO-OD Arbeitsgruppe, die mich sehr freundlich aufgenommen und über die gesamte Zeit, in der diese Bachelorarbeit entstand, begleitet hat. Mein besonderer Dank gilt Dr. Tom Jude, der mich bei der Themenauswahl und der  $K^+$  Identifizierung unterstützt hat und Georg Scheluchin, der mir stets mit Rat zur Seite stand und viele meiner Fragen beantworten konnte, sowie viele Denkanstöße einbrachte, welche die in dieser Arbeit vorgenommenen Analyse vorangebracht haben.



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aufbau des Experiments</b>	<b>3</b>
2.1	ELSA	3
2.2	BGO-OD	3
2.2.1	Photonenerzeugung	4
2.2.2	BGO Rugby Ball	4
2.2.3	Zwischenregion	5
2.2.4	Vorwärtsspektrometer	5
2.2.5	Photonenfluss-Überwachung	6
<b>3</b>	<b>Teilchenidentifikation</b>	<b>7</b>
3.1	Identifikation von $K^+$	7
3.1.1	Im BGO-Ball	8
3.1.2	Im Vorwärtsspektrometer	9
3.2	Identifikation von $\pi^0$	10
3.3	Identifikation von $\Sigma^0$	12
<b>4</b>	<b>Identifikation des Reaktionskanals</b>	<b>13</b>
4.1	Selektionsschnitte	13
4.1.1	Photonenstrahl	14
4.1.2	Fehlende Masse des $K^{*+}$	15
4.1.3	Fehlende Masse des $K^+$	15
4.2	$K^{*+}$ Signal	16
4.2.1	$K^+$ detektiert im BGO Ball	16
4.2.2	$K^+$ detektiert im Vorwärtsspektrometer	17
4.3	Fit zur Identifikation des Reaktionskanals	19
<b>5</b>	<b>Differentieller Wirkungsquerschnitt</b>	<b>21</b>
5.1	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	21
5.2	Vergleich mit existierenden Daten	23
<b>6</b>	<b>Fazit</b>	<b>25</b>
	<b>Literatur</b>	<b>27</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>29</b>



## Einleitung

---

Sowohl die historische als auch persönliche Entwicklung des Menschen zeigt uns auf, dass in der Natur desselben das grundlegende Bedürfnis verankert ist, seine Umwelt zu erforschen. Eine fundamentale Vorstellung dabei scheint sich auf selbstverständliche Weise zu entwickeln: Die Vorstellung von simplen Grundbausteinen, aus denen größere, komplexe Strukturen entstehen. Der Wunsch, der mit dieser Vorstellung einhergeht, ist der Wunsch nach Simplizität. Er zieht sich durch die theoretische Überlegung eines Grundbausteins der Materie im alten Griechenland – dem sogenannten Atom, über ein Kleinkind, welches ein Spielzeugauto unbedarft in seine Einzelteile zerlegt, bis zur systematischen Einteilungen von komplexen Problemen in lösbarer Aufgaben.

Doch dass das Atom das unteilbare kleinste Glied ist, entspricht nicht mehr unseren heutigen Vorstellungen. Uns sind Teilchen bekannt, die kleiner sind, sogenannte Elementarteilchen. Atome setzen sich zusammen aus den Elektronen und dem Atomkern. Obwohl die Elektronen zu den Elementarteilchen zählen, besteht der Atomkern aus Neutronen und Protonen, die sich wiederum aus punktförmigen Elementarteilchen, den Quarks, zusammensetzen. Diese gibt es in sechs Typen, die jeweils als Paare in drei Familien unterteilt werden. Quarks können allerdings nicht frei existieren. Das bedeutet, dass sie sich immer in einem gebundenen Zustand befinden. Bis vor einigen Jahren war die allgemeine Auffassung, dass es zwei Arten von solchen Bindungszuständen gebe. Zum einen Teilchen, die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, die Mesonen, und zum anderen solche, die aus drei Quarks oder drei Antiquarks bestehen, Baryonen, zu denen Proton und Neutron zählen. In beiden Fällen muss erfüllt sein, dass die Farbladung im gebundenen Zustand neutral ist. Die Farbladung ist eine intrinsische Eigenschaft der Quarks, vergleichbar mit der elektrischen Ladung eines Elektrons oder Protons. Bei zwei Quarks besteht die einzige Möglichkeit, die Farbladung zu neutralisieren, darin, eine Farbe mit einer Antifarbe zu binden. Bei drei Quarks wird die Farbanalogie, die zur Benennung dieser Ladung führte, erst ersichtlich, denn in diesem Fall werden alle drei existenten Farbladungen (Rot, Grün, Blau) gebunden. Hieraus entsteht letztlich bei der additiven Farbmischung Weiß – was im Terminus dieser Theorie der neutralen Farbladung entspricht.

In den letzten Jahren war die Erwartung vorherrschend, Teilchen zu sehen, die aus mehr als drei oder zwei Quarks bestehen. Zwei Vorstellungen von diesem Phänomen sind dabei konkurrierend. Es besteht zum einen die Möglichkeit, dass alle Quarks durch Starke-Wechselwirkung gebunden sind und ein vergleichbares Konstrukt entsteht wie beispielsweise das Proton oder andere bekannte Baryonen und Mesonen. Eine andere Möglichkeit ist die Analogie zur Van-der-Waals-Kraft in Atomen, die zur Bildung von Molekülen führt. Sie gilt als Restkraft der Elektromagnetischen-Wechselwirkung im

Atom. Eine solche Restkraft ist ebenso in Verbindung mit der Starken-Wechselwirkung vorstellbar. So wären nicht alle Quarks miteinander über die Starke-Wechselwirkung gebunden, stattdessen wären zwei farbneutrale Teilchen aus zwei oder drei Quarks in einer molekülartigen Struktur über eine schwächere Restkraft vereint. Sie wechselwirken miteinander wie Nukleonen über den Austausch von Pionen in einem sogenannten Yukawa-Potential.

Kandidaten für sogenannte Pentaquark-Zustände<sup>1</sup> im Charm-Quark-Sektor wurden im Jahr 2015 am LHCb<sup>2</sup> entdeckt [1]. Die BGO-OD Kollaboration versucht solche Zustände im leichteren Strange-Quark-Sektor zu bestätigen. Anzeichen für die Existenz solcher Strukturen im leichten Quark-Sektor, gibt es beispielsweise im Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $p\gamma \rightarrow K^0 \Sigma^+$ . Bei der Treshold-Energie<sup>3</sup> von  $K^* \Sigma$  ist ein starker Abfall des Wirkungsquerschnitts von  $K^0 \Sigma^+$  erkennbar. Um diese Ergebnisse weiter untersuchen und analysieren zu können, ist die Betrachtung von  $K^*$  Reaktionen unabdingbar. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde zum ersten Mal der Versuch unternommen, das  $K^{*+}$  am BGO-OD Experiment zu detektieren. Hierzu wurde der Kanal  $p\gamma \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  betrachtet und ein vorläufiger differentieller Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Kapitel 2 befasst sich mit dem Aufbau des BGO-OD Experiments. Die Methode zur Teilchenidentifikation wird in Kapitel 3 genauer beschrieben. Damit ist eine Rekonstruktion des Reaktionskanals möglich, die notwendige Analyse dazu wird in Kapitel 4 erklärt. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit war es ebenso möglich, einen vorläufigen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Die Erläuterungen und Ergebnisse hierzu finden sich in Kapitel 5. Abschließend werden die in den beiden vorherigen Kapiteln gezeigten Ergebnisse in Kapitel 6 zusammengefasst, kommentiert und interpretiert.

---

<sup>1</sup> Strukturen aus fünf Quarks. Entweder als "Molekülbindung" von einem Meson und einem Hadron oder als festes Konstrukt in dem alle Quarks über die Starke-Wechselwirkung miteinander verbunden sind.

<sup>2</sup> Large Hadron Collider beauty Detektor am LHC, Cern in Genf.

<sup>3</sup> Energie, die für einen bestimmten Prozess mindestens notwendig ist.

# Aufbau des Experiments

---

Das BGO-OD Experiment befindet sich im Physikalischen Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn. Es handelt sich um ein sogenanntes „fixed target“ Experiment und dient zur Untersuchung der Nukleonenstruktur durch Photoproduktion von Mesonen. Dazu werden Elektronen mithilfe des hauseigenen Elektronenbeschleunigers (ELSA) beschleunigt, die durch Bremsstrahlung zu realen Photonen konvertiert werden. Der resultierende Photonenstrahl trifft auf ein Target<sup>1</sup>, wodurch es zur Photoproduktion von Mesonen, Baryonen und anderen Teilchen kommt. Die spezielle Geometrie des BGO-OD Experiments eignet sich dabei hervorragend, um die Eigenschaften von Mesonen zu untersuchen. Die Kombination aus einem zentralen Kalorimeter (BGO) und Vorwärtsspektrometer mit einem offenen Dipolmagneten (OD) unterscheidet dieses Experiment von vergleichbaren Aufbauten, wie dem CLAS-Experiment (Jefferson Laboratory) und dem Mainzer Crystal Ball Experiment (Johannes Gutenberg-Universität Mainz).

Abschnitt 2.1 gibt einen kurzen Überblick über den Beschleunigerbetrieb am ELSA, gefolgt von der Beschreibung des BGO-OD Experiments in Abschnitt 2.2.

## 2.1 ELSA

Der Elektronenbeschleuniger ELSA (Elektronen Strecher Anlage) besteht aus drei Beschleunigungsstufen. Abbildung 2.1 bietet einen schematischen Überblick darüber. Die wahlweise polarisierten oder unpolarisierten Elektronen aus einer entsprechenden Quelle werden zunächst in einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt. Im sogenannten Booster-Synchrotron findet die zweite Beschleunigungsphase statt. In dieser werden die Elektronen auf bis zu 1,6 GeV beschleunigt. Das Synchrotron dient als Injektor für den Streherring, in dem die letzte Phase der Beschleunigung stattfindet. Der Streherring erzeugt aus den Elektronenpulsen einen quasikontinuierlichen Strahl und beschleunigt die Teilchen auf eine Endenergie von 3,2 GeV [2].

## 2.2 BGO-OD

In Abbildung 2.2 ist der schematische Aufbau des BGO-OD Experiments abgebildet. Die beschleunigten Elektronen treffen auf der rechten Seite der Abbildung auf das Experiment.

---

<sup>1</sup> engl.für Ziel. Entspricht dem Material, welches dem Photonenstrahl ausgesetzt ist.

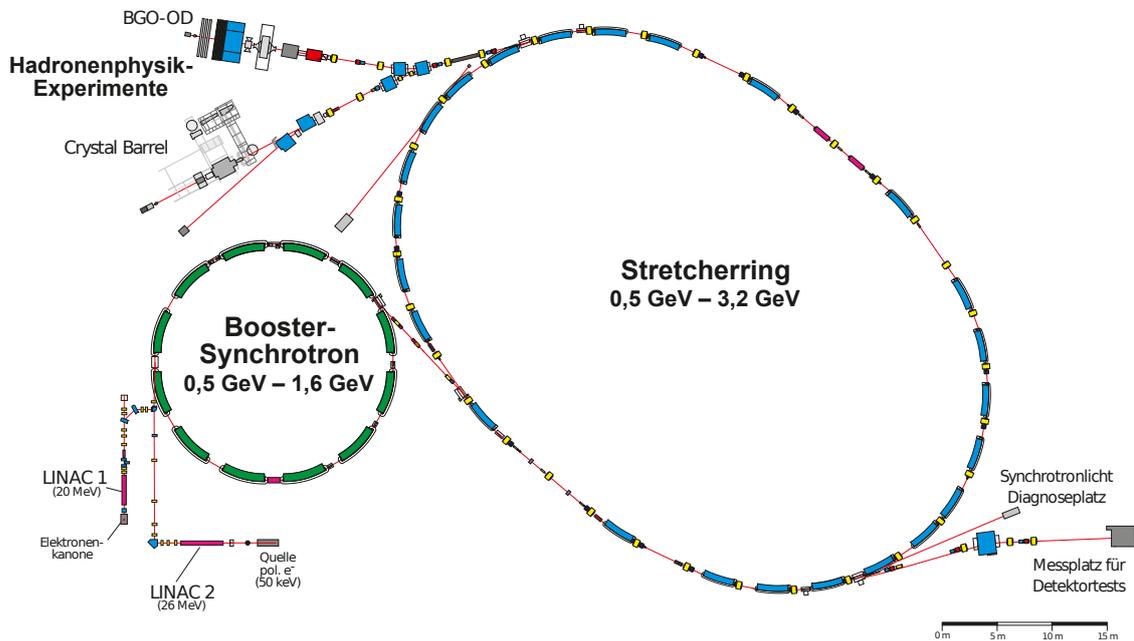


Abbildung 2.1: Schematischer Überblick über die Elektronen Strecher Anlage sowie die Hadronenphysik-Experimente BGO-OD und Crystal Barrel. Angepasst aus [2].

## 2.2.1 Photonenerzeugung

Die bis zu 3,2 GeV beschleunigten Elektronen treffen auf einen Radiator. Sie werden abgebremst und erzeugen Photonen, sogenannte Bremsstrahlung. Es besteht in diesem Schritt die Möglichkeit, Kristalle als Radiator zu verwenden, um linear polarisierte Photonen zu erzeugen. Durch ein Magnetfeld werden die Elektronen über die Lorentzkraft abgelenkt, während die erzeugten Photonen, da sie ungeladen sind, keine Kraft erfahren. Durch den Kurvenradius der Elektronen wird ihre Energie bestimmt. Die Differenz der Energien eines Elektrons vor dem Bremsstrahlungsprozess und danach entspricht der Energie des Photons. Elektronen, die eine zu hohe Energie haben und nicht stark genug abgelenkt werden können, werden durch einen Strahlfänger gestoppt.

## 2.2.2 BGO Rugby Ball

Der erzeugte Photonenstrahl trifft in der Mitte des BGO auf ein Target. Dabei kann es sich wahlweise um ein Protonentarget aus Wasserstoff oder ein Neutronentarget aus Deuterium handeln. Ebenso stehen zwei Targetlängen zur Verfügung, ein kurzes mit 6 cm und ein langes mit 11 cm.

Durch die Kollision der Photonen mit den Nukleonen des Targets entstehen Mesonen, Baryonen und andere Teilchen. Jene, die in einem Winkel  $\Theta = 25^\circ - 155^\circ$  entstehen, können durch den BGO Rugby Ball detektiert werden, wobei der Raumwinkel in  $\Phi$ -Richtung vollkommen umschlossen wird. Der von außen sichtbare Teil des zentralen Detektors ist der eigentliche BGO Ball, ein Kalorimeter, welcher aus 480 Kristallen besteht. Dort können sowohl geladene als auch ungeladene Teilchen ihre Energie deponieren. Die Höhe und Form der Energieabgabe gibt Rückschlüsse darüber, um welches Teilchen

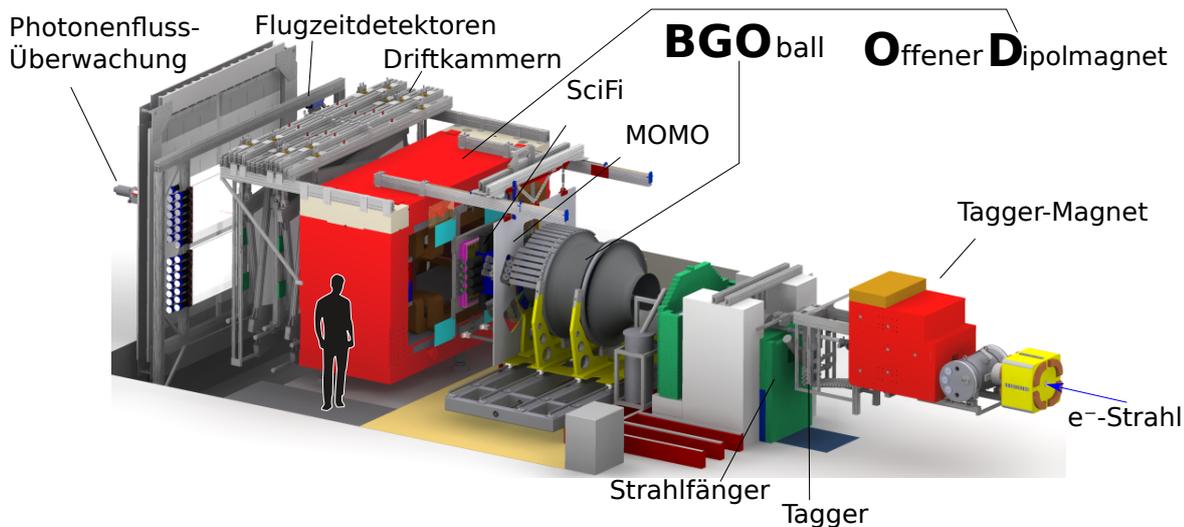


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des BGO-OD Experiments. Angepasst aus [3].

es sich handeln könnte. Zudem ist es möglich, durch die Einteilung in 480 Segmenten Aussagen über die Teilchenrichtung zu treffen.

Der BGO Ball wird unterstützt durch den sogenannten Barrel, einem dünnen Plastiksintillator, der in Form eines Fasses das Target umschließt und die Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen ermöglicht. Zudem ergänzen zwei zylindrische Drahtkammern zwischen Target und Barrel die Detektion von geladenen Teilchen, indem ihre Spur verfolgt werden kann.

### 2.2.3 Zwischenregion

Zwischen dem BGO Rugby Ball und dem Vorwärtsspektrometer sind zwei Detektoren eingebaut, wobei sich einer davon in Entwicklung befindet. Diese decken einen Winkelbereich von  $\Theta = 10^\circ$  bis  $\Theta = 25^\circ$  ab und ergänzen damit die beiden großen Bereiche des Experiments in ihrer Winkelakzeptanz. Zum Einsatz kommt ein Plastiksintillator (SciFi), welcher aus drei Ringen besteht, die analog zum BGO Kalorimeter in Segmenten unterteilt sind. Hinzu kommt eine Mehrfachspalt-Widerstandplattenkammer (MRPC), welche nach Fertigstellung der Entwicklung als Flugzeitdetektor fungieren soll.

### 2.2.4 Vorwärtsspektrometer

Der Winkelbereich  $\Theta < 10^\circ$  wird vom Vorwärtsspektrometer abgedeckt. Dieser wird von einem offenen Dipolmagneten dominiert, der die Bestimmung des Impulses von geladenen Teilchen ermöglicht, indem diese durch das Magnetfeld abgelenkt werden. Dazu sind vor dem Magneten zwei Szintillationsfaser-Detektoren aufgebaut, MOMO und SciFi. Hierdurch kann die Spur des zu identifizierenden Teilchens vor der Ablenkung rekonstruiert werden. Im Anschluss am Magneten befinden sich acht Driftkammern, wodurch die Ablenkung der Spur festgestellt werden kann. Die Detektion im Vorwärtsspektrometer wird durch eine Wand aus Flugzeitdetektoren vervollständigt. Durch die Flugzeitmessung in den Flugzeitdetektoren und der Impulsmessung mithilfe der Driftkammern können die meisten geladenen Baryonen und Mesonen identifiziert und unterschieden werden.

### 2.2.5 Photonenfluss-Überwachung

Um den Wirkungsquerschnitt eines Reaktionskanals zu bestimmen, wird der Photonenfluss benötigt, sodass eine Normalisierung der Daten durchführbar wird. Dazu dient ein Photonenfluss-Überwachungssystem, welches sich hinter der Flugzeitwand befindet. Dieses umfasst zwei Detektoren, FluMo und GIM. Der FluMo-Detektor besteht aus fünf in Reihe geschalteten Szintillatoren, mit denen Photonen detektiert werden, die in Paarproduktion Elektronen und Positronen erzeugt haben. Der GIM-Detektor besteht aus Bleiglas. Darin werden ebenfalls Elektronen-Positronen-Paare aus Photonen erzeugt. Durch den Cherenkov-Effekt werden diese mit einer Effizienz von nahezu 100% detektiert.

Diese Konstruktion aus zwei unterschiedlichen Detektoren wurde speziell für das BGO-OD Experiment entwickelt. Der GIM Detektor erlaubt die Messung des totalen Photonenflusses, jedoch kann dieser bei hoher Strahlintensität wegen Strahlschäden nicht verwendet werden. Mit dem FluMo Detektor kann ein Bruchteil des Photonenflusses in Bezug zum GIM detektiert werden, während dieser Detektor auch bei hohen Strahlintensitäten funktioniert. Um die Daten aus dem FluMo Detektor auswerten zu können und damit den totalen Photonenfluss zu bestimmen, muss die Effizienz bekannt sein. Dazu wird mit beiden Detektoren bei speziellen Läufen mit geringer Strahlintensität der Photonenfluss detektiert. Durch das Verhältnis von detektiertem Photonenfluss im FluMo Detektor und im GIM Detektor kann damit eine Effizienz des FluMo Detektors berechnet werden, wodurch dieser im normalen Betrieb ausreichend ist, um den Photonenfluss zu überwachen [3].

## Teilchenidentifikation

Bevor der Reaktionskanal  $p\gamma \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  rekonstruiert werden kann, muss dieser zunächst in seine Einzelteile getrennt werden. Außerdem zerfallen die Produkte in weitere Teilchen, die letztendlich detektiert werden. Einige der Zustände zerfallen nicht nur in ein Endprodukt, sondern können mit einer jeweiligen Wahrscheinlichkeit in unterschiedliche Endprodukte zerfallen. Da es sich hierbei um einen statistischen Effekt handelt, kann man im Einzelnen nicht vorhersagen oder bestimmen, welche Endprodukte entstehen. Aus diesem Grund müssen bei der Teilchenidentifikation ein oder mehrere Zerfallswege ausgewählt werden. Hier ist zu berücksichtigen, dass die Wahrscheinlichkeit, das gesuchte Endprodukt zu erhalten, nicht zu niedrig sein darf, um einen Großteil der Daten zu behalten, da dies letztendlich Auswirkungen auf die statistische Signifikanz der Ergebnisse hat. Zudem müssen die Endprodukte gut, das heißt mit einer angemessenen Effizienz vom jeweiligen Detektor detektiert werden können.

Betrachten wir die rechte Seite der obigen Reaktionsgleichung, haben wir zunächst zwei Teilchen als Endprodukte. Zum einen das  $K^{*+}$ , ein Vektormeson<sup>1</sup>, welches aus einem  $u$ - und einem  $\bar{s}$ -Quark besteht und eine Masse von  $m = (891,66 \pm 0,26) \text{ MeV}$  [4] hat. Zum anderen das  $\Sigma^0$ , ein Baryon, welches aus den Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  besteht und eine Masse von  $m = (1\,189,37 \pm 0,07) \text{ MeV}$  [4] hat.

Das  $K^{*+}$  zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von nahezu 100% in ein Kaon und ein Pion. Damit können die anderen Zerfälle vernachlässigt werden. Ein Drittel der Zerfälle in Kaonen und Pionen ergeben  $K^+$  und  $\pi^0$  als Endprodukte und zwei Drittel  $K^0$  und  $\pi^+$ . Da die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in  $K^+$  und  $\pi^0$  groß genug ist und die Endprodukte gut im BGO-OD detektiert werden können, habe ich mich für diesen Zerfallsweg entschieden. Die Identifikation von  $K^+$  und  $\pi^0$  wird in Abschnitt 3.1 und 3.2 erläutert.

Das  $\Sigma^0$  identifiziere ich über den Zerfall in  $\Lambda$  und  $\gamma$ . Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfall beträgt nahezu 100%. Die genaue Beschreibung des Identifikationsvorgangs befindet sich in Abschnitt 3.3.

### 3.1 Identifikation von $K^+$

Das  $K^+$  besteht, wie auch schon das  $K^{*+}$ , aus einem  $u$ - und einem  $\bar{s}$ -Quark, jedoch handelt es sich hierbei um ein Pseudo-Skalar-Meson, das heißt ein Meson mit Gesamtspin  $J = 0$ . Es hat eine Masse von  $m = (493,677 \pm 0,016) \text{ MeV}$  [4]. Die Identifikation des  $K^+$  wurde sowohl im BGO-Ball als auch

<sup>1</sup> Mesonen mit Gesamtspin  $J = 1$

im Vorwärtsspektrometer durchgeführt.

### 3.1.1 Im BGO-Ball

Die Detektion des  $K^+$  im BGO-Ball erfolgte nach einer bereits entwickelten Methode für das Crystal Ball Experiment<sup>2</sup> [5]. Dabei wird der Zerfallskanal  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  genutzt. Da das  $K^+$  eine Zerfallszeit von etwa 12 ns hat, besteht die Möglichkeit, dass es im BGO-Ball zerfällt. Diesen Zerfall kann man beobachten, wie in Abbildung 3.1 grafisch veranschaulicht wurde. Das  $K^+$  deponiert seine Energie in einem einzigen Kristall, dem sogenannten Ereigniscluster<sup>3</sup>, zerfällt nach einiger Zeit in ein  $\nu_\mu$ , welches undetektiert das Experiment verlässt und ein  $\mu^+$ , das einen Teil seiner Energie in mehreren Kristallen verliert, dem sogenannten Zerfallscluster [6].

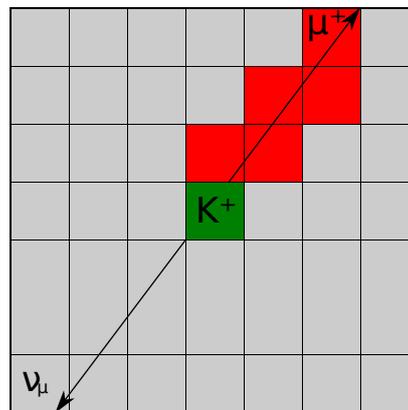


Abbildung 3.1: Zerfall des  $K^+$  im BGO-Ball. Der grüne Treffer entspricht dem Ereigniscluster und die roten Treffer dem Zerfallscluster.

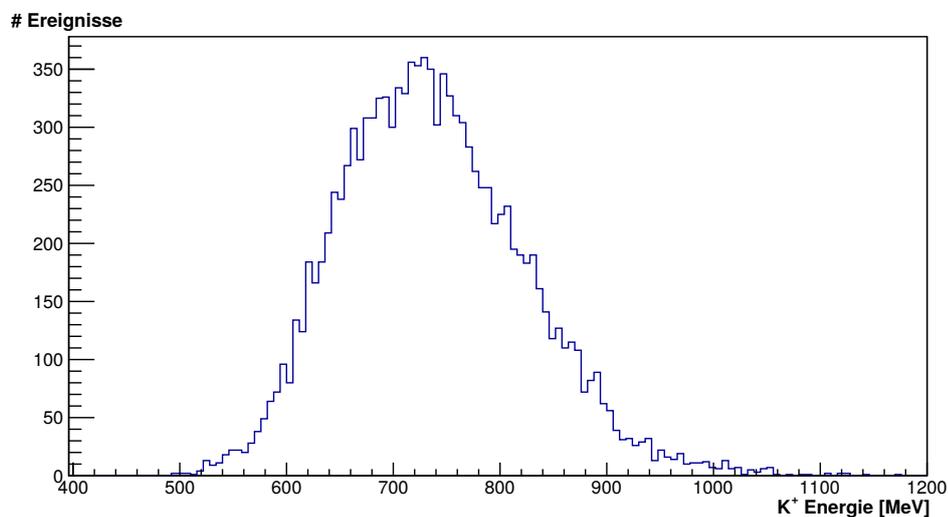


Abbildung 3.2: Energieverteilung von  $K^+$  im BGO-Ball.

Abbildung 3.2 zeigt die Energieverteilung von  $K^+$ , die im BGO-Ball detektiert wurden.

<sup>2</sup> Experiment an der Johannes Gutenberg Universität Mainz.

<sup>3</sup> Cluster engl. für Haufen. In diesem Kontext als zeitliche und räumliche Ansammlung von aktivierten BGO-Kristallen gemeint.

### 3.1.2 Im Vorwärtsspektrometer

Die Detektion des  $K^+$  im Vorwärtsspektrometer geschieht über die Messung von Impuls und Geschwindigkeit der geladenen Teilchen. Abbildung 3.3 zeigt den Impuls  $p$  der Teilchen aufgetragen gegen  $\beta = \frac{v}{c}$ . Wobei  $v$  die Geschwindigkeit der Teilchen bezeichnet und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Ab einem Impuls von etwa 1 GeV ist in der Abbildung sichtbar, dass Pionen und Kaonen nicht

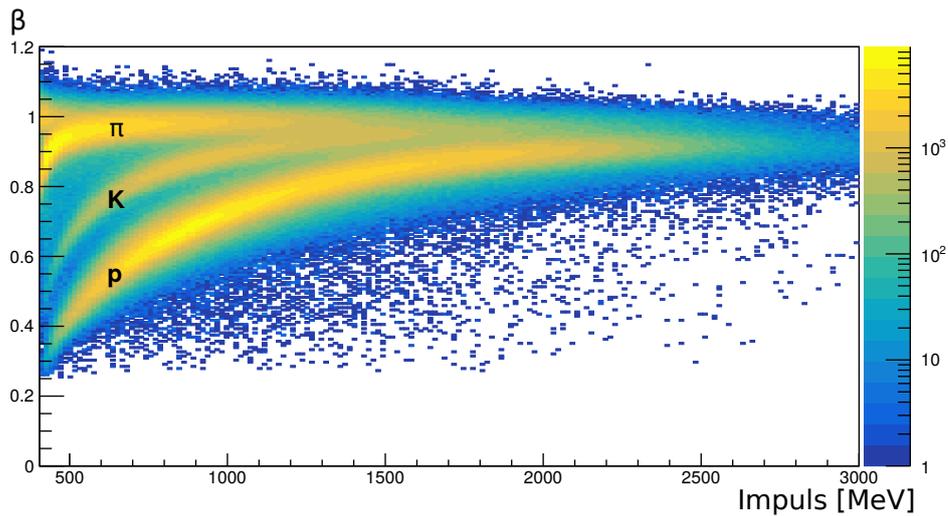


Abbildung 3.3: Impuls eines geladenen Teilchens im Vorwärtsspektrometer aufgetragen gegen  $\beta$ , zur Unterscheidung zwischen Pionen, Kaonen und Protonen. Ereignisse mit  $\beta \geq 1$  sind durch die Zeitauflösung des Flugzeitdetektors zu erklären.

mehr unterscheidbar sind. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle der Maximalimpuls der Kaonen geschnitten. Zudem wurde die Masse der Kaonen auf  $m = 400$  MeV bis  $m = 600$  MeV geschnitten. Abbildung 3.4 zeigt die Massenverteilung bestimmt durch den Flugzeitdetektor sowohl für das simulierte Signal, als auch für die echten Daten. Im Vergleich ist erkennbar, dass bei realen Daten der Untergrund sehr dominant ist und die Kaonen nur schwer sichtbar sind.

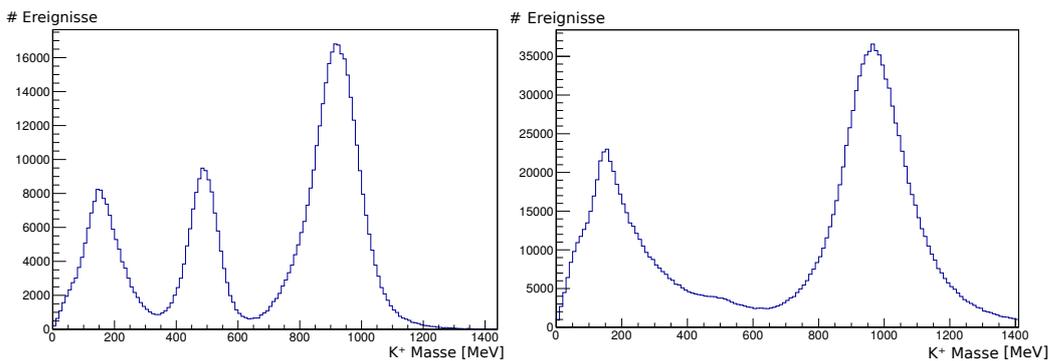


Abbildung 3.4: Verteilung der Masse im Flugzeitdetektor für den simulierten Kanal (links) und die echten Daten (rechts). Die Kaonen sind wie erwartet sehr gut in der Simulation sichtbar. In den echten Daten dominiert der Untergrund.

### 3.2 Identifikation von $\pi^0$

Das  $\pi^0$  zerfällt in knapp 99% der Fälle in  $2\gamma$ , die wiederum im BGO-Ball identifiziert werden können. Dazu wird für jedes Photon im BGO-Ball nach einem ungeladenen Teilchen gesucht. Diese Information steht aus der Auslese des Barrels zur Verfügung, da dieser die Differenzierung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen ermöglicht. Die Energieabgabe im BGO-Ball muss zudem über mehrere Kristalle geschehen, da die Photonen dort Elektron-Positron-Paare erzeugen, woraus ein elektromagnetischer Schauer entsteht.

In der gesuchten Reaktion entstehen mindestens drei Photonen, zwei aus dem  $\pi^0$  Zerfall und ein Photon aus dem Zerfall  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ . Alle Reaktionen mit weniger als drei Photonen werden ausgeschlossen. Um die Pionen zu rekonstruieren, müssen die beiden Photonen, welche aus dem Zerfall des Pions resultieren, identifiziert werden, ihre Lorentzvektoren miteinander addiert und die invariante Masse des resultierenden Lorentzvektors bestimmt werden. Abbildung 3.5 zeigt das Ergebnis dieses Vorganges für alle im BGO-Ball identifizierten Photonen in allen möglichen Kombinationen. Hier ist ein deutlicher Peak bei der  $\pi^0$  Masse erkennbar, welche laut der Particle Data Group den Wert  $m = (134,9770 \pm 0,0005) \text{ MeV}$  [4] hat. Es ist jedoch ebenso ein relevanter Untergrund erkennbar. Dieser ergibt sich aus Photonen, die fälschlicherweise als Zerfallsphotonen des Pions identifiziert werden und aus der Kombinatorik, da die invariante Masse jedes möglichen Photonen-Paares bestimmt wird.

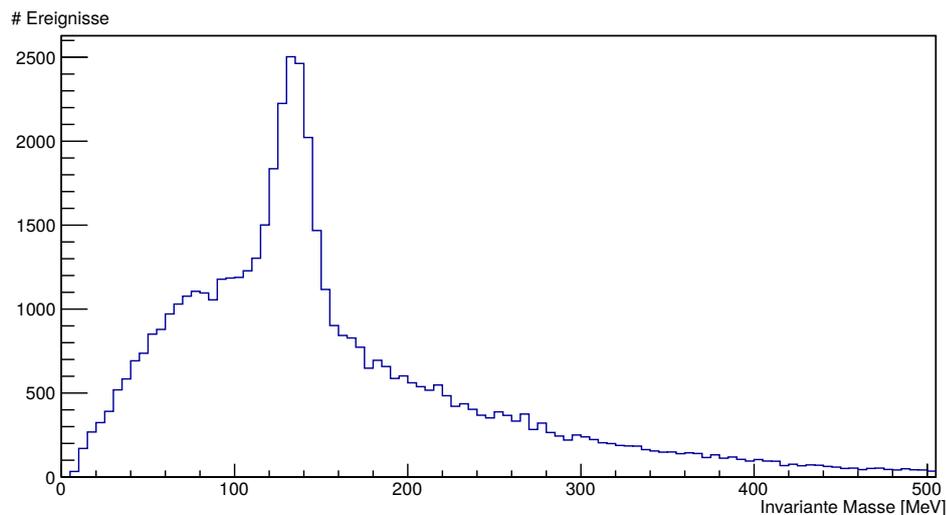


Abbildung 3.5: Invariante Masse von zwei beliebigen Photonen. Es ist ein Höhepunkt bei der Ruhemasse des Pions erkennbar.

Um eine bessere Identifikation der Zerfallsphotonen des Pions zu ermöglichen, wurde aus allen kombinatorischen Möglichkeiten das Photonenpaar gewählt, welches der Pionenmasse am nächsten ist. Die Wahl wurde außerdem so gestaltet, dass ein drittes Photon der Energie des Zerfallphotons aus dem  $\Sigma^0$  Zerfall entspricht, dieses Photon wird im weiteren Verlauf zusätzliches Photon genannt. Die Bestimmung des zusätzlichen Photons wird in Abschnitt 3.3 näher erläutert.

Nach diesem näheren Auswahlverfahren erhält man die Verteilung der invarianten Masse der Photonenpaare aus Abbildung 3.6. Der Untergrund ist hier sichtbar minimiert und damit ist der

Hochpunkt an der Stelle der Pionenmasse ausgeprägter.

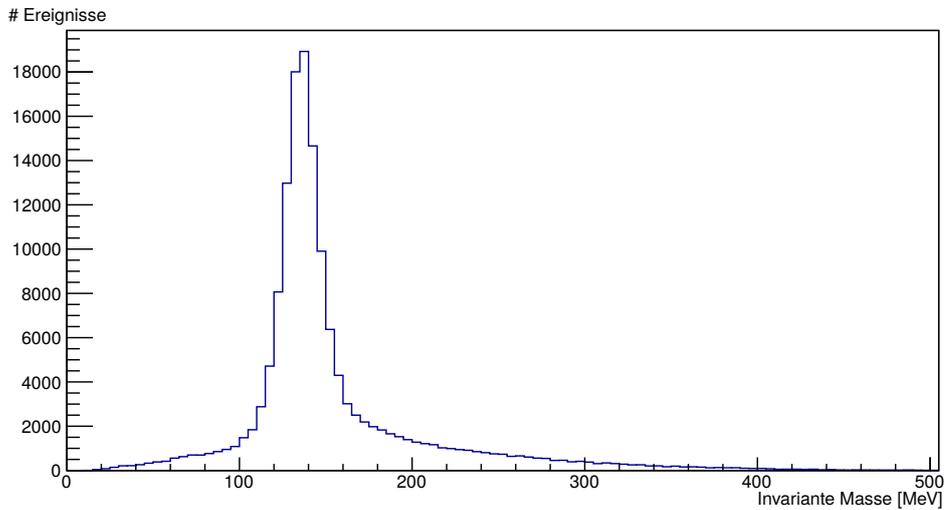


Abbildung 3.6: Invariante Masse des gewählten Photonenpaares. Der Peak bei der Ruhemasse des Pions ist stärker ausgeprägt, im Vergleich zu Abbildung 3.5, da der Untergrund minimiert wurde.

Eine stärkere Selektion der Pionen wurde durch einen Massenschnitt vorgenommen. Es werden lediglich Photonensepaare als Zerfallsprodukt eines Pions angenommen, die eine invariante Masse zwischen  $m = 115$  MeV und  $m = 155$  MeV haben, was einer Abweichung von etwa  $2\sigma$  zum Erwartungswert entspricht. Das letztendliche Ergebnis der Pionenidentifikation ist in Abbildung 3.7 sichtbar.

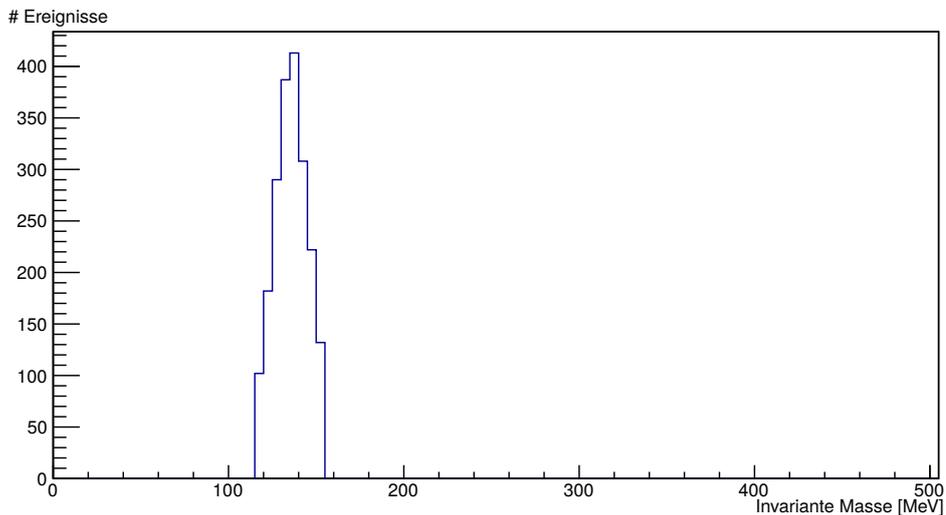


Abbildung 3.7: Invariante Masse des Photonensepaars aus dem Pionenzerfall mit Massenschnitt. Die Verteilung entspricht der Verteilung der angenommenen Pionen, womit die Pionenidentifikation komplettiert ist.

### 3.3 Identifikation von $\Sigma^0$

Um das  $\Sigma^0$  zu identifizieren, wurde der Zerfall  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$  genutzt. Im Ruhesystem des  $\Sigma^0$  muss das Zerfallsphoton eine ausgeprägte Energie von  $E \approx 75$  MeV haben. Dies entspricht in etwa der Differenz der Massen von  $\Sigma^0$  und  $\Lambda$ . Das  $\Sigma^0$  hat laut der Particle Data Group eine Masse von  $m = (1\,192,642 \pm 0,024)$  MeV [4] und das  $\Lambda$  eine Masse von  $m = (1\,115,683 \pm 0,006)$  MeV [4]. Um dieses charakteristische Photon zu bestimmen, müssen somit alle in Frage kommenden Photonen in das Ruhesystem des  $\Sigma^0$  transformiert werden. Im Zusammenspiel mit der Wahl des Photonenpaares bei der Identifikation des Pions in Abschnitt 3.2 ist die Verteilung aus Abbildung 3.8 sichtbar. Es ist aufgetragen, die Energie der Kandidaten zum Photon aus dem  $\Sigma^0$  Zerfall, transformiert in das Ruhesystem des  $\Sigma^0$ , wobei angenommen wird, dass das  $\Sigma^0$  der fehlenden Masse von  $K^+$  und  $\pi^0$  entspricht.

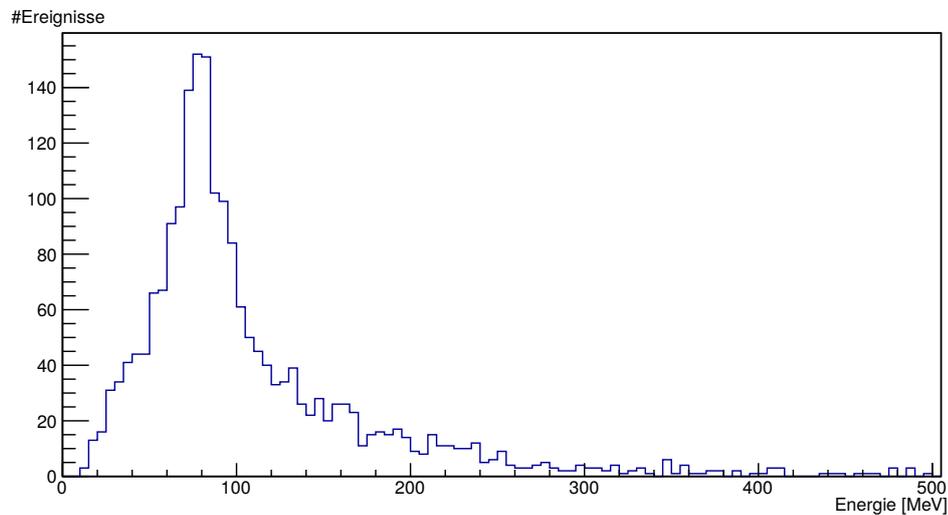


Abbildung 3.8: Energien der Kandidaten für das  $\Sigma^0$  Zerfallsphoton im Ruhesystem von  $\Sigma^0$ . Es ist ein Höhepunkt bei der Energie  $E \approx 77$  MeV erkennbar.

Diese Verteilung kann im weiteren Verlauf der Analyse zur Unterscheidung des Signals  $p\gamma \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  von dem Untergrundkanal  $p\gamma \rightarrow K^{*+} \Lambda$  genutzt werden, da im letzteren Fall das charakteristische Zerfallsphoton nicht vorhanden ist.

---

## Identifikation des Reaktionskanals

---

Nach der Identifikation der einzelnen Teilchen aus Kapitel 3 wird das  $K^{*+}$  Signal vom Untergrund aus Reaktionskanälen, die kein  $K^{*+}$  beinhalten, verborgen. Für die Entstehung von  $K^{*+}$  sind zunächst folgende zwei Kanäle relevant:

1.  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Lambda$
2.  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$

Für die reine Detektion des  $K^{*+}$  ist die Eingrenzung auf einen dieser Kanäle nicht notwendig. Da jedoch in Kapitel 5 der Wirkungsquerschnitt bestimmt wird, um eine Größe zu erhalten, die mit bestehenden Daten verglichen werden kann, müssen die Kanäle getrennt betrachtet werden. Die Identifikation des zweiten Kanals wird durch das charakteristische Zerfallsphoton des  $\Sigma^0$  eindeutig. Da dies die Identifikation eines einzigen zusätzlichen Teilchens erfordert, können damit ausreichend viele Ereignisse erhalten werden, was die statistische Aussagekraft der letztendlichen Ergebnisse verbessert. Dieser Argumentation folgend, wird hier der Versuch unternommen, diesen Kanal zu identifizieren. Wobei die Bestimmung des  $K^{*+}$  durch die Festlegung auf eines der beiden  $K^{*+}$  Reaktionskanäle damit einhergeht.

In Abschnitt 2.2.2 wurde erläutert, dass zwei Targetgrößen zur Verfügung stehen, die jeweils mit Wasserstoff oder Deuterium befüllt werden können. Da es sich hierbei um eine  $\gamma p$  Reaktion handelt, wurde das Target mit Wasserstoff befüllt. Zudem beziehen sich alle Histogramme und Diagramme auf die Datenentnahme im Jahr 2017 mit dem kurzen Target, soweit es nicht anders spezifiziert ist. Die Hauptanalyse wurde mit dem genannten Datensatz vorgenommen, ein abweichender Datensatz taucht lediglich in Abschnitt 4.2 als Vergleich auf.

### 4.1 Selektionsschnitte

Um das  $K^{*+}$  Signal sichtbar zu machen und die Anzahl an Ereignissen aus Untergrundkanälen zu minimieren, müssen Schnitte an unterschiedlichen Größen vorgenommen werden, die im Folgenden erläutert werden.

### 4.1.1 Photonenstrahl

Die Produktion von  $K^{*+} \Sigma^0$  erfordert eine Energie des Photonenstrahls von mindestens  $E \approx 1\,846$  MeV. Unter diesem Wert kann der zu untersuchende Reaktionskanal nicht erzeugt werden. Es kommt stattdessen zur freien Produktion von  $K^+ \Sigma^0$  und  $\pi^0$ , was jedoch exakt den Teilchen entspricht, die zur Identifizierung des Reaktionskanals detektiert werden. Hinzu kommen weitere Kanäle, die ebenfalls bei niedrigeren Energien erzeugt werden und als Untergrund in den Daten auftauchen. Dies ist in Abbildung 4.1 veranschaulicht. Dort ist zu erkennen, dass bei der Simulation des Signals die meisten Datenpunkte oberhalb der  $E = 1\,846$  MeV Grenze liegen. Außerdem verschiebt sich die invariante Masse von  $K^+$  und  $\pi^0$  nach oben in Richtung der  $K^{*+}$  Masse, sodass es nicht mehr nur zur freien Produktion von  $K^+$  und  $\pi^0$  kommt, sondern diese ebenso als Zerfallsprodukte des  $K^{*+}$  beitragen.

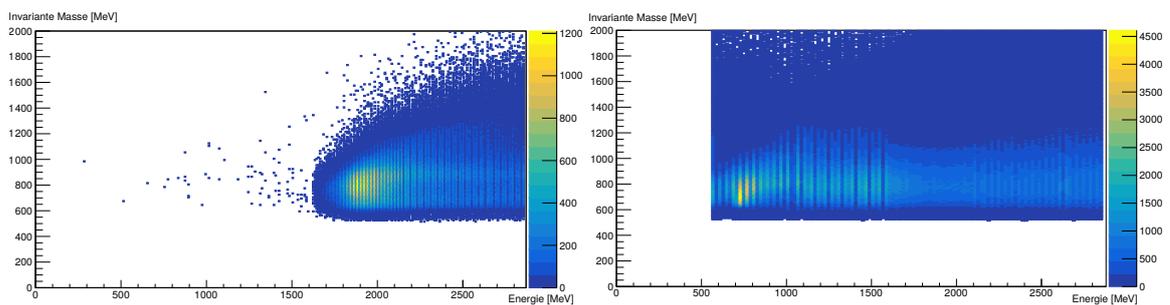


Abbildung 4.1: Invariante Masse von  $K^+ \pi^0$  gegen Energieverteilung des Photonenstrahls. In der Simulation des Signals (links) ist erkennbar, dass die meisten Ereignisse bei einer Photonenenergie oberhalb von 1 800 MeV liegen. Die realen Daten (rechts) zeigen im Gegensatz hohe Ereigniszahlen bei niedrigen Energien.

Somit wird ein Schnitt der Energie des Photonenstrahls bei einer Energie von  $E = 1\,800$  MeV vorgenommen. Das Ergebnis hiervon ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

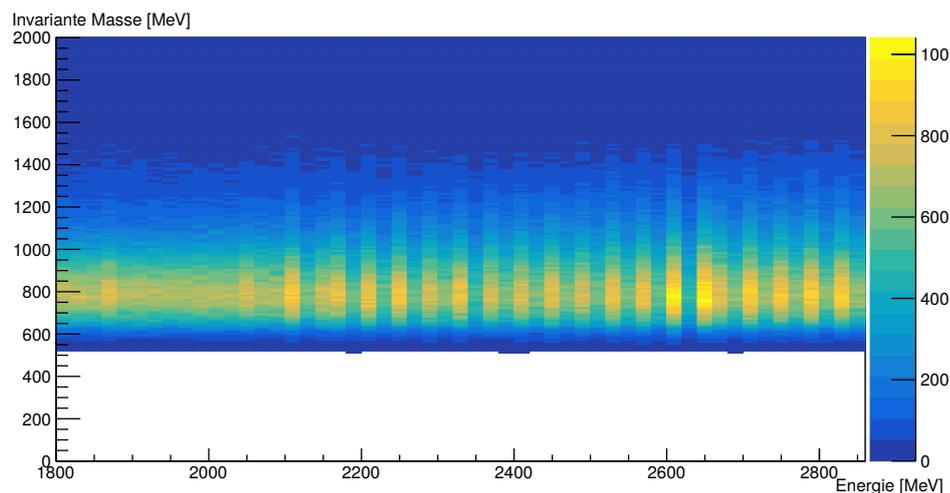


Abbildung 4.2: Invariante Masse von  $K^+ \pi^0$  gegen die Energie des Photonenstrahls mit einem Schnitt bei  $E = 1\,800$  MeV (reale Daten).

### 4.1.2 Fehlende Masse des $K^{*+}$

In Abschnitt 3.3 wurden die Massen von  $\Sigma^0$  und  $\Lambda$  angegeben. Diese manifestieren sich in der Identifikation des Reaktionskanals als fehlende Masse von  $K^{*+}$ , das heißt, wenn man die Lorentzvektoren des Photons aus dem Photonenstrahl mit dem Lorentzvektor eines ruhenden Protons aus dem Target addiert und den Vierervektor des identifizierten  $K^+$  und  $\pi^0$  subtrahiert, was dem  $K^{*+}$  entspricht, wenn diese Zerfallsprodukte davon sind, erhält man einen Vierervektor. Dieser beschreibt die restlichen Produkte der Reaktion. Kommt es zur Erzeugung von  $K^{*+}$ , entspricht dieser Vektor entweder dem  $\Sigma^0$  oder dem  $\Lambda$ . Setzt man die invariante Masse dieses Lorentzvektors also fest auf die Masse von  $\Sigma^0$  oder  $\Lambda$ , so werden die Untergrundkanäle zusätzlich unterdrückt und das  $K^{*+}$  Signal damit ausgeprägter.

Die Unterscheidung der beiden Reaktionskanäle  $K^{*+}\Sigma^0$  und  $K^{*+}\Lambda$  ist im Rahmen der entnommenen Daten und vorgenommenen Analyse wegen einer niedrigen Statistik und Auflösung nicht möglich. Aus diesem Grund wurde in Abschnitt 3.3 das Zerfallsphoton des  $\Sigma^0$  bestimmt, um die Unterscheidung vornehmen zu können. Da die Masse des  $\Sigma^0$  rund 77 MeV größer ist im Vergleich zur Masse des  $\Lambda$ , kann der Schnitt an der fehlenden Masse etwas höher angesetzt werden, um zur Unterdrückung von  $\Lambda$  beizutragen, auch wenn nur in geringem Maße. Aus diesem Grund wurde an dieser Stelle eine fehlende Masse zum  $K^{*+}$  zwischen  $m = 1100$  MeV und  $m = 1300$  MeV vorausgesetzt.

### 4.1.3 Fehlende Masse des $K^+$

Durch den geringen Wirkungsquerschnitt des Reaktionskanals  $\gamma p \rightarrow K^{*+}\Sigma^0$  sind selbst Reaktionskanäle, die ebenfalls keinen hohen Wirkungsquerschnitt haben, ein großer Störfaktor. Einer dieser Kanäle ist die Erzeugung von  $K^+\Lambda(1405)$ . Das  $\Lambda(1405)$  zerfällt selbst in  $\pi^0$  und  $\Sigma^0$ , womit der gleiche Endzustand erreicht wird, wie bei dem gesuchten Reaktionskanal, nachdem das  $K^{*+}$  in ein  $K^+$  und ein  $\pi^0$  zerfallen ist.

Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung für die fehlende Masse des  $K^+$  für den  $K^*\Sigma^0$  Reaktionskanal (links) und den  $K^+\Lambda(1405)$  Reaktionskanal (rechts). Im  $K^+\Lambda(1405)$  Reaktionskanal entspricht der Hochpunkt in der Verteilung der Ruhemasse des  $\Lambda(1405)$ , was laut PDG  $m = (1405,1 \pm 1,3)$  MeV entspricht. In der Verteilung zum gesuchten Reaktionskanal erkennt man im Gegensatz dazu, dass es zu einer breiten Verteilung kommt, die bei einer höheren Masse liegt.

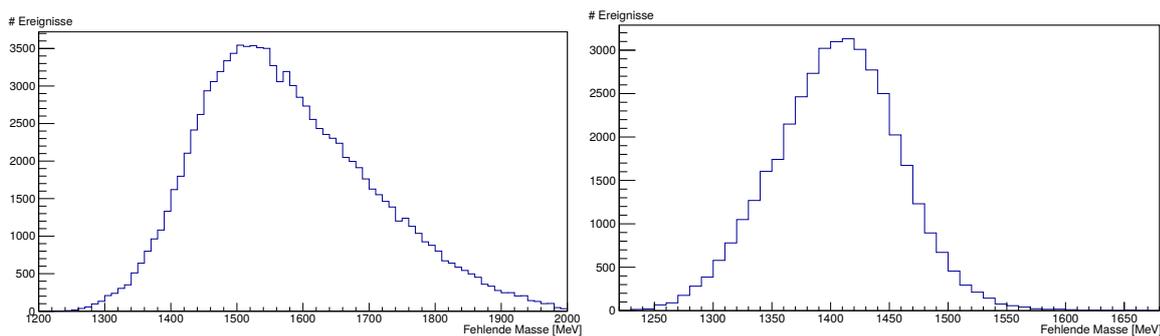


Abbildung 4.3: Fehlende Masse zum  $K^+$  für den simulierten  $K^*\Sigma^0$  Reaktionskanal (links) und den simulierten  $K^+\Lambda(1405)$  Reaktionskanal (rechts).

Dadurch ist an dieser Stelle ein Schnitt in der fehlenden Masse des  $K^+$  bei einer Masse von  $m = 1470$  MeV möglich, um den  $K^+\Lambda(1405)$  Kanal zu unterdrücken, ohne einen großen Teil der

Verteilung des gesuchten Kanals zu entfernen.

## 4.2 $K^{*+}$ Signal

Nachdem in Kapitel 3 die gesuchten Teilchen identifiziert wurden und in Abschnitt 4.1 die nötigen Schnitte vorgenommen wurden, ist das  $K^{*+}$  ausgeprägt und sichtbar. Es folgen nun die Ergebnisse jeweils für die Detektion des  $K^+$  im BGO-Ball und im Vorwärtsspektrometer, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben. Als Endresultat werden die Ergebnisse mit der Identifikation des  $K^+$  im Vorwärtsspektrometer verwendet, da das Signal hier ausgeprägter ist und über eine bessere Statistik verfügt.

### 4.2.1 $K^+$ detektiert im BGO Ball

Abbildung 4.4 zeigt die vollständige Analyse angewandt auf simulierte Daten des Reaktionskanals  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  mit der  $K^+$  Identifikation im BGO-Ball. Die Abbildung zeigt die Verteilung der invarianten Masse von  $\pi^0$  und  $K^+$ . Es ist ein stark ausgeprägter, schmaler Höhepunkt bei der Masse

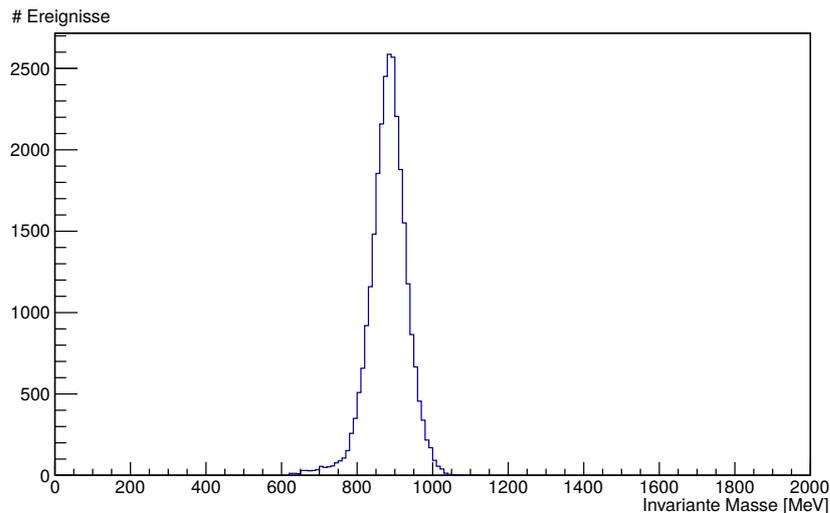


Abbildung 4.4: Verteilung der invarianten Masse von  $K^+ \pi^0$  bestimmt durch die Analyse mit Identifikation des  $K^+$  im BGO-Ball angewandt auf simulierten Daten des gesuchten Reaktionskanals.

des  $K^{*+}$  erkennbar, was die Funktionalität der Analyse bestätigt.

Im Vergleich dazu ist in Abbildung 4.5 die gleiche Analyse auf reale Daten mit kurzem Target angewandt zu sehen. Da es sich hierbei im Gegensatz zur Simulation nicht um einen Idealfall handelt, führt die Analyse nicht zu einem ebenso stark ausgeprägten Signal. Der Untergrund aus anderen Kanälen kommt im realen Fall hinzu. Außerdem ist die Anzahl an  $K^{*+}$  um Größenordnungen geringer und nur ein kleiner Bruchteil der Gesamt Ereignisse. Jedoch kann bereits hier ein Hochpunkt bei der  $K^{*+}$  Masse vermutet werden. Eine eindeutige Aussage ist an dieser Stelle noch nicht möglich, da die statistische Aussagekraft zu gering ist.

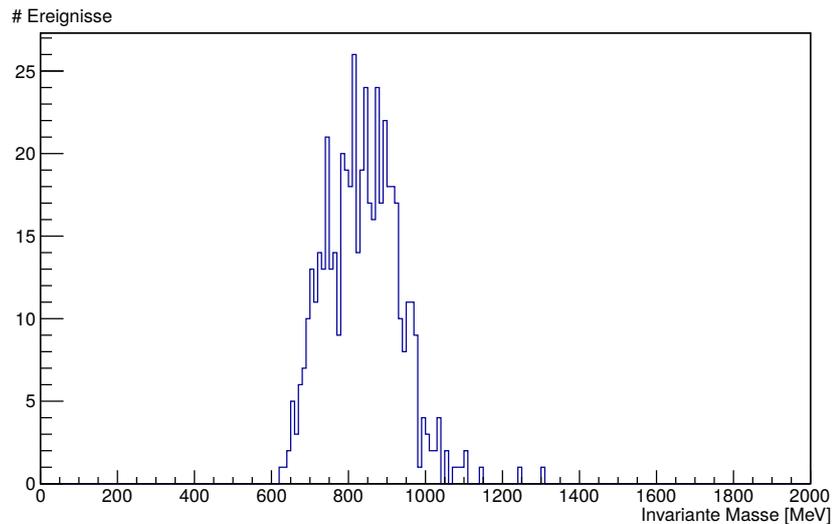


Abbildung 4.5: Verteilung der invarianten Masse von  $K^+ \pi^0$  bestimmt durch die Analyse mit Identifikation des  $K^+$  im BGO-Ball angewandt auf reale Daten des gesuchten Reaktionskanals, mit kurzem Target.

#### 4.2.2 $K^+$ detektiert im Vorwärtsspektrometer

In Abbildung 4.6 ist die Verteilung der invarianten Masse von  $K^+ \pi^0$  zu sehen für simulierte Daten, nun aber mit der Detektion des  $K^+$  im Vorwärtsspektrometer. Die Breite und Form des Hochpunktes ist vergleichbar zu der Verteilung in Abbildung 4.4. Auch in diesem Fall stimmt die Position des Höhepunktes gut mit der erwarteten Masse für das  $K^{*+}$  überein, jedoch erhalten wir durch die Änderung der  $K^+$  Identifikation die doppelte Anzahl an identifizierten Ereignissen für die gleiche Anzahl an simulierten Reaktionen.

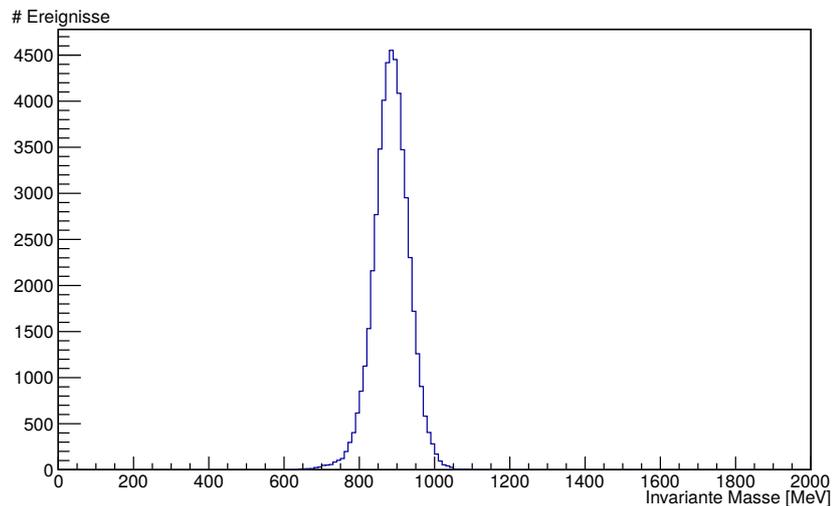


Abbildung 4.6: Verteilung der invarianten Masse von  $K^+ \pi^0$  bestimmt durch die Analyse mit Identifikation des  $K^+$  im Vorwärtsspektrometer angewandt auf simulierten Daten des gesuchten Reaktionskanals.

Die Verteilung in Abbildung 4.7, welche nun reale Daten zeigt, mit der  $K^+$  Identifikation im

Vorwärtsspektrometer, bestätigt die verbesserte Statistik. Im Vergleich zu Abbildung 4.5 erkennt man nun einen ausgeprägten Hochpunkt bei der Masse des  $K^{*+}$ , welcher eindeutig aus dem Untergrund ragt. Aus diesem Grund kann die vorherige Vermutung aus Abschnitt 4.2.1, dass ein  $K^{*+}$  Signal vorhanden und sichtbar ist, bestätigt werden. Als Vergleich zeigt Abbildung 4.8 die Verteilung von analysierten

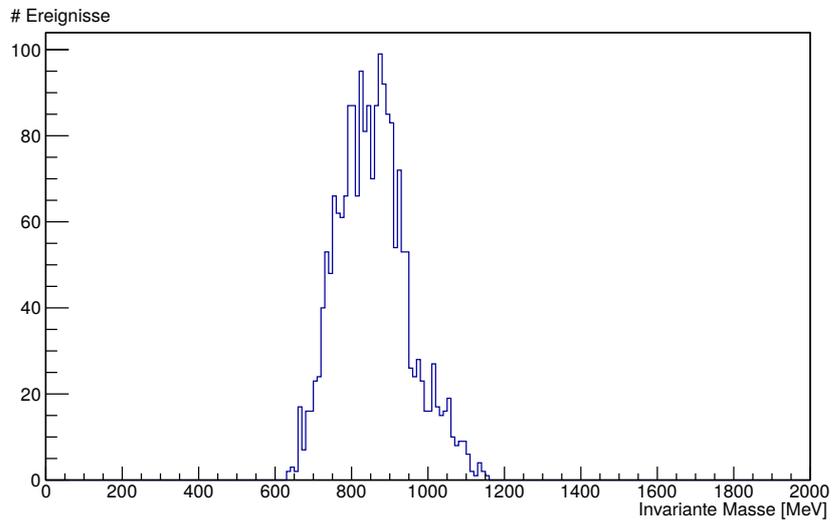


Abbildung 4.7: Verteilung der invarianten Masse von  $K^+ \pi^0$  bestimmt durch die Analyse mit Identifikation des  $K^+$  im Vorwärtsspektrometer angewandt auf reale Daten des gesuchten Reaktionskanals, mit kurzem Target.

Daten mit langem Target. Die Anzahl an Ereignissen hat sich entgegen der Erwartung eher verringert und auch das  $K^{*+}$  Signal ist nicht besser sichtbar.

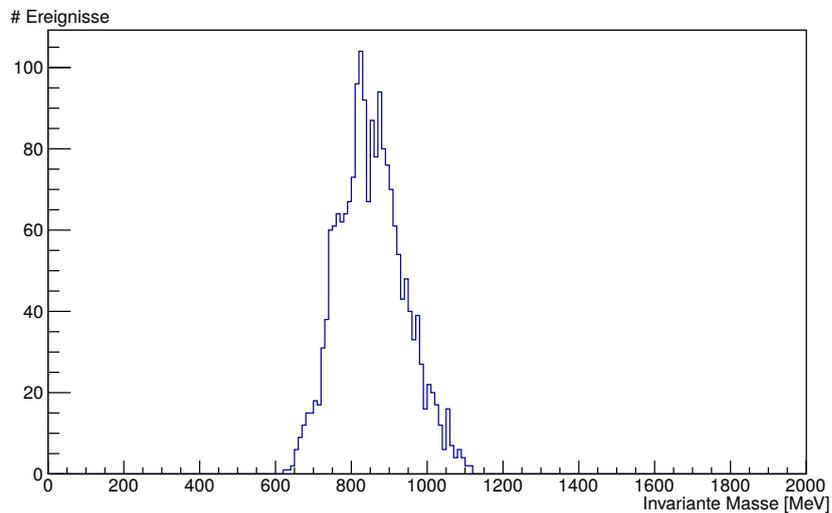


Abbildung 4.8: Verteilung der invarianten Masse von  $K^+ \pi^0$  bestimmt durch die Analyse mit Identifikation des  $K^+$  im Vorwärtsspektrometer angewandt auf reale Daten des gesuchten Reaktionskanals, mit langem Target.

Somit ist das  $K^{*+}$  im BGO-OD Experiment sichtbar. Die Daten mit kurzem Target, welche mit der Identifikationsmethode des  $K^+$  im Vorwärtsspektrometer analysiert wurden, haben an dieser Stelle die

eindeutigsten Ergebnisse hervorgebracht. Aus diesem Grund werden diese Daten weiterverwendet, um einen Fit des Reaktionskanals  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  durchzuführen und einen vorläufigen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen.

### 4.3 Fit zur Identifikation des Reaktionskanals

Um zu wissen, wie viel der Kanal  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  zum  $K^{*+}$  Signal beiträgt, muss nun ein Fit vorgenommen werden. Das heißt, es werden alle in Betracht gezogenen Reaktionskanäle, welche Teil des Untergrunds sein können, simuliert, um anschließend die Verteilung aus den realen Daten anhand aller Simulationen zu rekonstruieren. Durch Untersuchung der Simulationen wurden folgende Reaktionskanäle als relevant für den Untergrund in diesen Teil der Analyse eingefügt (die aufgelisteten Farben entsprechen der Farbcodierung in [Abbildung 4.9](#) und [Abbildung 4.10](#)):

- $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Lambda$  (Hellblau)
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  (Dunkelblau)
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 \pi^0$  (Gelb)
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma(1385)$  (Magenta)
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \eta$  (Grün)
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1520)$  (Lila)
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^+ \pi^-$  (Grau)

Diese Auswahl wurde getroffen, indem die einzelnen möglichen Simulationen in ihrer Relevanz in Bezug zur Analyse untersucht wurden. Hierzu diente ebenso ein dreidimensionaler Fit, welcher in [Abbildung 4.9](#) dargestellt ist. Auf der linken Seite der Grafik ist die Verteilung aus dem vorherigen Abschnitt zu sehen, mit den erwähnten Kanälen als Untergrund. Das Signal  $K^{*+} \Sigma^0$  ist in Grün eingeblendet, die realen Daten als schwarze Datenpunkte dargestellt und der Fit an die Datenpunkte durch eine rote Linie gekennzeichnet. Im mittleren Abschnitt ist die fehlende Masse zu  $K^{*+}$  zu sehen, ebenso mit allen Simulationen an die realen Daten angepasst. Die Energieverteilung des Zerfallsphotons von  $\Sigma^0$  ist rechts abgebildet. Anhand dieser drei simultanen Fits wurden die nicht relevanten Untergrundkanäle herausgefiltert sowie die einzelnen Parameter angepasst. [Abbildung 4.10](#) zeigt das letztendliche Ergebnis des Fits. Erkennbar ist, dass die gewählten Kanäle den realen Daten entsprechend angepasst werden können. Zudem trägt der gesuchte Reaktionskanal wesentlich zum Signal des  $K^{*+}$  bei, was die bisherigen Ergebnisse bestätigt.

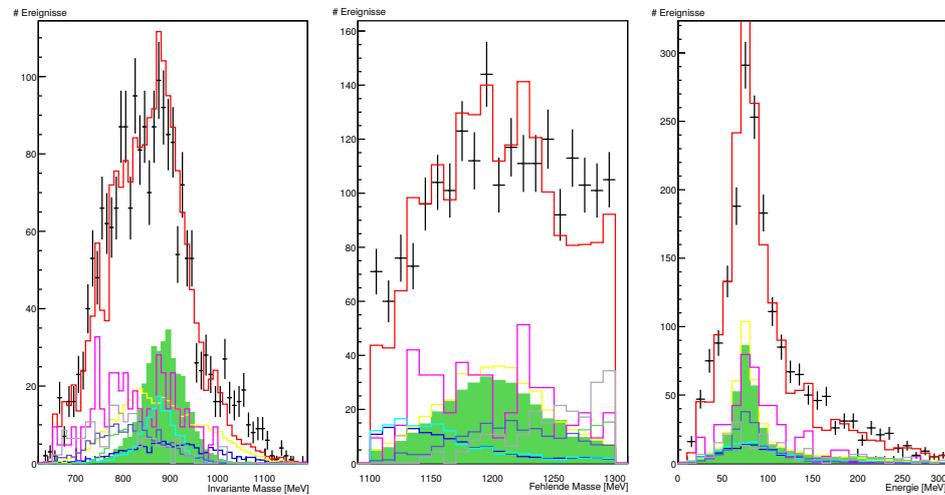


Abbildung 4.9: Dreidimensionaler Fit zur Identifikation des Reaktionskanals. Links ist die Verteilung der invarianten Masse von  $K^+ \pi^0$  zu sehen, mittig die fehlende Masse zum  $K^{*+}$  und rechts die Energieverteilung des Zerfallsphotons von  $\Sigma^0$ . Das Signal ist grün dargestellt, die realen Daten als schwarze Datenpunkte und der Fit an die realen Daten als rote Linie.

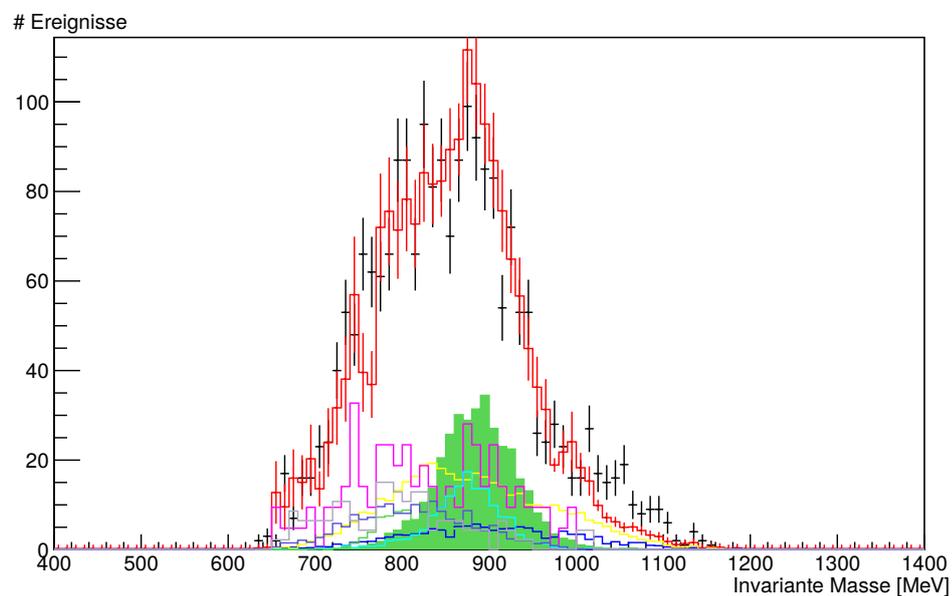


Abbildung 4.10: Fit an die invariante Masse von  $K^{*+}$ . Das Signal ist grün dargestellt, die realen Daten als schwarze Datenpunkte und der Fit an die realen Daten als rote Linie.

## Differentieller Wirkungsquerschnitt

Um die erhaltenen Daten mit anderen Experimenten vergleichen zu können, muss eine Größe bestimmt werden, die von der Effizienz des Detektors und der Analyse unabhängig ist. Diese Größe ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion, das heißt eine Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung einer bestimmten Reaktion. Man unterscheidet hierbei zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem totalen Wirkungsquerschnitt, wobei ersteres immer bestimmt werden muss, um letztendlich den totalen Wirkungsquerschnitt zu berechnen. Während der differentielle einen Teil des Raumwinkels abdeckt, erhält man durch den totalen Wirkungsquerschnitt die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung der Reaktion im gesamten Raum. Um jedoch einen totalen Wirkungsquerschnitt bestimmen zu können, sind genügend Datenpunkte notwendig. Da die hier untersuchte Reaktion einen geringen Wirkungsquerschnitt hat, sind nicht genügend Ereignisse durch die analysierten Daten ermittelt worden, um einen totalen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Sie sind jedoch ausreichend, um einen vorläufigen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu berechnen.

### 5.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt lässt sich nach Gleichung 5.1 berechnen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{F(E_\gamma)} \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \eta \cdot (\cos(\Theta_1) - \cos(\Theta_2))} \cdot \frac{N_{\text{generiert}}^{\text{sim}}}{N_{\text{detektiert}}^{\text{sim}}} \cdot N^{\text{real}} \quad (5.1)$$

mit

- $\sigma$  Wirkungsquerschnitt
- $\Omega$  Raumwinkel
- $F(E_\gamma)$  Photonenfluss abhängig von der Photonenenergie
- $\eta$  Targetflächendichte in [ $\mu\text{b}^{-1}$ ]
- $\Theta$  Winkel in Richtung der Strahlachse
- $N_{\text{generiert}}^{\text{sim}}$  Anzahl an erzeugten Ereignissen des Reaktionskanals

- $N_{\text{detektiert}}^{\text{sim}}$  Anzahl an Ereignissen des Reaktionskanals, welche durch die Analyse bestimmt wurden
- $N^{\text{real}}$  Anzahl an echten Ereignissen.

Durch die in Abschnitt 2.2.5 beschriebene Installation, wird der Photonenfluss des Experiments überwacht. Daraus erhält man die in Abbildung 5.1 dargestellte Verteilung. Dort ist die Photonenzahl in Abhängigkeit der Photonenergie abgebildet. Um für unterschiedliche Photonenergien und

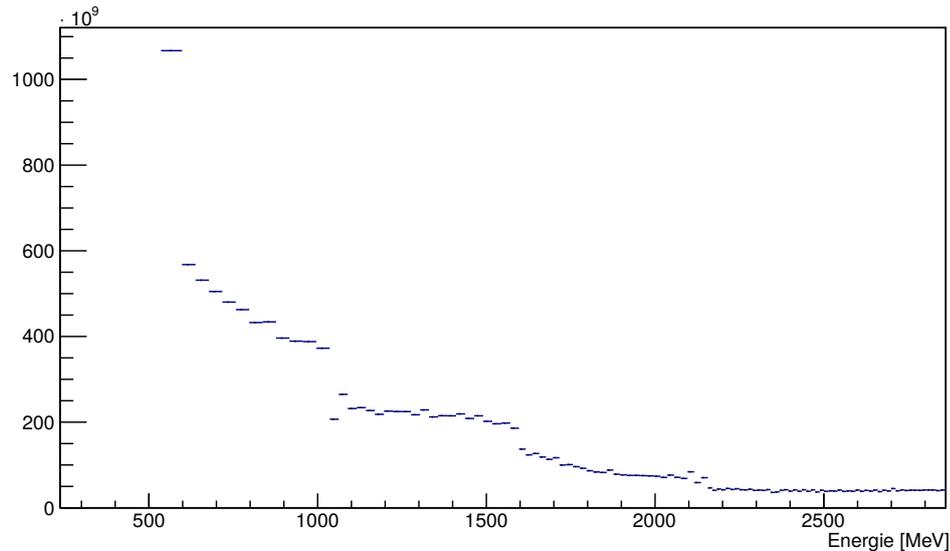


Abbildung 5.1: Photonfluss in Abhängigkeit der Photonenergie.

$\Theta$ -Winkel Wirkungsquerschnitte zu erhalten, muss eine Einteilung stattfinden. Diese muss so gestaltet werden, dass in jedem Einteilungsbereich genügend Ereignisse vorhanden sind, um eine annehmbare Statistik zu erhalten. Mit den vorhandenen Daten hat sich folgende Einteilung als günstig erwiesen:

- Photonenergie:
  1.  $E_\gamma = 1\,800\text{ MeV} - 2\,000\text{ MeV}$
  2.  $E_\gamma = 2\,000\text{ MeV} - 2\,600\text{ MeV}$
- $\Theta$ -Winkel:
  1.  $\cos(\Theta) = -1,0 - -0,5$
  2.  $\cos(\Theta) = -0,5 - 0,0$
  3.  $\cos(\Theta) = 0,0 - 0,5$
  4.  $\cos(\Theta) = 0,5 - 1,0$

Berücksichtigt man diese Einteilung, kann die Effizienz, was  $\frac{N_{\text{generiert}}^{\text{sim}}}{N_{\text{detektiert}}^{\text{sim}}}$  entspricht, in Abhängigkeit der Winkel- und Energieeinteilung angegeben werden, wie in Abbildung 5.2 zu sehen. Es ist erkennbar, dass die Effizienz im Photonenergiebereich 1 800 MeV bis 2 000 MeV sowie im mittleren  $\Theta$ -Winkelbereich am größten ist. Bestimmt man nun den differentiellen Wirkungsquerschnitt anhand von

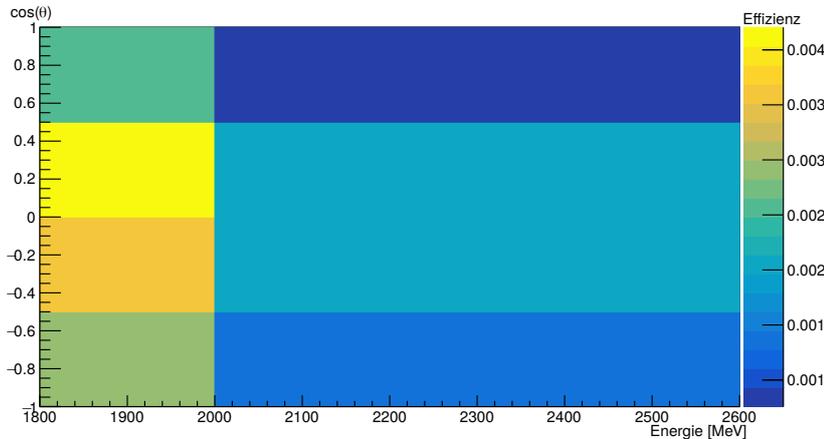


Abbildung 5.2: Effizienz der Detektion des Reaktionskanals in Abhängigkeit der  $\Theta$ -Winkel- und Photonenergieeinteilung. Die Effizienz ist farblich kodiert dargestellt.

Gleichung 5.1 mit der beschriebenen Einteilung, erhält man die Ergebnisse, welche in Abbildung 5.3 dargestellt sind.

## 5.2 Vergleich mit existierenden Daten

Die Ergebnisse des differentiellen Wirkungsquerschnitts können nun mit veröffentlichten Daten aus anderen Experimenten verglichen werden. Der Kanal  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  wurde bis zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Bachelorarbeit von einem weiteren Experiment publiziert, dem CLAS-Experiment am Jefferson Laboratory. Da aus Abbildung 5.2 der Schluss gezogen wurde, dass im Energiebereich  $E_\gamma = 1\,800\text{ MeV} - 2\,000\text{ MeV}$  die Effizienz der Detektion am größten ist, werden diese Daten zum Vergleich genutzt. Abbildung 5.4 stellt den hier bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit den CLAS Daten aus dem Jahr 2013 [7] dar. Die CLAS Daten sind mit roten Punkten dargestellt, die blauen Datenpunkte sind das Ergebnis dieser Analyse.

Die Daten aus dem BGO-OD Experiment im Zusammenhang mit der hier durchgeführten Analyse liefern einen höheren Wirkungsquerschnitt. Dies kann an diversen systematischen Fehlern liegen, die nicht berücksichtigt wurden und zuletzt an der Qualität des Fits selbst, da dieser stark von den gewählten Untergrundkanälen und der Statistik der Daten abhängt. Im Rahmen einer Bachelorarbeit ist es zeitlich nicht möglich, die Ursache für diese Diskrepanz zu finden. Da es sich hierbei jedoch um erste Ergebnisse des BGO-OD Experiments handelt und das hauptsächliche Ziel war, zum ersten Mal ein  $K^{*+}$  Signal zu beobachten, können diese Ergebnisse für zukünftige Untersuchungen der  $K^{*+}$  Reaktionskanäle genutzt werden. Die Tatsache, dass die Datenpunkte in der gleichen Größenordnung liegen und nur durch einen kleinen Faktor verschoben sind, lässt jedoch den Schluss zu, dass an diesem Punkt der tatsächliche Reaktionskanal beobachtet wurde, woraus folgt, dass am BGO-OD Experiment das  $K^{*+}$  beobachtet werden kann und somit zukünftige Analysen möglich sind.

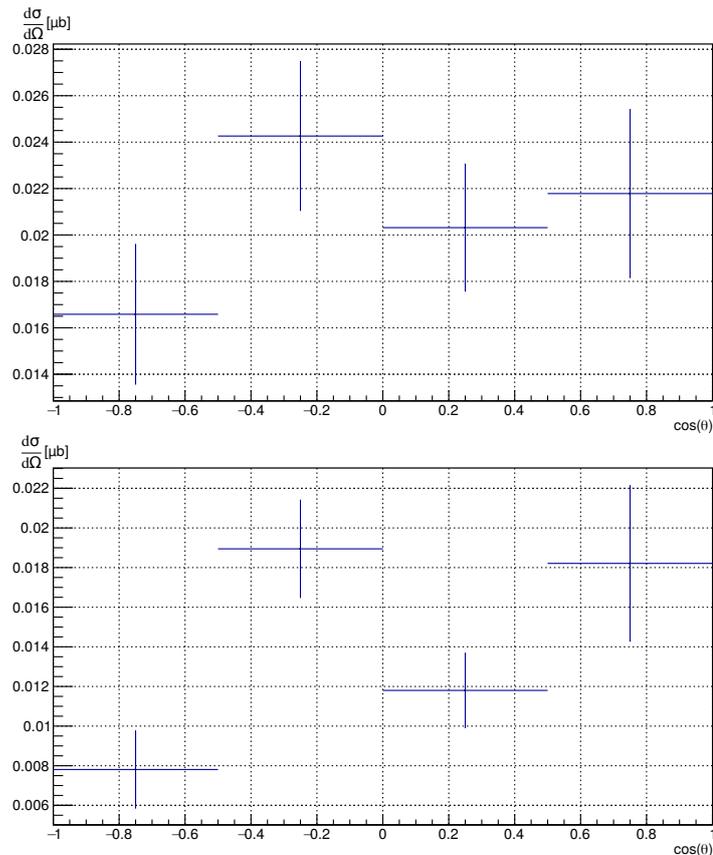


Abbildung 5.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt für zwei verschiedene Energiebereiche:  $E_\gamma = 1800 \text{ MeV} - 2000 \text{ MeV}$  (oben) und  $E_\gamma = 2000 \text{ MeV} - 2600 \text{ MeV}$  (unten).

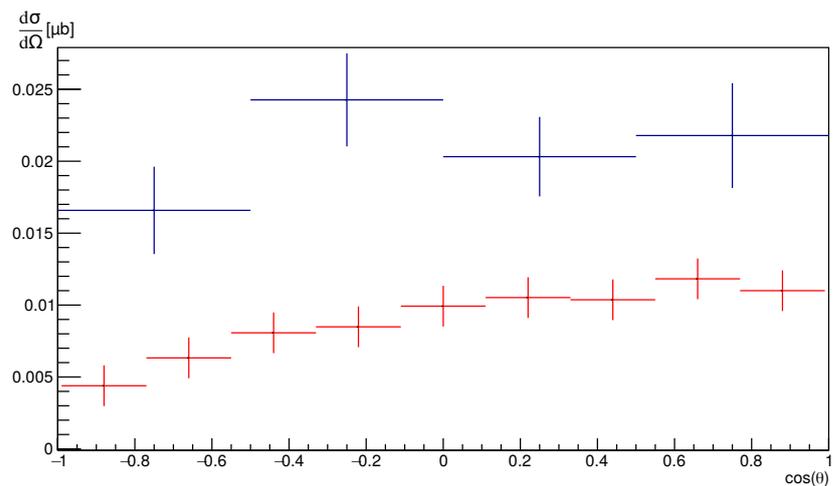


Abbildung 5.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu publizierten Daten. In rot sind die Daten des CLAS-Experiments aus 2013 dargestellt [7], in blau die eigenen Daten.

---

## Fazit

---

Das hauptsächliche Ziel dieser Bachelorarbeit war die Beobachtung des  $K^{*+}$  Signals am BGO-OD Experiment. Hierzu wurde konkret der Reaktionskanal  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  untersucht. In Kapitel 3 wurde die Grundlage hierzu geschaffen, indem alle Endprodukte erfolgreich detektiert wurden. Für die Detektion des  $K^+$  wurden zwei unterschiedliche Methoden angewandt, wobei sich im späteren Verlauf herausstellte, dass die Detektion im Vorwärtsspektrometer erfolgreicher war, während alle anderen Teilchen im BGO-Ball identifiziert wurden. Diese besondere Art der Detektion des gesamten Signals im Zusammenspiel zwischen BGO-Ball und Vorwärtsspektrometer ist nur durch die besondere Geometrie des BGO-OD Experiments möglich. Somit ist dieses Experiment insbesondere dazu geeignet, diese Zustände zu beobachten.

In Kapitel 4 wurden die ersten Ergebnisse zum  $K^{*+}$  Signal erläutert, welche positiv ausgefallen sind. Darüber hinaus wurde zur Vorbereitung der Bestimmung eines differentiellen Wirkungsquerschnitts durch einen Fit der tatsächliche Anteil des  $K^{*+} \Sigma^0$  am  $K^{*+}$  Signal ermittelt. Die Untergrundkanäle wurden unter anderem über die Fit-Qualität selektiert, sodass hier ebenfalls ein gutes Ergebnis erzielt werden konnte.

Um die Ergebnisse mit vorhandenen Publikationen vergleichen zu können, wurde im Rahmen der Möglichkeiten in Kapitel 5 der differentielle Wirkungsquerschnitt des genannten Reaktionskanals bestimmt. Diese Daten liegen in der gleichen Größenordnung wie Daten des CLAS-Experiments [7] aus dem Jahr 2013, wobei sie jedoch leicht nach oben verschoben sind. Die Ursache dieser Diskrepanz konnte wegen fehlender Zeit und Statistik nicht ermittelt werden.

Da zum Zeitpunkt dieser Bachelorarbeit erste Ergebnisse des BGO-OD Experiments veröffentlicht werden und weitere Datenentnahmen aus dem Experiment bevorstehen, ist eine zukünftige Analyse des  $K^{*+}$  Signals unabdingbar. Durch eine größere Anzahl an vorhandenen Daten und die passende Zusammenstellung dieser durch Kalibration und Anpassung der Rohdaten wird in Zukunft eine statistisch relevantere Analyse möglich sein. Eine umfassende Analyse des Reaktionskanals ist hierbei im Rahmen einer Master- oder Doktorarbeit möglich.



# Literatur

---

- [1] R. Aaij u. a.,  
*Observation of  $J/\psi p$  Resonances Consistent with Pentaquark States in  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$  Decays*,  
*Phys. Rev. Lett.* **115** (7 2015) 072001,  
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.072001> (siehe S. 2).
- [2] *Elektronen-Stretcher-Anlage am Physikalischen Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn*,  
<https://www-elsa.physik.uni-bonn.de/elsa.html>, abgerufen am 04.12.2019  
(siehe S. 3, 4).
- [3] S. Alef u. a., *The BGO-OD experimental setup at ELSA*, 2019,  
arXiv: 1910.11939 [[physics.ins-det](#)] (siehe S. 5, 6).
- [4] 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. 7, 10, 12).
- [5] T. Jude u. a.,  *$K^+ \Lambda$  and  $K^+ \Sigma^0$  photoproduction with fine center-of-mass energy resolution*,  
*Physics Letters B* **735** (2014) 112, ISSN: 0370-2693,  
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269314004109>  
(siehe S. 8).
- [6] Dr. T. Jude, Private Kommunikation, 2019 (siehe S. 8).
- [7] W. Tang u. a.,  
*Cross sections for the  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Sigma^0$  reactions measured at CLAS*,  
*Physical Review C* **87** (2013), ISSN: 1089-490X,  
URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.87.065204> (siehe S. 23–25).



# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Schematischer Überblick über ELSA	4
2.2	Aufbau des BGO-OD	5
3.1	Zerfall des $K^+$ im BGO-Ball	8
3.2	Energieverteilung von $K^+$ im BGO-Ball	8
3.3	Unterscheidung geladener Teilchen im Vorwärtsspektrometer	9
3.4	Verteilung der Masse im Flugzeitdetektor	9
3.5	Invariante Masse zweier Photonen	10
3.6	Invariante Masse des gewählten Photonenpaares	11
3.7	Invariante Masse des Photonenpaares aus dem Pionenzерfall	11
3.8	Energien der Kandidaten für das $\Sigma^0$ Zerfallsphoton im Ruhesystem von $\Sigma^0$	12
4.1	Invariante Masse von $K^+ \pi^0$ gegen Energieverteilung des Photonenstrahls	14
4.2	Unterscheidung geladener Teilchen im Vorwärtsspektrometer	14
4.3	Fehlende Masse zum $K^+$	15
4.4	Invariante Masse des $K^{*+}$ mit $K^+$ Identifikation im BGO-Ball und simulierten Daten	16
4.5	Invariante Masse des $K^{*+}$ mit $K^+$ Identifikation im BGO-Ball und kurzem Target	17
4.6	Invariante Masse des $K^{*+}$ mit $K^+$ Identifikation im Vorwärtsspektrometer und simulierten Daten	17
4.7	Invariante Masse des $K^{*+}$ mit $K^+$ Identifikation im Vorwärtsspektrometer und kurzem Target	18
4.8	Invariante Masse des $K^{*+}$ mit $K^+$ Identifikation im Vorwärtsspektrometer und langem Target	18
4.9	Dreidimensionaler Fit zur Identifikation des Reaktionskanals	20
4.10	Fit an die invariante Masse von $K^{*+}$	20
5.1	Photonenfluss in Abhängigkeit der Photonenenergie	22
5.2	Effizienz der Detektion des Reaktionskanals	23
5.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt	24
5.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu publizierten Daten	24