Dileptonenproduktion in photonuklearen Reaktionen am Proton

Diplomarbeit
vorgelegt von
David Trnka
aus Michelstadt

II. Physikalisches Institut der
Justus–Liebig–Universität Gießen

23. April 2002

Zusammenfassung

Von grundlegendem Interesse ist es, den Aufbau und somit die Struktur des Nukleons zu verstehen. Hierzu werden u.a. Nukleonen angeregt und ihre Zerfallsmoden untersucht. Solche Experimente wurden auch am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI in den Jahren 1999 bis 2001 durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Dileptonenproduktion in photonuklearen Reaktionen am Proton. Der π°-Dalitz-Zerfall, $\gamma p \rightarrow \pi^{\circ} p \rightarrow \gamma e^{+} e^{-} p$, ist in früheren Arbeiten sehr genau vermessen worden und dient daher als Referenzkanal. Hauptziel ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für die virtuelle Compton Streuung, d.h. der Reaktion $\gamma p \rightarrow \gamma^{\star} p \rightarrow e^{+} e^{-} p$. Die Untersuchung der virtuellen Compton Streuung erlaubt es, Informationen über die innere Struktur des Protons sowie über dessen angeregte Zustände in der Region $4m_e^2 < k^2 < 4m^2$ (m_e: Elektronenmasse, m: Protonenmasse, k: Photonenimpuls) zu extrahieren. Gerade dieser Bereich ist weder in der elastischen Elektronen-Proton-Streuung noch in $e^{+}e^{-}$-Annihilation zu $p\bar{p}$ zugänglich. Zu diesem Reaktionskanal gibt es noch keine experimentellen Daten. In einem Modell von A. Korchin und O. Scholten wird vorausgesagt, daß man bei den am MAMI durchgeführten Experimenten Konditionen vorfindet, bei denen die virtuelle Compton Streuung gegenüber dem Bethe-Heitler-Prozeß, der denselben Endzustand erzeugt, bevorzugt wird.

Der Photonenstrahl wird über die Bremsstrahlung eines monochromatischen Elektronenstrahls erzeugt. Die Bestimmung der Photonenenergie erfolgt mit Hilfe des Glasgow-Mainz-Elektronen-Spektrometers (Tagger) durch Koinzidenzanalyse zwischen dem in den Tagger gestreuten Elektron und dem in TAPS nachgewiesenen Teilchen.

Die Reaktion $\gamma\, p \rightarrow e^{+} e^{-} p$ wurde exklusiv ausgewertet. Das Proton wurde in einer unter Vorwärtswinkeln stehenden Drahtkammer nachgewiesen. Das virtuelle Photon $\gamma^{\star}$ wurde durch die Identifaktion eines Elektron-Positron-Paares rekonstruiert, welches gemäß $\gamma^{*} \rightarrow e^{+} e^{-}$ in ein Elektron und ein Positron zerfällt. Hierzu wurden Energie- und Impulsinformation des aus 528 BaF_2-Szintillationszählern bestehenden TAPS-Spektrometers verwendet. Der gesuchte Reaktionskanal wurde durch Berechnung der fehlenden Masse (missing mass) und durch Ausnutzung der Koplanarität der Reaktionsprodukte aus dem Untergrund herausgefiltert und identifiziert.

Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt des π°-Dalitz-Kanals liegt in guter Übereinstimmung mit einer früheren Auswertung. Somit können systematische Fehler bei der Analyse als minimal angesehen werden. Der beobachtete Wirkungsquerschnitt der virtuellen Compton Streuung ist um einen Faktor vier kleiner als die theoretischen Vorhersage. Die Extrapolation zu reellen Photonen hin zeigt aber eine gute Übereinstimmung.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Motivation und Einführung

1.1 Einleitung

Seit jeher beschäftigt sich die Menschheit mit der Frage, wie die die Welt aufbauende und umgebende Materie zusammengesetzt ist. Gegen Ende des 20ten Jahrhunderts war das Atommodell von J. J. Thomson (1897 entdeckte er das Elektron) anerkannt. Dieses geht davon aus, daß die im Atom vorkommenden Elektronen in einer Art positiv geladener Flüssigkeit eingebettet sind. 1911 zeigten E. Rutherfords Streuexperimente, daß Atome einen positiv geladenen Atomkern besitzen, der von einer negativ geladenen Elektonenwolke umgeben ist. Die Elektronenwolke nimmt fast das gesamte Volumen des Atoms ein, die Masse ist hingegen zum Großteil im Atomkern vereint. Die Hauptproblematik beider Modelle ist die Instabilität des Atoms infolge von Strahlungsverlusten beschleunigter Ladungen (die den Kern umkreisenden Elektronen müssten auf einer Spiralbahn in den Kern stürzen). 1913 stellte N. Bohr die nach ihm benannten Postulate auf. Beruhend auf der Idee der Energiequantisierung forderte er sog. diskrete, erlaubte Bahnen, auf denen sich Elektronen strahlungsfrei bewegen können. Diese ad hoc aufgestelleten Postulate wurden kurze Zeit später durch die u.a. von E. Schrödinger und P. Dirac entwickelte Quantenmechanik ersetzt.

1932 wurde das Bild des Atoms durch die Entdeckung des Neutrons durch Chadwick erweitert. Chadwick zufolge bestand das Atom aus dem Kern, der aus Protonen und Neutronen aufgebaut ist, und den Elektronen, die sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in erlaubten Orbitalen aufhalten. Zusammen mit den Photonen galten die Protonen, Neutronen und Elektronen als die einzigen Elementarteilchen. R. Feynman, J. Schwinger und S. Tomonaga formulierten weitgehend unahhängig voneinander gegen Mitte der 40er Jahre die bis heute präziseste Theorie der Naturwissenschaften, die Quantenelektrodynamik (QED). Dies ist die relativistische Theorie, die elektromagnetische Prozesse mit dem Photon als Austauschboson (Feldquant) beschreibt. Mithilfe der QED werden u.a. die sich in der Atomphysik abspielenden Phänomene berechnet.

Ebenfalls 1932, das Neutron war gerade entdeckt worden, wurde durch die Entdeckung des Positrons das Bild von nur vier Elementarteilchen erneut revidiert. Bald darauf wurden auch das Myon, das Pion und viele andere Teilchen entdeckt. Durch tiefinelastische Elektronenstreuung wurde gezeigt, daß die Nukleonen (Proton und Neutron) nicht elementar sind, sondern Anregungszustände besitzen und somit aus noch kleineren Teilchen aufgebaut sein müssen, den Quarks.

Nach dem heutigen Bild der modernen Physik gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen: die Gravitation, die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung. Bis auf die Gravitation werden alle fundamentalen Wechselwirkungen duch das Standardmodell beschrieben. Jede dieser Wechselwirkungen wird durch den Austausch von Vektorbosonen (Feldquanten) vermittelt. Neben diesen Austauschbosonen werden die Quarks und die Leptonen (das Elektron ist das bekannteste Lepton) als Elementarteilchen angesehen. Sie sind punktförmig und strukturlos. Nach dem Pauli-Prinzip muß bei Fermionen die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch sein bezüglich der Vertauschung zweier Teilchen. Damit bei stark wechselwirkenden Teilchen das Pauli-Prinzip seine Gültigkeit behält, wurde für Hadronen ein weiterer Freiheitsgrad, die "Farbladung", eingeführt.

Weitgehend durch Analogiebetrachtungen zur QED wurde die Quantenchromodynamik (QCD) entwickelt. Diese Theorie beschreibt stark wechselwirkende Teilchen, also Quarks. Die Wechselwirkung erfolgt durch Austausch eines der 8 Gluonen als Feldquanten. Aus Quarks zusammengesetzte Teilchen nennt man Hadronen. Man unterscheidet zwischen Mesonen (z.B. π°), aufgebaut aus einem Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$), und den Baryonen, einem System aus 3 Quarks. Die prominentesten Baryonen sind die beiden Nukleonen.

Die QCD, die stark wechselwirkende Teilchen (z.B. Nukleonen) beschreibt, weist Unterschiede zur QED auf. Die Austauschbosonen (Gluonen) sind selbst "farb"-geladen und koppeln dadurch auch untereinander, während die Photonen als Feldquanten der elektromagnetischen Wechselwirkung elektrisch neutral sind. Dieser Sachverhalt impliziert eine Abhängigkeit der Kopplungskontanten α_s der starken Wechselwirkung vom Impulsübertrag q^2, d.h. $\alpha_s = \alpha_s(q^2) \neq konst.$ Die Abhängigkeit ist von der Art, daß für kleine Impulsüberträge, gleichbedeutend mit großen Abständen bzw. kleinen Energien, α_s ansteigt und ab einem gewissen q^2 QCD pertubativ nicht mehr anwendbar ist. Störungstheoretische Behandlung der QCD ist nur im Bereich $\alpha_s \ll 1$ möglich (vgl. QED: $\alpha = 1/137$). Dies ist bei hohem q^2 (kleine Abstände, Bereich der Hochenergiephysik) der Fall. Man spricht dann von asymptotischer Freiheit.

Nukleonenresonanzen fallen in denjenigen Energiebereich, in dem die QCD nicht pertubativ anwendbar ist. Man muß sich anderer theoretischer Rechnungen bedienen. Diese werden mit experimentellen Daten verglichen und somit auf ihre Richtigkeit hin überprüft. Hierzu ist neben der Kenntnis der Quantenzahlen und der Energien der Nukleonenresonanzen die Bestimmung der Übergangsamplituden von großem Interesse. Die Messung des Wirkungsquerschnittes einzelner Zerfallskanäle erlaubt eine Bewertung modellspezifischer Rechnungen.

In der vorliegenden Arbeit wird die innere Nukleonenstruktur untersucht, indem die Nukleonen mit Hilfe reeller Photonen elektromagnetisch angeregt werden und anschließend ein spezieller Zerfallskanal untersucht wird. Die experimentellen Daten wurden während der Meßphase 1999-2001 mit dem Photonenspektrometer TAPS am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI aufgenommen. In dieser Arbeit wird der Reaktionskanal $\gamma\, p \rightarrow \gamma^{\star}\, p \rightarrow e^{+}e^{-}p$ untersucht (virtuelle Compton Streuung; kurz: VCS). Das virtuelle Photon wird über den Zerfall in das Leptonenpaar $e^{+}e^{-}$ identifiziert. Im weiteren sind mit Leptonenpaaren stets die beiden leichtesten Leptonen (das Elektron und das Positron) gemeint, soweit nicht anders gekennzeichnet.

1.2 Die virtuelle Compton Streuung

Allgemeines zur virtuellen Compton Streuung

Bei der virtuellen Compton Streuung (VCS) wird ein Proton durch ein einfallendes reelles Photon angeregt. Dieser Zwischenzustand zerfällt kurze Zeit später durch Aussenden eines virtuellen Photons, das gemäß $\gamma^\star \to e^+e^-$ in ein Leptonenpaar zerfällt, wieder in seinen Grundzustand, in das Proton. Abb. 1.1 zeigt den Feynman-Graphen, der den Hauptbeitrag zur virtuellen Compton Streuung liefert.

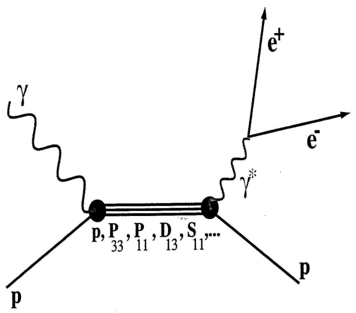

Abbildung 1.1: Feynman-Graph zur virtuellen Compton Streuung. Eine nähere Erläuterung ist im Text gegeben.

Die virtuelle Compton Streuung am Proton ist ein fundamentaler Prozeß, welcher Informationen über die innere Struktur des Protons und dessen angeregte Zustände liefert. Dieser Reaktionskanal ist insbesondere sensitiv auf den elektromagnetischen Formfaktor in der zeitartigen Region $4m_e^2 < k^2 < 4m^2$ (m_e: Elektronenmasse, m: Protonenmasse, k: Photonenimpuls). Gerade dieser Bereich ist weder in der elastischen Elektronen-Proton-Streuung (raumartige Region) noch bei der e^+e^--Annihilation mit $p\bar{p}$ als Endzustand zugänglich. Desweiteren erlaubt die virtuelle Compton Streuung Messungen des Formfaktors für verschiedene Polarisationszustände des virtuellen Photons.

Neben der VCS hat auch der sog. Bethe-Heitler-Prozeß (BH) denselben Endzustand. Der Bethe-Heitler-Beitrag ist aus QED-Rechnungen sehr gut bekannt. Aus ihm lassen sich keine neuen Informationen über den Aufbau des Nukleons extrahieren. Er ist somit ein unerwünschter Untergrundbeitrag. Ein Feynman-Graph zum Bethe-Heitler-Prozeß ist in Abb. 1.2 zu sehen.

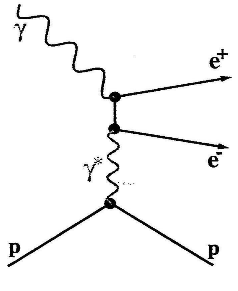

Abbildung 1.2: Feynman-Graph zum Bethe-Heitler-Beitrag.

Bei Nichtunterscheidung der Ladung des Leptonenpaares verschwindet die Interferenz beider Terme aufgrund der verschiedenen C-Parität[1] der VCS und des BH-Beitrages. Der in dieser Arbeit zugrundeliegende Experimentaufbau erlaubt keine Unterscheidung zweischen Elektronen und Positronen, so daß es nicht möglich ist, den Interferenz-Term zu messen.

Theoretische Beschreibung der virtuellen Compton Streuung

In dem von A. Korchin und O. Scholten [Kor00] aufgestellten theoretischen Modell wird gezeigt, daß es bestimmte kinematische Bereiche gibt, in denen die VCS den dominanten Reaktionskanal darstellt. In den Rechnungen wird ein unitäres K-Matrix Modell verwendet, basierend auf einem effektiven Lagrangian. Es beinhaltet Nukleonen-, Mesonen- und Baryonenresonanzen bis zu einem Massenbereich von 1.7 GeV.

In Abb. 1.3 sind alle Feynman-Graphen dargestellt, die in der Rechnung von A. Korchin und O. Scholten berücksichtigt werden. Die Graphen a bis f tragen zur virtuellen Compton Streuung bei, die Graphen g und h stellen den Bethe-Heitler-Beitrag dar.

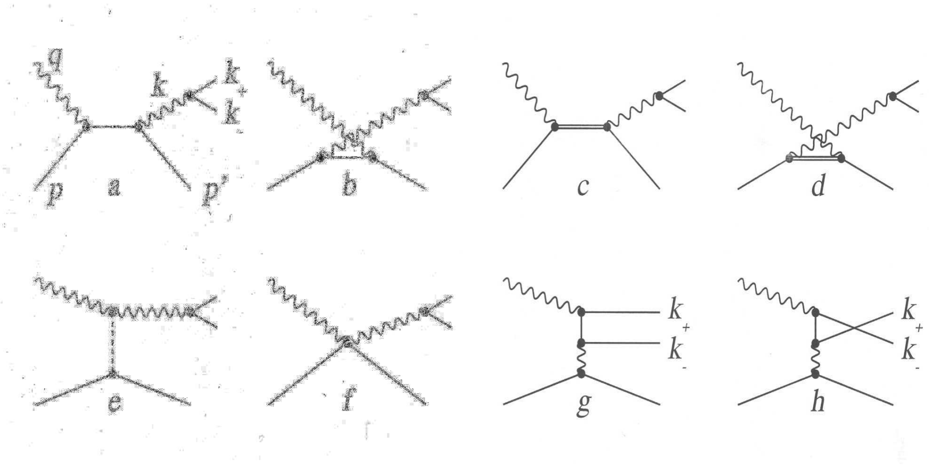

Abbildung 1.3: In der Rechnung [Kor00] berücksichtigte Feynman-Graphen. Die Graphen a bis f tragen zur virtuellen Compton Streuung bei, die Graphen g und h stellen den Bethe-Heitler-Beitrag dar (Bild: [Kor00]).

Der in der Rechnung vorgestellte fünffach-differentielle Wirkungsquerschnitt hängt von den folgenden Variablen ab:

E_γ	Photonen-Einschußenergie
$M_{\gamma^\star}$	invariante Masse des virtuellen Photons
$\theta_{\gamma^\star}$	Polarwinkel des virtuellen Photons
θ_l	Polarwinkel des Vektors $\vec{l}$
ϕ_l	Azimutwinkel des Vektors $\vec{l}$

---

[1] C-Parität: *Ladungskonjugation* - Die Operation $\mathcal{C}$ macht aus einem Teilchen ein Antiteilchen infolge des Wechselns des Vorzeichens der Ladung.

$\vec{l} = \frac{1}{2}(\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})$ definiert dabei die vom Leptonenpaar aufgespannte Ebene. $\vec{p}_{e^+}$ und $\vec{p}_{e^-}$ bezeichnen Elektronen- und Positronenimpuls. Nach A. Korchin und O. Scholten wird die VCS der dominante Prozeß für kleine invariante Massen und große Rückwärtswinkel des virtuellen Photons $\gamma^\star$. Um diese Aussage zu verdeutlichen, sind der Bethe-Heitler- und der VCS-Beitrag in Abb. 1.4 als Funktion des Polarwinkels des virtuellen Photons und in Abb. 1.5 als Funktion der invarianten Masse von $\gamma^\star$ dargestellt.

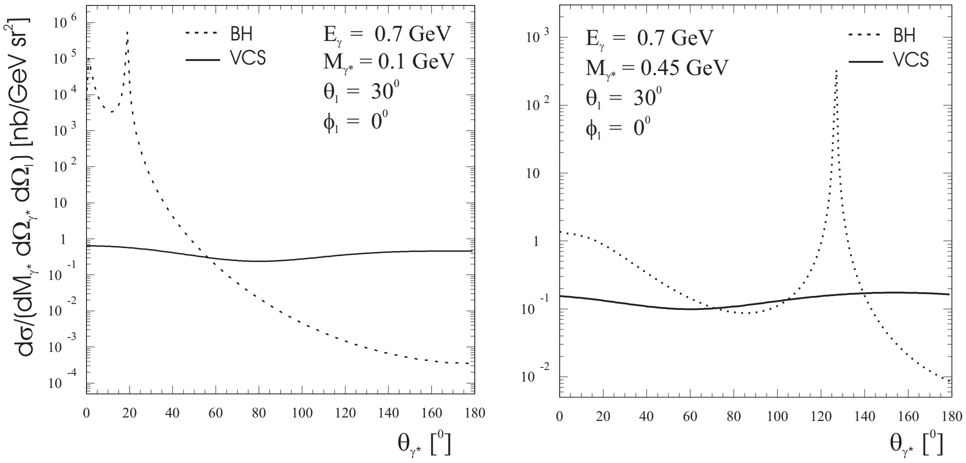

Abbildung 1.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels des virtuellen Photons. Der kinematische Bereich ist der Abbildung zu entnehmen. Beide Graphen unterscheiden sich nur in der Wahl der Masse des virtuellen Photons. *Links*: $M_{\gamma^\star} = 100$ MeV. *Rechts*: $M_{\gamma^\star} = 450$ MeV. Die Graphen basieren auf der Rechnung von [Kor00].

Abb. 1.4 ist zu entnehmen, daß für eine Masse des virtuellen Photons von 100 MeV und den anderen, dem Graphen zu entnehmenden Parametern bei einem Polarwinkel des virtuellen Photons ab 100^0 die VCS um ca. zwei Größenordnungen überwiegt. Mit steigender Masse verschiebt sich das Maximum des Bethe-Heitler-Beitrages zu größeren Polarwinkeln des virtuellen Photons. Bei $M_{\gamma^\star} = 450$ MeV dominiert daher die VCS erst ab $\theta_{\gamma^\star} > 150^0$.

In Abb. 1.5 ist für einen bestimmten, dem Graphen zu entnehmenden Parametersatz der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der invarianten Masse des virtuellen Photons für zwei verschiedene Polarwinkel des virtuellen Photons, $\theta_{\gamma^\star} = 120^0$ und $\theta_{\gamma^\star} = 60^0$, dargestellt. Erneut wird eine Verschiebung des Maximums des Bethe-Heitler-Beitrages ersichtlich: für größere Polarwinkel wird das Maximum zu größeren invarianten Massen geschoben.

Diese Graphen verdeutlichen die Bevorzugung der virtuellen Compton Streuung für große Polarwinkel und kleine invariante Massen des virtuellen Photons.

Zu diesem Reaktionskanal gibt es noch keine experimentellen Daten, mit denen diese Theorie verglichen werden kann. Abb. 1.6 zeigt jedoch, daß die Extrapolation zu reellen Photonen (M = 0 MeV) gut mit früheren Messungen der reellen Compton Streuung übereinstimmt.

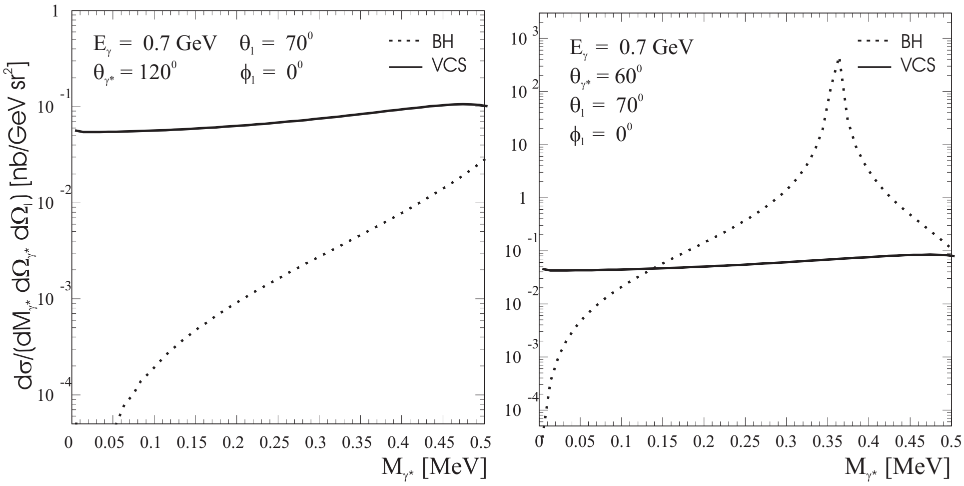

Abbildung 1.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der invarianten Masse des virtuellen Photons. Der kinematische Bereich ist der Abbildung zu entnehmen. Beide Graphen unterscheiden sich nur in der Wahl des Polarwinkels des virtuellen Photons. *Links*: $\theta_{\gamma^\star} = 120^0$ *Rechts*: $\theta_{\gamma^\star} = 60^0$. Die Graphen basieren auf der Rechnung von [Kor00].

Der Aufbau des Experiments, aus dem die in dieser Auswertearbeit analysierten Daten stammen, erlaubt aus kinematischen Gründen bei einer exklusiven Auswertung für das virtuelle Photon nur Polarwinkel größer als 105^0. In den experimentellen Daten ist für kleine invariante Massen daher zu erwarten, daß der Bethe-Heitler-Beitrag vernachlässigbar wird. Die zur Verfügung stehende, stark limitierte Statistik erlaubt keine Extraktion von fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnitten, wie sie in Abb. 1.4 und Abb. 1.5 zu sehen sind. In Kapitel 6 wird der experimentell bestimmte, massendifferentielle Wirkungsquerschnitt mit der theoretischen Vorhersage innerhalb der Akzeptanz des Detektorsystems verglichen.

1.3 Das Experimentierprogramm von TAPS@MAMI 1999-2001

Tabelle 1.1 zeigt eine Übersicht über die in der Meßzeit 1999-2001 mit TAPS an MAMI durchgeführten Experimente. Mit den jeweiligen Reaktionskanälen lassen sich vielfältige Fragestellungen in der Hadronenphysik untersuchen. Die Daten, die in dieser Arbeit ausgewertet wurden, stammen aus dem Pion-Polarisierbarkeits- Experiment. Dieses wurde in der Zeit von Oktober 2000 bis Januar 2001 am Flüssig-Wasserstoff-Target (LH_2) bei Strahlenergien von 536 bis 820 MeV durchgeführt. Die Meßzeit betrug 1000 Stunden. In dieser Arbeit wurden 87% der zur Verfügung stehenden Daten ausgewertet.

Für die Bereitstellung und auch für die Kalibrierung der Daten sei an dieser Stelle Matthias Rost von der Johannes-Gutenberg Universität Mainz Dank ausgesprochen.

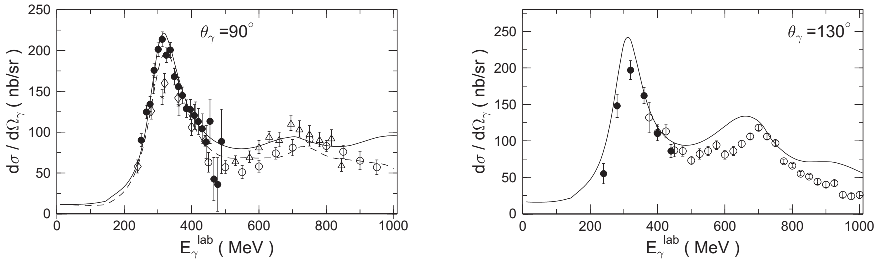

Abbildung 1.6: Differentieller Wirkungsquerschnitt der reellen Compton Streuung. Die duchgezogene Linie repräsentiert die Rechnung von A. Korchin und O. Scholten, die Punkte entsprechen unterschiedlichen experimentellen Ergebnissen. Weitere Informationen finden sich in [Kor00] (Bild: [Kor00]).

Target	Photonenenergie / MeV	Meßgrößen	Strahlzeit / Std.
LH_2	205-780	$\pi^+\gamma n$ (Test)	200
C	205-820	$\pi^0\ \pi^0$	100
Pb	205-820	$\pi^0\pi^0$	100
Ca	205-820	$\pi^0\pi^0$	200
LH_2	205-820	$\pi^0\pi^0$, $\pi^0\gamma p$	460
C, O, Ca, Pb	200-350	π^0	33, 66, 99, 200
^2H	140-330	$\pi^0 n$	200
$L\ ^3He$	285/540-820	η	110
LH_2	536-820	$\pi^+\gamma n$	1000
$L\ ^4He$	580-820	π^0	200

Tabelle 1.1: In der TAPS-Meßzeit 1999-2001 durchgeführte Experimente.

Kapitel 2

Der experimentelle Aufbau

Dieses Kapitel dient der Beschreibung der im Experiment verwendeten Einrichtungen und Anlagen. Hierzu gehören im wesentlichen der Elekronenbeschleuniger MAMI (**MA**inzer **MI**krotron), das Dipolspektrometer (Tagger), das Target und die Streukammer sowie das Detektorsystem. Abbildung 2.1 zeigt eine Gesamtansicht der Experimentiereinrichtungen am Institut für Kernphysik der Universität Mainz.

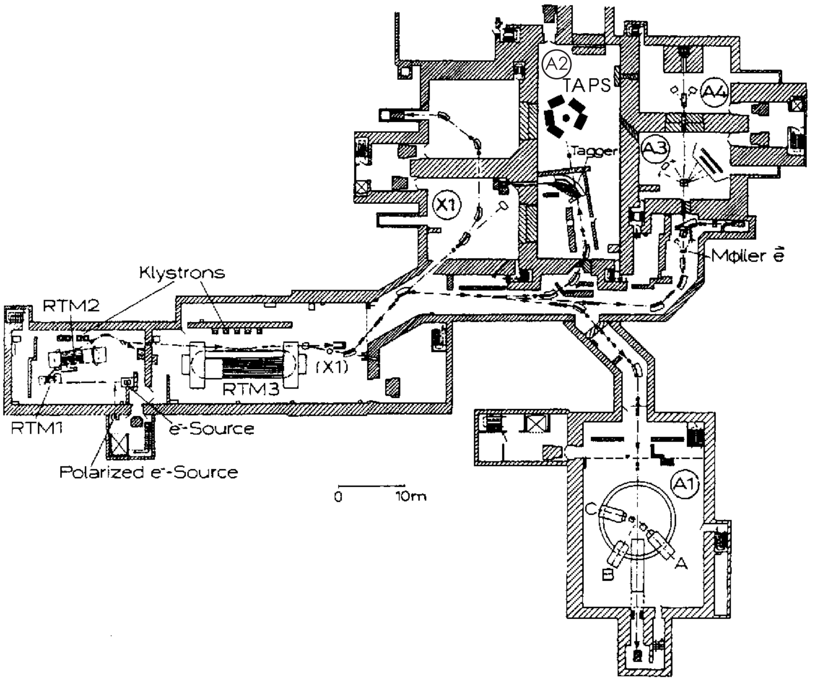

Abbildung 2.1: Grundriß der Mainzer Experimentieranlage. Zu sehen sind die Elektronenbeschleuniger (RTM1-3) und die verschiedenen Experimentierplätze (A1-A4, X1). Die Darstellung des TAPS-Detektors in der Halle A2 ist nur schematisch, die genaue Anordung ist in Abb. 2.7 und Abb. 2.8 zu sehen.

2.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI

Der Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI ist zusammengesetzt aus einer Kaskade von drei Rennbahn-Mikrotronen (RTM[1]) zur Elektronenbeschleunigung und einem Linearbeschleuniger, der als Elektroneninjektor dient. Abbildung 2.2 zeigt eine Skizze des Aufbaus, Tabelle 2.1 listet die Leistungsdaten des Beschleunigers auf.

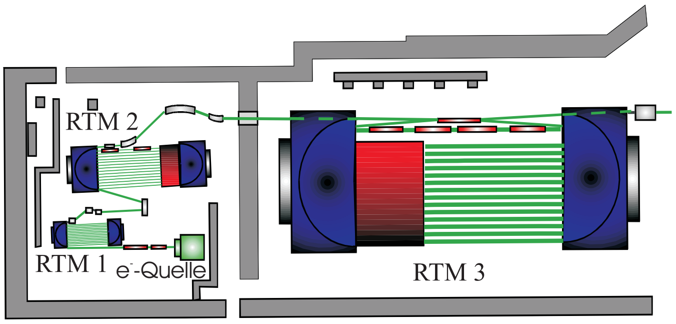

Abbildung 2.2: Die Beschleunigeranlage MAMI. Zu sehen sind die drei kaskadierten Mikrotrons, die von einem Linearbeschleuniger gespeist werden.

Die Mikrotrons bestehen jeweils aus zwei Umlaufmagneten und einem Linearbeschleuniger zwischen diesen beiden. Mithilfe der homogenen Magnetfelder werden die Elektronen aufgrund der wirkenden Lorentzkraft, $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$, immer wieder auf dieselbe Beschleunigungsstrecke zurückgeführt, wobei mit jedem Umlauf sowohl Radius der Elektronenbahn als auch Elektronenenergie zunehmen. In der dritten Stufe ist die Extraktion des Strahls nach jedem zweiten Umlauf möglich. Dadurch wird ein Elektonenstrahl mit variabler Energie zwischen 180 MeV und 855 MeV in Schritten von 15 MeV bereitgestellt.

MAMI stellt als Dauerstrichbeschleuniger ein Tastverhältnis[2] von T = 100% zur Verfügung. Dies ist eine wesentliche Anforderung, die bei Koinzidenzexperimenten an den Strahl zu stellen ist. Der Dauerstrich-Betrieb ermöglicht es, Experimente mit einem energiemarkierten Photonenstrahl unter einem hohen Strahlfluß durchzuführen, gleichzeitig aber den Untergrund durch zufällige Koinzidenzen niedrig zu halten.

Weitergehende Informationen zum MAMI finden sich u.a. in [Her86], [Wal90], [Fri91] und [Ahr94].

2.2 Erzeugung quasimonochromatischer Photonen

Eine Möglichkeit der Untersuchung von Nukleonenresonanzen bieten photoinduzierte Reaktionen. Hierbei ist es von großem Vorteil, Experimente mit Photonen bekannter Energie durchzuführen.

---

[1] Engl.: **R**ace **T**rack **M**icrotron.

[2] Das Tastverhältnis bezeichnet den Bruchteil der Meßzeit, in dem der Beschleuniger einen Strahl liefert.

Energie Elektroneninjektor	$\approx$ 3.5 MeV
Energie RTM 1	14.35 MeV
Energie RTM 2	179.7 MeV
Energie RTM 3	855 MeV (883 MeV)
Tastverhältnis	100%
Maximalstrom I_{max}	$\approx 100\mu A$
Verwendeter Strom	200 nA (ab 14.11.00 100 nA)
Energieunschärfe	$\approx$ 60 keV

Tabelle 2.1: Parameter des Elektronenbeschleunigers MAMI.

Die Erzeugung von quasimonochromatischen Photonen erfolgt mittels Elektronenbremsstrahlung. Der primäre Elektonenstrahl wird hierzu auf eine dünne Radiatorfolie (in diesem Experiment eine 0.2 μm dicke Nickelfolie, später auf 0.4 μm geändert) geleitet. Nach den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik strahlen beschleunigte Ladungen. Im vorliegenden Prozeß werden die Bremsstrahlungsphotonen durch die Ablenkung (gleichbedeutend mit einer Beschleunigung) der Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne des Radiators emittiert. Viererimpuls-Erhaltung erlaubt diesen Prozeß nur bei Übertragung eines Rückstoßes auf den Kern. Wegen der relativ zum Elektron viel größeren Masse des Kerns wird beim Rückstoß jedoch kaum Energie (zu 99% $<$ 2.5 keV [Kru95a]), sondern nur Impuls übertragen. Die Photonenenergie ist demnach gegeben durch

$$E_\gamma = E_{e^-} - E'_{e^-}; \tag{2.1}$$

E_{e^-} und E'_{e^-} bezeichnen die Energie des Elektrons vor und nach dem Streuprozeß. Die Photonen werden in einem Kegel mit Öffnungswinkel

$$\theta_c \propto \frac{m_{e^-}}{E_{e^-}} \tag{2.2}$$

in Vorwärtsrichtung emittiert (m_{e^-} bezeichnet die Ruhemasse des Elektrons, θ_c den Winkel, innerhalb dessen 50% der Photonen emittiert werden) [Jac75].

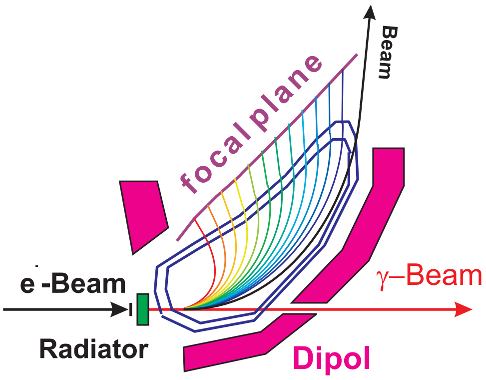

Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Tagging-Spektrometers. Eine nähere Erläuterung ist im Text gegeben.

Zur Bestimmung der Photonenenergie ist nach Gleichung 2.1 die Kenntnis der Energie der gestreuten Elektronen notwendig. Der Glasgow-Mainz-Tagger[3], in Abb. 2.3 schematisch dargestellt, übernimmt diese Aufgabe. Das Meßprinzip beruht darauf, daß die gestreuten Elektronen beim Durchlaufen des Dipol-Magnetfeldes ihrer Energie entsprechend mehr oder weniger stark abgelenkt werden und somit in dem ortsauflösenden Detektorsystem, bestehend aus 353 überlappenden Plastikszintillatoren, in der Fokalebene nachgewiesen werden. Die Energieauflösung ist im wesentlichen durch die Breite der Szintillatoren bestimmt und beträgt je nach Elektronenenergie 1.2 - 2.4 MeV pro Taggerkanal. Die intrinsische Auflösung des Taggers erreicht ca. 100 keV ([Rei99]).

2.3 Der Detektoraufbau

Zur Untersuchung der Pion-Polarisierbarkeit (kurz: Pipol) anhand der Reaktion $\gamma p \to \pi^+ \gamma n$ wurde die Detektorgeometrie gegenüber der vorangegangenen Experimentierphase umgestellt (siehe Abb. 2.7 bzw. Abb. 2.8). Die in dieser Arbeit verwendeten Daten stammen aus diesem Experiment. Neben dem Photonenspektrometer TAPS[4] wurden zum Nachweis geladener Pionen der sogenannte Pion-Detektor ([Cas02]) und zur Neutronenidentifizierung der Flugzeit-Detektor TOF[5] ([Gra98]) verwendet. In dieser Auswertung wurde der Pion-Detektor zur Identifizierung des Protons genutzt, die Information des Spektrometers TOF wurde nicht verwendet. Der Vollständigkeit halber wird der komplette Aufbau in diesem Kapitel kurz skizziert.

2.3.1 Das Photonenspektrometer TAPS

Das Photonenspektrometer TAPS entstand in Zusammenarbeit mehrerer internationaler Institute. Zu diesen gehören die GSI (**G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung mbH) Darmstadt, die Universität Münster, GANIL (**G**rand **A**ccélérateur **N**ational d'**I**ons **L**ourds) bei Caen (Frankreich), KVI (**K**ernfysisch **V**ersneller **I**nstitut) Groningen (Niederlande), das Institute of Nuclear Physics in Řež (Tschechien), das Instituto de Fisica Corpuscular der Universität Valencia (Spanien) und das II. Physikalische Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen [TC87].

Bei der Konzipierung wurde großen Wert auf Transportabilität gelegt. Dies ist wichtig, um die Option offen zu halten, TAPS an verschiedenen Beschleunigeranlagen aufzubauen und damit verschiedenen physikalischen Fragestellungen nachzugehen. Der zeitliche und geographische Verlauf der Einsatzorte von TAPS ist Tabelle 2.2 zu entnehmen. Der momentane Standort von TAPS ist Bonn (in Kombination mit dem Detektorsystem Crystal Barrel) an der Beschleunigeranlage ELSA[6]. Hier werden bis Mai 2003 Daten aufgenommen.

Zur Untersuchung photonuklearer Reaktionen ist TAPS primär auf den Nachweis von Photonen ausgelegt und deshalb hervorragend dazu geeignet, neutrale Mesonen (π^0, η) über ihren 2γ-Zerfallskanal zu identifizieren ([Kru95b], [Wol00]). TAPS kann, obwohl auf den Nachweis von Photonen ausgelegt, auch zum Nachweis geladener Teilchen und Neutronen verwendet werden ([Kot97], [Hej98], [Wei00]). In dieser

---

[3] Aus dem engl. abgeleitet: *to tag* - (die Energie) markieren.

[4] Engl.: **T**wo **A**rm **P**hoton **S**pectrometer, jetzt: **T**ravel **A**round **P**hoton **S**pectrometer.

[5] Engl.: **T**ime **o**f **F**light.

[6] **El**ektron-**S**tretcher-**A**nlage.

Zeitraum	Institut	Ort
1989/90	GANIL	Caen
1990/91	GSI	Darmstadt
1991/92	MAMI	Mainz
1992	GANIL	Caen
1993	CERN	Genf
1994/95	GSI	Darmstadt
1995/96	MAMI	Mainz
1997	KVI	Groningen
1998	GANIL	Caen
1999-2001	MAMI	Mainz
2001-2003	ELSA	Bonn

Tabelle 2.2: Bisherige Standorte von TAPS.

Arbeit werden mit TAPS Leptonen (Elektronen und Positronen) nachgewiesen.

TAPS ist ein ortsauflösendes Kalorimeter, daß aus einzelnen Szintillationsdetektoren aufgebaut ist.

Weitere Informationen zum TAPS-Spektrometer findet man in [Nov87], [Nov91] und [CD97].

2.3.2 Aufbau und Eigenschaften der Detektormodule

Die Identifizierung neutraler Mesonen (π°, η) in TAPS basiert auf dem koinzidenten Nachweis der beiden Zerfallsphotonen. Aus der Energie-, Zeit- und Ortsinformation dieser Photonen kann die Kinematik eines Zerfalls rekonstruiert und somit eine Zuordnung der Reaktionsprodukte vorgenommen werden. An das Detektormaterial werden daher folgende Anforderungen gestellt:

- gute Zeitauflösung für den Nachweis koinzidenter Photonen,
- gute Energieauflösung im Bereich 10 MeV bis 1 GeV in diesem Experiment,
- zusatzliche Möglichkeiten zur Teilchendiskriminierung.

Als Szintillatormaterial wurde Bariumfluorid (BaF_2) gewählt, da es die genannten Anforderungen erfüllt. Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften von BaF_2 sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

Ein besonderes Merkmal von BaF_2 sind seine zwei Szintillationslichtkomponenten mit veschiedenen Abklingzeiten. Diese Eigenschaft erlaubt eine Teilchenidentifizierung mit Hilfe der Pulsformanalyse (PSA[7]) des Detektorsignals. In der vorliegenden Arbeit wird die Pulsformanalyse jedoch nicht verwendet. Ausführliche Beschreibungen befinden sich u.a. in [Kot01], [Hej98] und [Wei00].

Abb. 2.4 zeigt den schematischen Aufbau eines BaF_2-Moduls, wie es in TAPS zum Einsatz kommt.

Der BaF_2-Kristall hat eine hexagonale Form mit einer Schlüsselweite von 5.9 cm und ist 25 cm lang. Dies entspricht 12 Strahlungslängen X_0[8]. Jeder Kristall hat ein

---

[7] Engl.: **P**ulse **S**hape **A**nalysis.

[8] Die Strahlungslänge X_0 beschreibt die Wegstrecke, nach deren Durchqueren sich die Energie des Elektrons aufgrund von Bremsstrahlungsprozessen um den Faktor e reduziert hat.

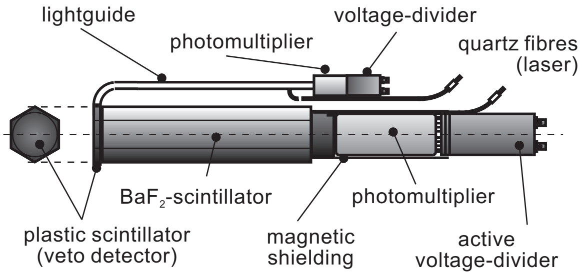

Abbildung 2.4: Schematische Ansicht eines TAPS-Moduls mit Vetodetektor

Dichte ρ $[g/cm^3]$	4.89
Brechungsindex n	1.56
Strahlungslänge X_0 [cm]	2.05
Molière-Radius r_m [cm]	4.3
Abklingzeit schnelle Komponente [ns] Emissionsmaximum schnelle Komponente [nm]	0.7 220
Abklingzeit langsame Komponente [ns] Emissionsmaximum langsame Komponente [nm]	620 310

Tabelle 2.3: Physikalische Eigenschaften von BaF_2 [PDG00]. Nähere Erläuterung im Text.

zylindrisches Endstück aus BaF_2 der Länge 2.5 cm mit 2.7 cm Radius, das optisch an einen Photomultiplier gekoppelt wird. Vor jedem Kristall befindet sich ein Plastikszintillator als sogenannter Veto-Detektor, dessen Funktion die Unterscheidung von geladenen und ungeladenen Teilchen ist. Gerade bei dieser Auswertearbeit ist eine hohe Effizienz der Veto-Detektoren von entscheidender Bedeutung. Sie bilden die Grundlage für die Unterscheidung zwischen den elektrisch neutralen Photonen und den geladenen Elektronen sowie Positronen. Die Veto-Detektoren wurden im Rahmen der Diplomarbeit von Silke Janssen in Gießen entwickelt. Der Veto-Detektor ist 0.5 cm dick, hat die gleiche Grundfläche wie der Kristall und wird über Wellenlängenschieber-Fasern und Vielkanal-Photomultiplier ausgelesen. Nähere Informationen findet man in [Jan98].

Die Energieauflösung $\sigma(E_\gamma)$ des TAPS-Detektors wurde für Photonenenergien im Bereich von E_γ = 45 - 790 MeV in verschiedenen Arbeiten untersucht [Gab94], [Pfe98]. Sie ist gegeben durch:

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E} = \frac{0.79\%}{\sqrt{E_\gamma}} + 1.8\%. \tag{2.3}$$

2.3.3 Der Pion-Detektor und der Flugzeit-Detektor

Der Pion-Detektor besteht aus vier Vieldrahtproportionalkammern (MWPC[9]) und 16 Plastikszintillatoren. Im Pion-Polarisierbarkeits-Experiment wurde dieses Detektorsystem zur Identifikation geladener Pionen eingesetzt. Es ist aber genauso gut

---

[9] Engl.: **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber.

zum Nachweis von Protonen oder anderer geladener Teilchen geeignet. Der Pion-Detektor ist in Vorwärtsrichtung (Polarwinkel von 0^0) in einem Abstand von 55 cm zum Targetmittelpunkt positioniert. Abb. 2.5 zeigt eine schematische Darstellung des Pion-Detektors. Bei der Konzipierung wurde vor allem auf eine hohe Orts- und Zeitauflösung sowie eine Nachweiseffizienz von $\approx 100\%$ für relativistische, geladene Teilchen geachtet.

Die MWPCs wurden am JINR (Joint Institute for Nuclear Research) in Dubna, Rußland, gebaut. Sie dienen der Ortsrekonstruktion geladener Teilchen unter Ausnutzung ihrer ionisierenden Wirkung. Durchfliegen geladene Teilchen ein Gasvolumen, so werden die Gasatome entlang der Teilchenspur ionisiert, die freigesetzten Elektronen driften zu den Anodendrähten. Aufgrund der hohen elektrischen Feldstärke in der Nähe der Drähte wird die kinetische Energie der Primärelektronen erhöht, sie wirken ihrerseits ionisierend. Es entseht eine Ladungslawine, welche einen meßbaren Spannungspuls auf dem Draht zur Folge hat.

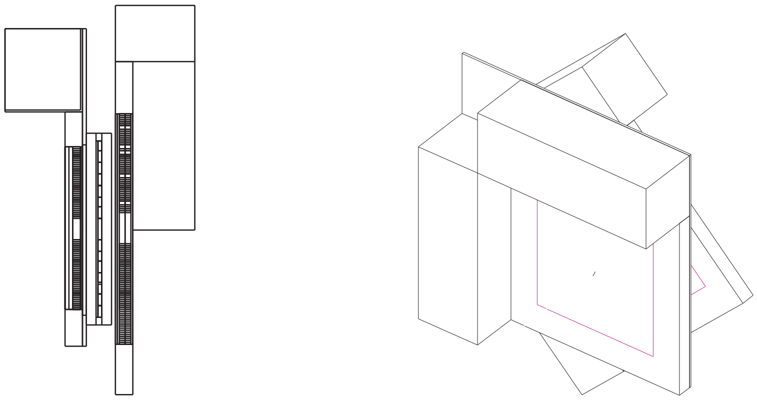

Abbildung 2.5: *Links*: Seitenansicht, die Plastikszintillatoren befinden sich zwischen jeweils zwei MWPCs. *Rechts*: Die dritte und vierte Drahtkammer sind relativ zu den ersten beiden um 45^0 gedreht (Bild: [Cas02]).

Die im Experiment aufgebauten MWPCs sind aus vier Drahtebenen in quadratischen Rahmen ($24 \times 24\ cm^2$) aufgebaut. Je zwei Ebenen sind zu einem Paket zusammengefaßt, in dem die Drähte gegeneinander um 90^0 verdreht sind. Die beiden Pakete sind um 45^0 zueinander gedreht. Die Anordung der MWPCs sowie eine einzelne Drahtebene sind in Abb. 2.6 zu sehen. In einer einzelnen Drahtebene sind jeweils 128 Drähte angebracht. Um Treffer des Photonenstrahls in der Drahtkammer zu vermeiden, sind in der Mitte keine Drähte angebracht.

Die wichtigsten Parameter der MWPCs sind in Tabelle 2.4 zusammengestellt.

Die hohe Zeitauflösung wird durch die 16 Plastikszintillatoren realisiert, die zwischen den beiden Drahtkammerebenen in einem Abstand von 55 cm zum Target angeordnet sind. Sie wurden ebenfalls in Rußland konstruiert und bestehen aus NE102-ähnlichem Material. 14 der 16 Szintillator-Streifen haben eine Breite von 2 cm, eine Länge von 32 cm und eine Dicke von 1 cm. Die beiden mittleren Szintillatoren haben eine Länge von 15 cm. Im Zentrum wird somit ein quadratisches Loch der Größe $2 \times 2\ cm^2$ realisiert, und zwar um Wechselwirkungen mit dem Photonenstrahl zu vermeiden. Jeder Szintillator ist mit einem Photomultiplier gekoppelt. Die

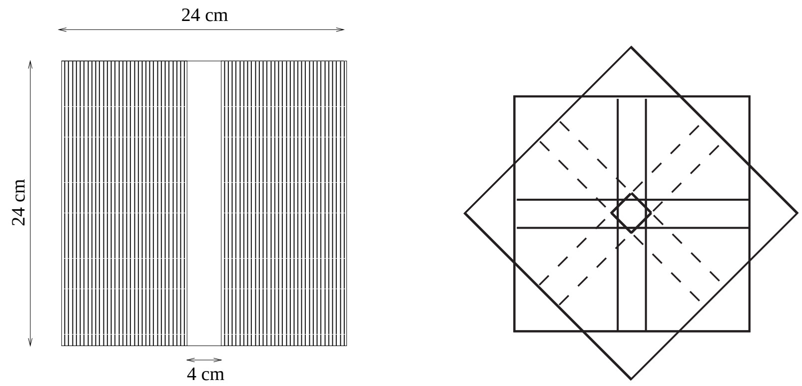

Abbildung 2.6: Anordnung der MWPCs. Links ist eine Drahtebene zu sehen, rechts ist schematisch die Anordnung von allen vieren zu sehen (Bild: [Cas02]).

Gaszusammensetzung	66.6% Ar + Methan, 33.3% Isobutan
Effizienz	$\approx$ 98% pro Kammer
Spannung	3250 Volt
Maximaler Strom	100 μA
Drahtmaterial	Platin
Abstand Target-1. Ebene	50.2 cm
Abstand Target-2. Ebene	51.2 cm
Abstand Target-3. Ebene	59.7 cm
Abstand Target-4. Ebene	60.7 cm

Tabelle 2.4: Wesentliche Parameter der MWPCs.

Zeitinformation der Plastikszintillatoren wurde in dieser Arbeit nicht verwendet. Weitere Informationen zum Pion-Detektor findet man u.a. in [Cas02].

Der TOF-Detektor wurde in einer Kollaboration zwischen dem Physikalischen Institut der Universität Tübingen und dem Department of Physics and Astronomy der Universität Glasgow gebaut. Dieses Detektorsystem wurde zur Neutronenidentifizierung konzipiert. Es mißt die Flugzeit von Teilchen, über die deren Impuls bestimmt werden kann. Die wesentlichen Bestandteile sind 16 Veto-Detektoren (dünne Plastik-Szintillatoren) zur Teilchendiskriminierung (Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen) und 111 Szintillator-Balken, angeordnet in 7 Lagen. Jeder Szintillator-Balken ist 20 cm breit, 5 cm dick und 300 cm lang. An beiden Enden ist ein Photomultiplier montiert. Die vor den Szintillator-Balken angebrachten Veto-Detektoren sind 1 cm dick, mit 23 cm ein wenig breiter aber genauso hoch wie die Szintillator-Balken. Ihre Effizienz von $\approx$ 100% gewährleistet eine Trennung von Protonen und Neutronen. Die Trennung von Photonen und Neutronen erfolgt durch Analyse der Flugzeit der Teilchen. Der TOF-Detektor wurde im Experiment in einer Entfernung von 350 cm zum Target aufgebaut und deckt einen Polarwinkel von 13^0 bis 68^0 ab. Eine nähere Erläuterung findet man in [Gra98].

2.3.4 Das Wasserstofftarget und die Streukammer

Als Protonentarget wurde flüssiger Wasserstoff gewählt. Es besteht aus einer zylinderförmigen Kaptonzelle (Wandstärke: 120 μm) mit einem Durchmesser von 2.9 cm und einer Länge von 11 cm.

Daraus ergibt sich eine Targetbelegung N_p von

$$N_p = \frac{N_A}{A} \cdot \rho \cdot L = \frac{6.022 \cdot 10^{23}\, mol^{-1}}{1.00794\, gmol^{-1}} \cdot 0.0708 \frac{g}{cm^3} \cdot 11\, cm = 4.65 \cdot 10^{23} cm^{-2}. \quad (2.4)$$

N_p gibt die Anzahl der Streuzentren pro cm^2 an. Das Target wurde in einer evakuierten Streukammer montiert. Der Druck in der Streukammer wurde während der Strahlzeit auf 10^{-6} mbar reduziert, und zwar zur Wärme-Isolation der Targetzelle. Die Streukammer wurde aus Aluminium angefertigt, die Wände hatten eine Dicke von 4 mm, der Innendurchmesser betrug 28 cm. Die daraus resultierende Materialbelegung bedingt eine Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) in der Größenordnung von 3-5% (siehe Kap. 4.5).

2.3.5 Gesamtanordnung der Detektoren

In dem Pion-Polarisierbarkeits-Experiment wurde TAPS zu 2 Blöcken mit je $3 \times 64 = 192$ Kristallen sowie einer Rückwärtswand mit 144 Detektormodulen, ingesamt also 528 Detektoren aufgestellt. Zusätzlich wurden der Pion-Detektor und der TOF-Detektor eingesetzt. Die beiden großen TAPS-Blöcke wurden in einer Entfernung von 50 cm vom Target und einem Polarwinkel von 68^0 bzw. 55 cm und 124^0 positioniert. Die Rückwärtswand befand sich unter 180^0 55 cm vom Target entfernt. Die Geometrie des Pion-Detektors kann Abb.2.5 und Abb. 2.6 entnommen werden. Die Gesamtanordnung ist in Abb.2.7 zu sehen.

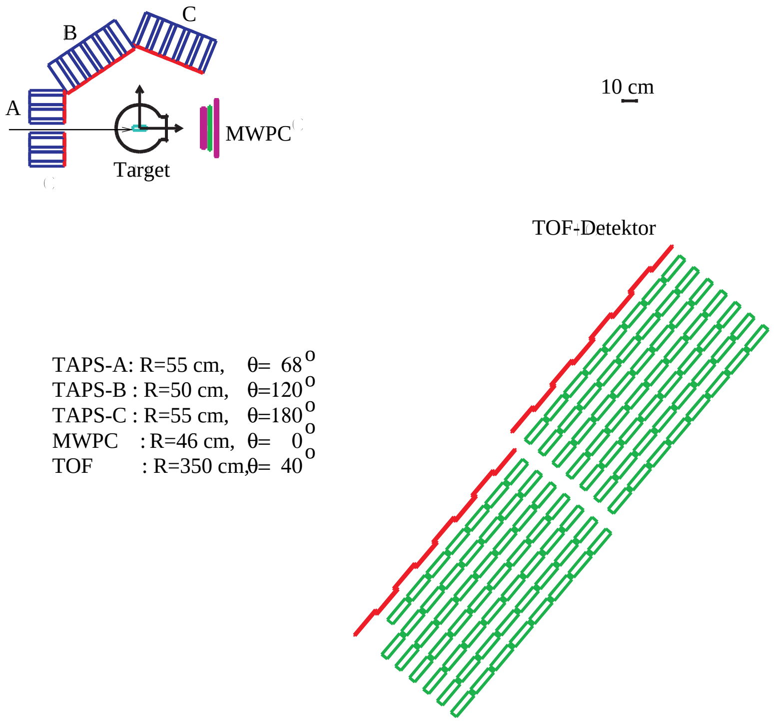

Abbildung 2.7: Gesamtaufbau aller Detektoren. Die TAPS-Blöcke A, B und C dienen der Leptonenidentifizierung, MWPC dem Nachweis der Protonen. TOF wurde im Rahmen dieser Auswertearbeit nicht verwendet (Bild: [Cas02]).

Im Rahmen früherer Arbeiten wurden in das Simulationsprogramm GEANT (siehe Kap. 4.6) die Geometrie und Beschaffenheit der BaF_2-Module implementiert, der TOF-Detektor und der Pion-Detektor jedoch nicht. Abb. 2.8 zeigt den Aufbau des Experiments, wie er in GEANT implementiert ist. Die Behandlung des Pion-Detektors in der Simulation wird in Kap. 4.6 erläutert.

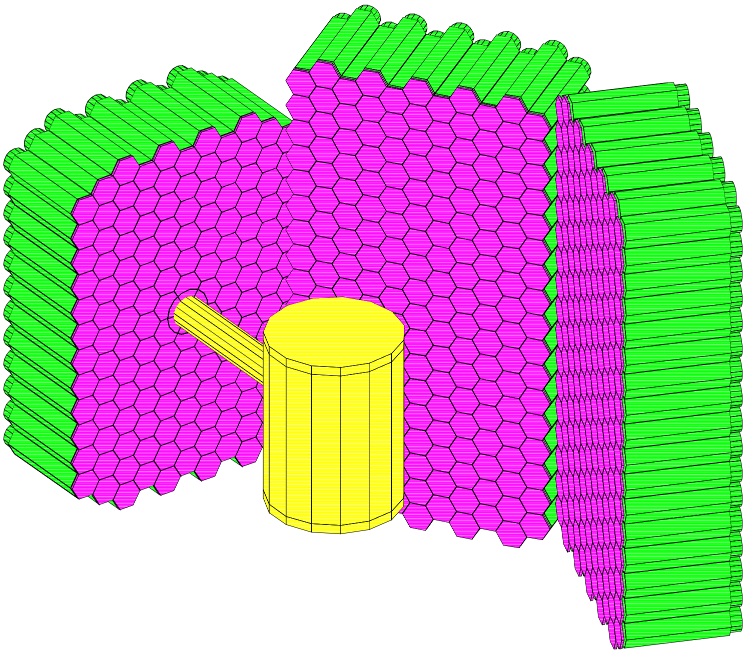

Abbildung 2.8: In GEANT implementierter Detektoraufbau.

2.3.6 Triggereinstellung

In dieser Arbeit wird weder auf die Meßelektronik noch auf die Datenauslese eingegangen. Detaillierte Informationen zur Elektronik des TAPS-Detektors und dessen Ankopplung an die Tagger-Elektronik finden sich u.a. in [Kot01].

Die eingestellte Triggerbedingung[10] ist für die Untersuchung der Pionpolarisierbarkeit anhand der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ \gamma n$ vorgesehen und verlangt eine dreifache Koinzidenz zwischen mindestens einem Treffer in TAPS, einem geladenen Treffer im Pion-Detektor und einem Teilchen im TOF-Detektor.

Für die Dileptonenuntersuchung wurden anstelle der TOF-Bedingung zwei verschiedene Triggerbedingungen eingestellt:

- Koinzidenz zwischen zwei Treffern in zwei verschiedenen TAPS-Blöcken, mindestens eines der beiden Teilchen muß geladen sein.
- Koinzidenz zwischen zwei oder mehr geladenen Treffern in demselben Block.

2.3.7 Durchführung des Experiments

Die Daten zur Pionpolarisierbarkeitsmessung an Wasserstoff wurden in der Zeit vom 15.09.2000 bis zum 29.01.2001 in sechs getrennten Teilen aufgenommen:

Meßphase 1:	15.09.2000 bis 04.10.2000
Meßphase 2:	11.10.2000 bis 23.10.0000
Meßphase 3:	14.11.2000 bis 24.11.2000
Meßphase 4:	08.12.2000 bis 13.12.2000
Meßphase 5:	03.01.2001 bis 14.01.0001
Meßphase 6:	18.01.2001 bis 29.01.2001

Die komplette Datenmenge beträgt ca. 1TB. Zu Beginn der dritten Meßphase wurde die Dicke der Radiatorfolie von 0.2 μm auf 0.4 μm erhöht. In Tabelle 2.5 sind die wichtigsten Parametereinstellungen dieser Experimentierphasen an Wasserstoff zusammengesellt. Die Daten aus der ersten Meßphase wurden in dieser Arbeit nicht ausgwertet. Insgesamt wurden 87% der Daten analysiert.

---

[10] Engl.: *trigger* - Auslöser; hier wird in der Ausleseelektronik entschieden, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll oder nicht.

Target	LH_2
Strahlenergie	882 MeV
Strahlstrom	200 nA (ab 14.11.00 100 nA)
verwendete Taggerkanäle	1-148
Energiebereich Photonen	536-820 MeV
Kollimatordurchmesser	5mm
LED-Schwelleneinstellung	15 MeV
Triggerbedingung	• 3-fach Koinzidenz zwischen TAPS, TOF und MWPC • Koinzidenz zwischen 2 Treffern in 2 TAPS-Blöcken, mind. 1 geladenes Teilchen • Koinzidenz zwischen 2 geladenen Treffern in einem TAPS-Block
Meßzeit	1000 h
Anzahl Datenbänder (DLT III)	34
Datenmenge	ca. 1 TB

Tabelle 2.5: Experiment-Parameter während der Messung zur Pion-Polarisierbarkeit am LH_2-Target 2000/2001.

Kapitel 3

Eichung und Kompression der Daten

In diesem Kapitel werden die ersten Schritte der Analyse der Rohdaten kurz beschrieben. Hierzu gehören die Eichung der Daten und die Datenkompression.

In Abb. 3.1 sind alle Schritte einer Auswertung schematisch dargestellt. Das Experiment und somit die Aufnahme der Rohdaten fand 2000/2001 statt. Die Kalibrierung der Daten wurde von Matthias Rost von der Universität Mainz sowie von Sergey Cherepnya durchgeführt. Der nächste Schritt ist eine Datenreduktion, primär mit der Intention der Zeitersparnis bei der Analyse der Daten. Bei der Kompression werden solche Ereignisse verworfen, die zweifelsfrei nicht zu dem zu untersuchenden Reaktionskanal gehören. In dieser Arbeit wird die Elektron-Positron-Produktion untersucht. Daher werden nur solche Ereignisse auf neue Datenträger gespeichert, bei denen mindestens ein geladenes Teilchen koinzident mit einem weiteren Teilchen in TAPS nachgewiesen wurde. Die Kompression der Daten markiert den Arbeitsabschnitt, bei dem die hier vorliegende Diplomarbeit begonnen wurde. Die eigentliche Analyse der Meßdaten besteht in der Identifikation der gesuchten Reaktion mit Hilfe kinematischer Tests.

3.1 Energieeichung der BaF_2-Module

Die Energieeichung der BaF_2-Kristalle erfolgt mittels kosmischer Höhenstrahlung, die auf Meereshöhe im wesentlichen aus Myonen besteht. Die Messung dieser Energiespektren wird vor und nach jedem Experiment durchgeführt. Abb. 3.2 zeigt ein typisches Energiespektrum eines einzelnen Detektors.

Zur Eichung werden zwei Referenzpunkte benötigt. Man verwendet das Pedestal[1] und den sog. Minimum Ionizing Peak.

Das Pedestal erhält man, wenn an den Modulen kein Signal anliegt und lediglich elektronisches Rauschen integriert wird. Dieser Kanal entspricht einer Energie von 0 MeV. Der zweite Referenzpunkt entspricht der mittleren Energiedeposition der kosmischen Myonen. Als minimal ionisierende Teilchen deponieren sie unabhängig von ihrer kinetischen Energie ca. 6.45 MeV pro cm Wegstrecke im BaF_2-Kristall. Bei einer mittleren Weglänge von 5.9 cm, dem Durchmesser eines Kristalls, entspricht dieser Peak einer Energie von ca. 38 MeV [Roe91].

---

[1] Mindestwert, Fußwert.

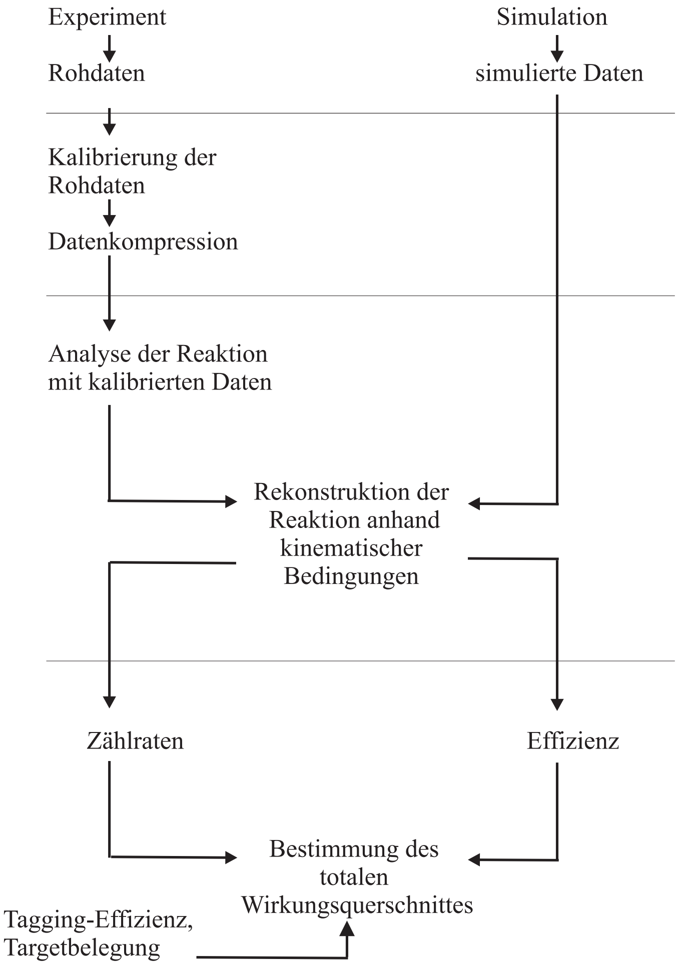

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Analyseschritte der experimentellen und simulierten Daten. Diese Diplomarbeit begann mit der Datenkompression.

3.2 Zeiteichung

Ausgehend von einem linearen Zusammenhang zwischen zu messender Zeitdifferenz und Kanalzahl muß bei der Zeiteichung neben dem Zeitnullpunkt auch der Proportionalitätsfaktor, die Verstärkung, bestimmt werden. Nähere Erläuterungen sowie zu berücksichtigende Korrekturen (Walk-Effekt, Crosstalk) zur Zeiteichung finden sich u. a. in [Kot01].

Abb. 3.3 zeigt die Zeitdifferenz zweier einer Reaktion zugeordneter und in TAPS detektierter Zerfallsphotonen sowie die Zeitdifferenz zweier geladener Teilchen. Die bisher erreichte und in dieser Arbeit verwendete Zeitauflösung beträgt 1 ns FWHM[2] bzw. 1.2 ns FWHM. Die Verbreiterung bei den geladenenen Teilchen erklärt sich dadurch, daß neben den mit fast Lichtgeschwindigkeit fliegenden Elektronen und Positronen auch schwere Teilchen, z.B. π^+ und p, beitragen.

In Abb. 4.1 (Kapitel 4.2, Seite 26) ist das Koinzidenzspektrum zwischen dem TAPS- und Tagger-Detektorsystem zu sehen.

---

[2] **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum: Volle Breite auf halber Signalhöhe.

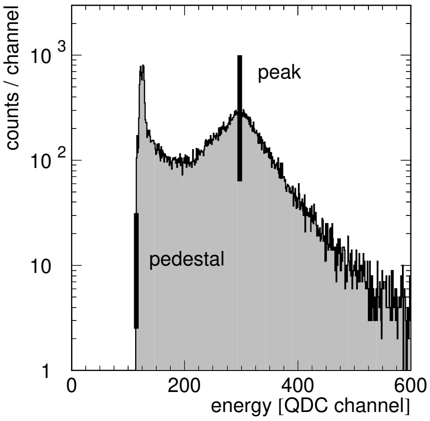

Abbildung 3.2: Energiespektrum kosmischer Myonen in BaF_2. Eingezeichnet sind die zwei Referenzpunkte zur Eichung, das Pedestal und der Minimum Ionizing Peak (Bild: [Kot01]).

3.3 Kompression der Daten

Die Datenkompression verfolgt das Ziel, die Analyse der Daten effizienter zu gestalten. Bei dem durchgeführten Experiment löst das einkommende Photon am Target eine Vielzahl möglicher Reaktionen aus. Im Rahmen einer Auswertearbeit werden aber jeweils nur bestimmte Reaktionskanäle untersucht. Daten, die zweifelsfrei nicht zur gesuchten Reaktion gehören, werden nicht weiter berücksichtigt. Für die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen, die virtuelle Compton Streuung und den π°-Dalitz-Zerfall, wurden folgende Bedingung verwendet:

- Bei zwei (oder mehr) koinzident nachgewiesenen Teilchen soll mindestens eines geladen sein.

Dieses Kriterium führt zu einer Reduktion der Datenmenge durch Unterdrückung der Einfach-π°-Produktion, $\gamma\, p \to \pi^\circ\, p$ (mit nachfolgenedem Zerfall $\pi^\circ \to \gamma\gamma$). Die Komprimierung verringert die Datenmenge um einen Faktor 30.

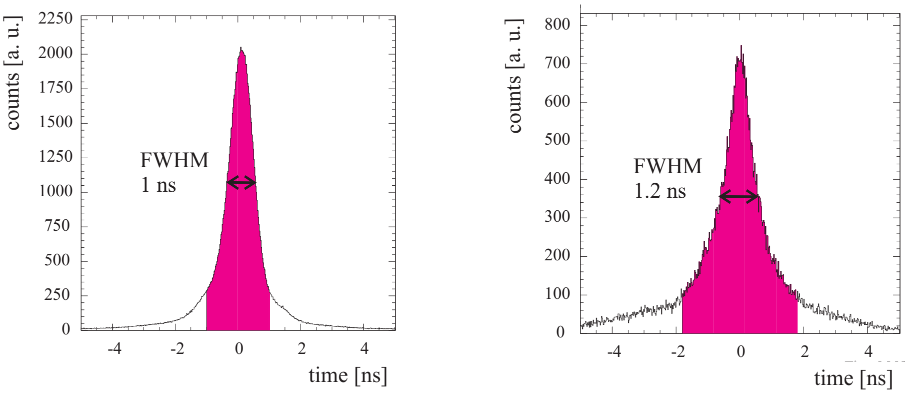

Abbildung 3.3: *Links:* Zeitauflösung zweier Photonen im TAPS-Detektor. Die Halbwertsbreite beträgt 1 ns. *Rechts:* Zeitauflösung zweier geladener Teilchen im TAPS-Detektor. Die Halbwertsbreite beträgt 1.2 ns.

Kapitel 4

Datenauswertung

4.1 Überblick

In diesem Kapitel wird die Auswertung der Experimentdaten und der Umgang mit dem Programm-Paket GEANT[1] (siehe Kap. 4.6) beschrieben.

GEANT wird zur Simulation bestimmter Reaktionskanäle verwendet. Die simulierten Daten, bei denen Anzahl und Verteilung der im Target zufällig gestarteten Reaktionsprodukte bekannt ist, durchlaufen die gleichen Analyseschritte wie die Meßdaten.

4.2 Koinzidenzanalyse

Die Identifikation eines Reaktionskanals erfolgt mittels kinematischer Tests. Hierzu wird als Information die Energie des reaktionsauslösenden Photons benötigt.

Abb. 4.1 ist zu entnehmen, daß aufgrund des hohen Strahlstroms während des Experiments durchschnittlich 11 Taggerkanäle innerhalb des Tagger-Koinzidenzfensters von 160 ns ansprechen, die ein und demselben Ereignis zugeordnet werden. Die Unterscheidung, welcher Taggerkanal zu dem die Reaktion auslösenden Photon gehört und welche Kanäle zufällig ansprechen, erfolgt mittels Koinzidenzanalyse. Auf der rechten Seite zeigt Abb. 4.1 das TAPS-Tagger-Zeitspektrum. Dieses Spektrum zeigt die Relativzeit zwischen den im Tagger detektierten Elektronen und den in TAPS rekonstruierten Teilchen (in diesem Fall Pionen, siehe Kap. 4.3). Im eingezeichneten Koinzidenzfenster (CO) sind die echten Ereignisse von den zeitzufälligen ereignisweise nicht trennbar. Zum Untergrundabzug setzt man ein Untergrundfenster (BG), sichtbar vom Koinzidenzfenster getrennt. In diesem Fenster sind die Elektronen mit Sicherheit zeitzufällig, haben also das Ereignis nicht ausgelöst. Das echte Signal S ergibt sich nach Skalierung der Fensterbreiten zu:

$$S = CO - \frac{\Delta CO}{\Delta BG} \cdot BG. \tag{4.1}$$

ΔCO und ΔBG bezeichnen die Breite des Koinzidenz- bzw. des Untergrundfensters, CO bzw. BG die Anzahl der Ereignisse in diesen Fenstern. Abb. 4.2 zeigt z.B. ein untergrundsubtrahiertes invariantes Massenspektrum zweier in TAPS detektierter Photonen. Bei der Rekonstruktion der VCS wird ein genauerer Schnitt auf die TAPS-Tagger-Relativzeit gesetzt (Kapitel 5.2, Abb. 5.8, Seite 43).

---

[1] **GE**eometry **AN**d **T**racking.

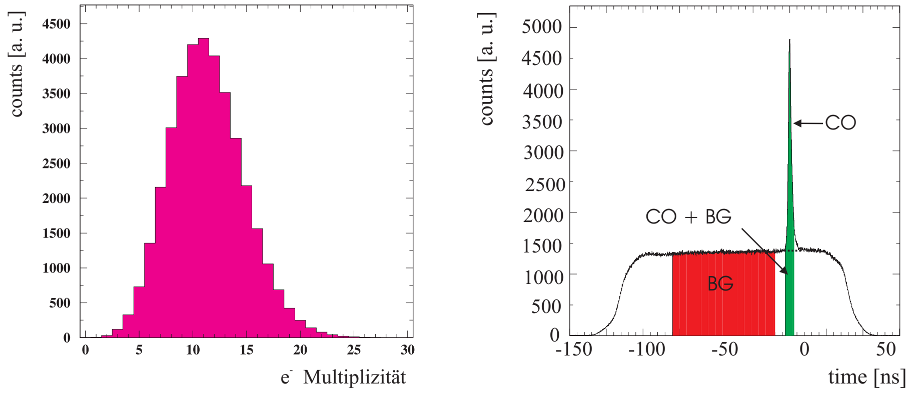

Abbildung 4.1: *Links:* Die e^--Multiplizität im Tagger in einem 160 ns langen Zeitfenster. *Rechts:* TAPS-Tagger-Koinzidenzspektrum. Zu sehen ist der prompte Peak der koinzidenten Ereignisse und der flache, breite Untergrund zufälliger Koinzidenzen. Die markierten Flächen zeigen die gewählten Koinzidenz- und Untergrundfenster. Die Zeitauflösung beträgt 2 ns FHWM.

4.3 Rekonstruktion von Photonen und neutralen Pionen

Die Einfach-π^0-Produktion liefert einen großen Untergrundbeitrag bei der VCS (siehe Kapitel 4.5). Der direkte Nachweis neutraler Pionen ist aufgrund der kurzen Lebensdauer von $\tau = 8.4 \cdot 10^{-17} s$ nicht möglich. Sie zerfallen noch innerhalb des Targets. Das π^0-Meson zerfällt zu 98.8% in zwei Photonen, $\pi^\circ \to \gamma\gamma$. (In den restlichen 1.2% zerfällt das Pion gemäß dem Dalitz-Zerfall sequentiell über ein virtuelles Photon in einen Dreiteilchen-Endzustand mit einem Elektron, einem Positron und einem reellen Photon, $\pi^\circ \to \gamma^\star\gamma \to e^+e^-\gamma$ [PDG00]). Der Dalitz-Zerfall wird in Kapitel 5.1.1 rekonstruiert. Die Identifikation der Pionen basiert daher auf dem koinzidenten Nachweis der beiden Zerfallsphotonen. Die Messung von Energie und Impuls der beiden Zerfallsphotonen erlaubt durch Berechnung der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ die Identifikation des π^0-Mesons:

$$m_{\gamma\gamma}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p_1} + \vec{p_2})^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \qquad (4.2)$$

E und $\vec{p}$ bezeichnen die Energie und den Impuls des jeweiligen Photons, $\cos\theta_{12}$ den Öffnungswinkel zwischen den beiden. Hier werden, wie im weiteren auch, natürliche Einheiten verwendet, d.h. $\hbar = c = 1$. In Abb. 4.2 wird die Verteilung der Masse zweier Photonen für einen Bruchteil der gesamten Strahlzeit gezeigt.

Aufgrund der Granularität der BaF_2-Kristalle und der Schauerausbreitung wird ein im TAPS-Detektor nachgewiesenes Teilchen (hier das Photon) in vielen Fällen seine Energie nicht nur in einem Detektorelement deponieren. Daher ist eine Rekonstruktion des Schauers notwendig. In einer sog. Cluster[2]-Routine wird nach zeitlich und örtlich zusammenhängenden Modulgruppen gesucht. Der zentrale Detektor eines Clusters ist derjenige, in dem die meiste Energie deponiert wird.

Bei der Berechnung der invarianten Masse werden nur solche Ereignisse herangezogen, bei denen der zentral getroffene BaF_2-Detektor physikalisch mindestens

---

[2] Engl.: *cluster* - die Gruppe.

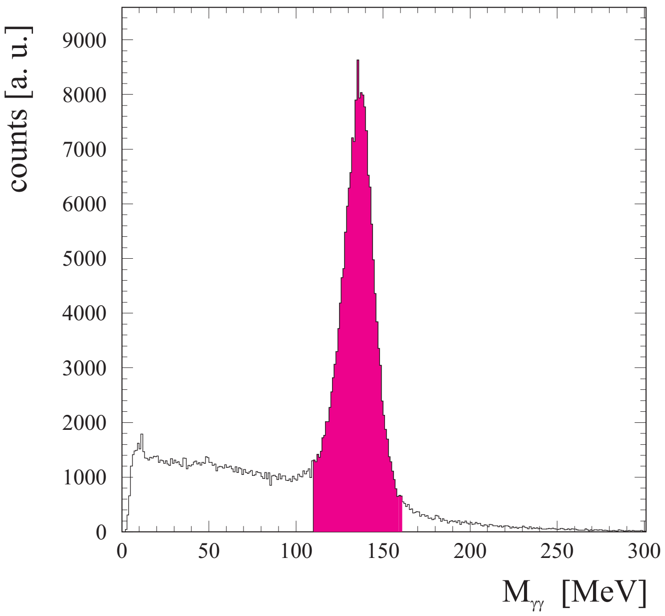

Abbildung 4.2: Invariante Massenverteilung aus koinzidenten Photonenpaaren (6 Nachbar-Analyse). Die volle Halbwertsbreite beträgt 20 MeV.

6 Nachbarmodule aufweist und außerdem von keinem dieser Detektormodule der Plastik-Veto-Detektor ein Signal geliefert hat. Die geforderten 6 Nachbarn in der Cluster-Routine verwerfen alle Ereignisse, bei denen der zentrale Detektor am Rand eines TAPS-Blocks liegt. Bei diesen Treffern wird nämlich ein Teil der Energie mangels Nachbardetektoren nicht berücksichtigt und eine zu niedrige, falsche invariante Masse berechnet.

Die Forderung nach 6 Nachbarn des zentralen BaF_2-Moduls wird in analoger Weise auch bei der Detektion geladener Teilchen (inbesondere der Elektronen und Positronen) gefordert, aber auch bei jeder Simulation. Der einzige Unterschied zum Nachweis von Photonen ist, daß zur Kennzeichnung eines geladenen Treffers nun ein Signal im Plastik-Veto-Detektor gefordert wird (siehe Kap.4.4).

Liegen innerhalb eines Koinzidenzfensters von ± 1 ns zwei oder mehr Photonen, so wird für jede mögliche Kombination die invariante Masse von jeweils 2 Photonen berechnet und in ein Spektrum eingetragen (siehe Abb. 4.2). Bei der Ruhemasse des Pions, $m_{\pi^\circ} = 135$ MeV, ist ein deutlicher Peak zu sehen. Die gemessene Photonenenergie wird mit einem energieunabhängigen Faktor der Größe 1.148 korrigiert. Er gleicht Schauerverluste aus, die u.a. wegen der endlichen Abmessung der BaF_2-Kristalle entstehen. Zusätzlich zum Pionen-Peak ist aber auch ein exponentiell abfallender Untergrund zu sehen. Dieser hat seinen Ursprung in der Kombination zweier Photonen, die nicht aus dem Zerfall desselben Mesons stammen. Die Hauptquelle für diesen sog. kombinatorischen Untergrund sind Doppel-π°-Ereignisse. In Abb. 4.2 ist derjenige Bereich markiert, in dem zwei kombinierte koinzidente Photonen als Pion identifiziert werden. Der enthaltene geringe kombinatorische Untergrund wird durch weitere kinematische Bedingungen unterdrückt. Die volle Halbwertsbreite des Pionenpeaks beträgt 20 MeV.

4.4 Unterscheidung zwischen Photonen und Leptonen

Das einzig nutzbare Unterscheidungsmerkmal zwischen Photonen und Leptonen[3] ist, daß Leptonen im Gegensatz zu Photonen elektrisch geladen sind. Folglich werden die Veto-Detektoren, in Kap. 2.3.3 beschrieben, zur Unterscheidung zwischen Leptonen und Photonen verwendet. Die Veto-Effizienz wurde von M. Rost für dieses Experiment zu 75% abgeschätzt. [Ros02].

Die geringe Masse der Leptonen, die sich daher mit annähernd Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, erlaubt keine Trennung anhand der Flugzeit-Relation. Das charakteristische Flugzeit-Verhalten kann nur zur Unterscheidung zwischen verschiedenen geladenen Teilchen stark unterschiedlicher Masse (z.B. $e^{\pm}$, p) verwendet werden. Abb. 4.3 zeigt die Flugzeit-Differenz zweier geladener Teilchen in TAPS für einen Bruchteil der Meßzeit. In einem Zeitfenster von ±1.8 ns ist ein Band von Teilchen zu sehen, das den Leptonen zugeordnet wird.

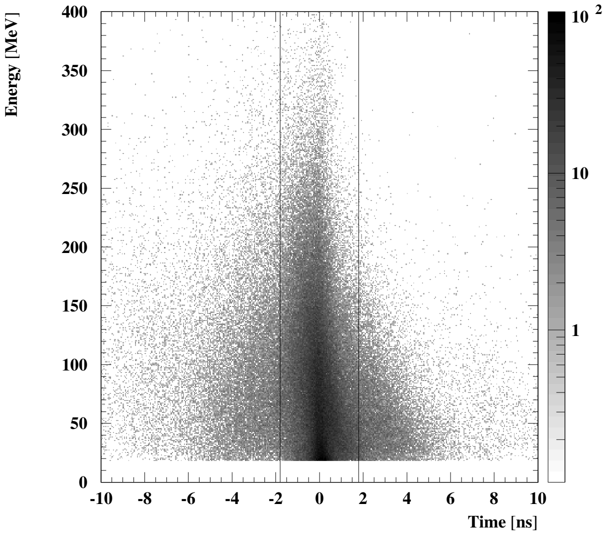

Abbildung 4.3: Flugzeit-Differenz zwischen zwei geladenen Teilchen in TAPS.

4.5 Konversionswahrscheinlichkeit

Der Wirkungsquerschnitt der Einfach-π°-Produktion ($\approx$ 30 μb) ist um Größenordnungen höher als der der virtuellen Compton Streuung ($\approx$ einige nb). Dadurch bewirkt schon die Konversionswahrscheinlichkeit (P_{conv}) von ca. 3-5%, daß im invarianten Massenspektrum zweier koinzident nachgewiesener geladener Teilchen (aus diesen beiden wird das virtuelle Photon der VCS rekonstruiert) fast ausschließlich Pionen aus dem Zwei-Photonen-Zerfall zu sehen sind (siehe Abb. 4.4 und Abb. 5.14).

---

[3] Mit *Leptonen* sind immer die beiden leichtesten Leptonen, das Elektron und das Positron, gemeint.

Unter Konversion versteht man den Prozeß, daß ein Photon infolge von Wechselwirkung mit Materie (z.B. mit der Streukammer, 4 mm dickes Al) in ein e^+e^--Paar übergeht. Dieser Prozeß, auch Paarbildung genannt, erfolgt neben dem Photoeffekt und dem Compton-Effekt bei Wechselwirkung von Strahlung mit Materie. Er überwiegt gegenüber den anderen beiden Effekten ab Photonenenergien von einigen MeV.

Die Konversion macht sich bei diesem Experimentaufbau in folgender Weise bemerkbar:
Anstelle der VCS, $\gamma p \rightarrow \gamma^\star p \rightarrow e^+e^-p$, wird die Einfach-$\pi^\circ$-Produktion, $\gamma p \rightarrow \pi^\circ p \rightarrow \gamma\gamma p$, identifiziert. Jedes der beiden Zerfallsphotonen konvertiert gemäß $\gamma \rightarrow e^+e^-$, jeweils mit einer Wahrscheinlichkeit von 3-5%, wobei die beiden Leptonen unter kleinen Öffnungswinkeln ($< 2^0$) emittiert werden. Aufgrund dessen können die beiden Leptonen im Detektor nicht getrennt werden, sondern werden als ein gemeinsamer geladener Schauer erkannt. Dieser Schauer enthält die gesamte Energie des entsprechenden Zerfallsphotons.

Zur Bestimmung der Konversionswahrscheinlichkeit berechnet man die invariante Masse sowie die fehlende Masse aus zwei koinzident nachgewiesenen Photonen (vgl. Kap. 4.3, Abb. 4.2) und aus zwei koinzident nachgewiesenen geladenen Teilchen. Der Begriff der fehlenden Masse wird in Kap. 5.1.2 beschrieben. Beide Größen werden in Spektren gegeneinander aufgetragen (Abb. 5.11 auf Seite 45 zeigt ein solches Spektrum für zwei koinzident nachgewiesene geladene Teilchen). In beiden Fällen (koinzident nachgewiesene geladene Teilchen und koinzident nachgewiesene Photonen) werden diejenigen Ereignisse, die als Pionen identifiziert werden, aufintegriert. Die Zuordnung erfolgt mittels kinematischer Einschränkungen, die üblicherweise als "Schnitte" bezeichnet werden. Die Identifikation der Pionen erfolgt durch einen Schnitt in der Auftragung fehlende Masse gegen invariante Masse. Es werden nur diejenigen Ereignisse als Pionen erkannt, die in dieser Ebene innerhalb einer Ellipse der Größe

$$\frac{M_{Miss}^2}{(60\ MeV)^2} + \frac{(M_{Mass} - 135\ MeV)^2}{(25\ MeV)^2} = 1 \tag{4.3}$$

liegen. Dieser Schnitt ist ebenfalls in Abb. 5.11 auf Seite 45 zu sehen. Solche Ebenen, fehlende Masse gegen invariante Masse aufgetragen, sind prinzipiell zur Identifikation bestimmter Reaktionskanäle hervorragend geeignet. Das Verhältnis der Pionenzahl bei geladenen zur Anzahl bei ungeladenen Teilchen liefert die Wahrscheinlichkeit für die gleichzeitige Konversion beider π°- Zerfallsphotonen, die Wurzel daraus die Konversionswahrscheinlichkeit eines Photons.

Abb. 4.4 auf der nächsten Seite vergleicht die invarianten Massenspektren zweier koinzidenter Photonen mit denen zweier koinzidenter geladener Teilchen, wobei mittels der oben beschriebenen Schnitte neutrale Pionen selektiert werden. Das Spektrum der Pionen, die aus zwei geladenen Teilchen rekonstruiert wurden, wurde mit einem Faktor S derart gewichtet, daß die Anzahl der Ereignisse beider Spektren übereinstimmen. Demzufolge entspricht die Konversionswahrscheinlichkeit

$$P_{conv} = \frac{1}{\sqrt{S}} \tag{4.4}$$

P_{conv} wurde sowohl aus den Daten als auch aus einer Simulation (siehe nächster Unterabschnitt) bestimmt. Bei der Simulation wurden $15 \cdot 10^6$ Einfach-π°-Ereignisse gemäß der MAID2000-Partialwellenanalyse [Dre00] generiert.

Die Daten liefern: $P_{conv} \approx 4.5\%$.

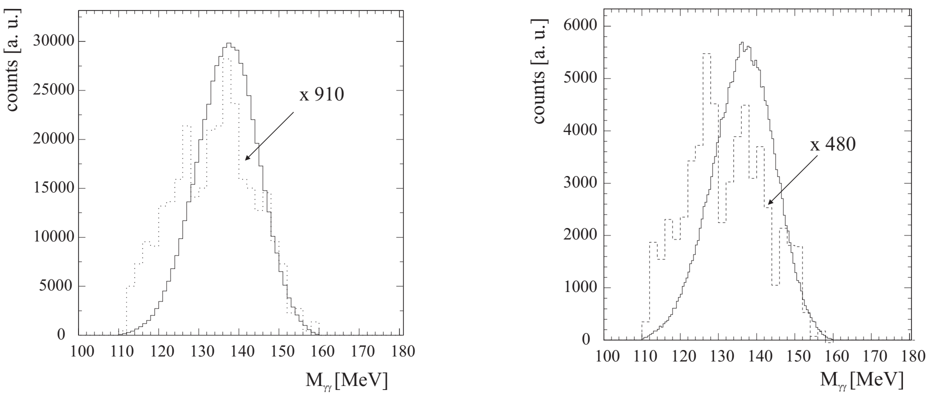

Abbildung 4.4: Pionen-Massenverteilung mit den im Text beschriebenen Schnitten zur Bestimmung der Konversionswahrscheinlichkeit. Die durchgezogene Linie repräsentiert Pionen aus zwei Photonen rekonstruiert, die gestrichelte Linie Pionen aus zwei geladenen Teilchen rekonstruiert. Ebenfalls angegeben ist der Skalierungsfaktor. Die inverse Wurzel aus dem Skalierungsfaktor liefert P_{conv}. *Links:* Bestimmung mittels Simulation. *Rechts:* Bestimmung aus den Daten. Ein zweites Maximum zu kleineren invarianten Massen hin ist ein Indiz dafür, daß anstelle von e^+e^--Paaren $\pi^+\pi^-$-Paare detektiert werden.

Die Simulation liefert: $P_{conv} \approx 3.3\%$.

Die Überschätzung der Konversionswahrscheinlichkeit in dem experimentellen Datensatz hat seine Ursache darin, daß außer e^+e^--Paaren auch $\pi^+\pi^-$-Paare detektiert werden. Dies wird durch ein zusätzliches Maximum bei kleineren invarianten Massen ersichtlich. Nach Abtrennung der $\pi^+\pi^-$-Ereignisse ist eine gute Übereinstimmung zwischen der experimentell bestimmten Konversionswahrscheinlichkeit und der aus der Simulation extrahierten Konversionswahrscheinlichkeit zu erwarten. Auf den $\pi^+\pi^-$-Untergrundkanal wird in Kapitel 5.2.1 näher eingegangen.

4.6 Simulation

Die Simulation eines bestimmten Reaktionskanals ist bei einer Auswertearbeit von entscheidender Bedeutung. Zum einen kann durch einen Vergleich der analysierten Simulation mit den experimentellen Daten die Richtigkeit der Analyseschritte verfolgt werden (vgl. z.B. im vorangegangen Unterabschnitt die Bestimmung der Konversionswahrscheinlichkeit). Der wesentliche Aspekt ist aber, daß aufgrund der begrenzten Raumwinkelabdeckung des Detektoraufbaus und der gesetzten kinematischen Bedingungen nicht alle Reaktionsprodukte nachgewiesen werden können. Der Aufbau der TAPS-Blöcke während des Experiments limitiert den möglichen Detektionsbereich von Zerfalls-Photonen bzw. -Leptonen auf einem Raumwinkelbereich von $\approx 34\% \cdot 4\pi$. Zusätzlich werden durch gesetzte Energieschwellen und kinematische Einschränkungen zur Reaktionsidentifikation weitere Ereignisse verworfen.

Die Effizienz, im folgenden ϵ_X^{TAPS} genannt, stellt die Wahrscheinlichkeit dar, mit der eine bestimmte Reaktion X im TAPS-Detektorsystem nachgewiesen wird. Sie kann mit Hilfe der Simulation bestimmt werden und erlaubt eine Normierung auf die tatsächliche Anzahl der Reaktionen X. Dies entspricht dann einer Nachweis-wahrscheinlichkeit von 100%. Sie ist gegeben durch:

$$\epsilon_X^{TAPS} = \frac{N_{Analyse}}{N_{Start}}. \tag{4.5}$$

N_{Start} stellt die Zahl der in der Simulation zufällig gestarteten Ereignisse dar, $N_{Analyse}$ die Anzahl der Ereignisse, nachdem die simulierten Ereignisse dieselben Analyseschritte durchlaufen haben wie die experimentellen Daten.

Zur Simulation physikalischer Reaktionen wird das Programmpaket GEANT V3.21 verwendet. Es wird vom europäischen Forschungszentrum CERN (Genf, Schweiz) zur Verfügung gestellt und erlaubt anhand von Monte-Carlo-Methoden die Nachbildung von Wechselwirkungen mittel- und hochenergetischer Teilchen mit Materie. Das Arbeiten mit GEANT unterteilt sich in drei Hauptkomponenten:

1. Implementierung der Detektorelemente

Den ersten Schritt stellt die Definition des geometrischen Aufbaus des Experiments in GEANT dar. Zur möglichst genauen Berechnung der Wechselwirkungen aller am Target erzeugten Teilchen auf ihrem Weg zum Detektor müssen neben der exakten Positionierung des Detektorsystems auch sogenannte passive Komponenten wie Target, Streukammer, Strahlrohr und Lichtleiter implementiert werden. Die Geometrie und Beschaffenheit der einzelnen TAPS-Module und Veto-Detektoren wurde in früheren Arbeiten in GEANT eingebaut. Nicht vorhanden sind allerdings der Pion-Detektor und der TOF-Detektor. Sie wurden mangels Zeit in dieser Diplomarbeit nicht in GEANT eingebaut. Die 528 einzelnen TAPS-Module wurden, exakt wie im Experiment angeordnet, positioniert. Abb. 2.8 zeigt den Aufbau, wie er in GEANT implementiert ist. Um einen Treffer im Pion-Detektor zu simulieren, wird angenommen, daß das zu detektierende Teilchen in denjenigen Raumwinkelbereich emittiert wurde, in dem der Pion-Detektor aufgebaut ist. Diese Vorgehensweise impliziert eine Effizienz dieses Detektors von 100%. Um die wahre Effizienz von 92% ([Che02]) zu berücksichtigen, wird nachträglich mit einem Faktor 0.92 korrigiert.

2. Entwicklung eines Ereignisgenerators

Ein sog. Ereignisgenerator übergibt diesem virtuellen Detektorsystem eine große Anzahl (Größenordnung 10^6 bis 10^7) von Ereignissen, die nach einem geeigneten Monte-Carlo-Verfahren generiert werden. Nach Möglichkeit werden die Startverteilungen so gewählt, daß sie den in der Realität vorkommenden Energie- und Winkelverteilungen entsprechen.

Die Simulation der virtuellen Compton Streuung erfolgt nach einer Phasenraum-Verteilung. Demnach wird die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende kinetische Energie

$$T = \sqrt{s} - m_{\gamma^*} - m_p, \qquad \sqrt{s} = \sqrt{2E_\gamma m_p + m_p^2} \tag{4.6}$$

zufällig auf das virtuelle Photon und das Proton im Ausgangskanal verteilt. $\sqrt{s}$ stellt die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem dar. Da eine Phasenraumverteilung der physikalischen Verteilung nicht entspricht, muß diese korrigiert werden. Nach Fermis Goldener Regel ist die Reaktionsrate proportional zum Quadrat der Wahrscheinlichkeitsamplitude. Für jedes vorkommende Phasenraumelement wird diese Wahrscheinlichkeitsamplitude nach einem von A. Korchin und O. Scholten aufgestellten Modell [Kor00] berechnet. Durch Wichtung der Phasenraumverteilung mit dem Quadrat der Wahrscheinlichkeitsamplitude erhält man eine modellspezifische theoretische Vorhersage.

Bei der Einfach-π°-Produktion werden die Ereignisse gemäß der MAID2000- Partialwellenanalyse ([Dre00]) generiert. Der Ereignisgenerator des π°-Dalitz-Zerfalls wird in Kapitel 5.1.2 beschrieben.

3. Simulation der Teilchenspuren (Tracking[4])

Die durch den Ereignisgenerator erzeugten Reaktionsprodukte werden nun bzgl. ihrer Spur verfolgt (getrackt). Dazu berücksichtigt GEANT alle Wechselwirkungsprozesse mit den im ersten Schritt definierten Medien. Insbesondere wird die Energiedeposition der detektierten Teilchen in den Kristallen berechnet.

4.7 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt σ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der eine bestimmte Reaktion stattfindet. In dieser Arbeit wird der totale Wirkungsquerschnitt des π°-Dalitz-Kanals bestimmt. Dieser Wert ist aus früheren Arbeiten sehr genau vermessen und dient somit der Überprüfung der Richtigkeit der Analyse.
σ berechnet in diesem Fall zu:

$$\sigma = \frac{N_x}{N_{e^-} \cdot \epsilon_{tag} \cdot N_p \cdot \epsilon_X^{TAPS} \cdot \epsilon_{veto}^2 \cdot \Gamma/\Gamma_X} \tag{4.7}$$

Die einzelnen Größen bedeuten:

N_x	Anzahl der zweifelsfrei identifizierten Ereignisse der interessierenden Reaktion (siehe Kapitel 5),
$N_{e^-} \cdot \epsilon_{tag}$	Photonenfluß,
N_p	Flächendichte der Targetnukleonen (siehe Kap. 2.3.4),
ϵ_X^{TAPS}	Nachweiseffizienz in TAPS für eine Ereignissorte X,
ϵ_{veto}^2	Veto-Effizienz (75%, [Ros02]),
Γ/Γ_X	gibt den Bruchteil an, zu dem das Teilchen X in den untersuchten Reaktionskanal zerfällt (z.B. $\frac{\Gamma_{\pi^\circ \to \gamma e^+ e^-}}{\Gamma_{\pi^\circ}} = 1.2\%$ [PDG00]).

Die Bestimmung von N_X wird ausführlich in Kapitel 5 beschrieben.

Die Veto-Effizienz muß bei der Berechnung des Wirkungsqueschnittes zusätzlich für jedes geladene Teilchen berücksichtigt werden, weil in der GEANT Simulation angenommen wird, daß sie 100% beträgt. Beim π°-Dalitz-Zerfall geht die Veto-Effizienz daher quadratisch ein. Die einzige noch nicht beschriebene Größe, die zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes fehlt, ist der Photonenfluß. Hierzu benötigt man die Anzahl der im Tagger nachgewiesenen Elektronen N_{e^-}. Diese Zahl erhält man durch Zählen (Integration) aller in den Tagger gestreuten Elektronen. Als zweite Größe muß das Verhältnis zwischen N_{e^-} und der Anzahl der Photonen, die das Target erreicht haben, bestimmt werden. Dieses Verhältnis, die Photonenmarkierungseffizienz (*tagging efficiency*)

$$\epsilon_{tag} = \frac{N_\gamma}{N_{e^-}} \tag{4.8}$$

---

[4] Engl.: Track - die Spur.

ist aufgrund des Kollimators, der einen Teil des Photonenstrahls absorbiert, immer kleiner als eins. Zur Bestimmung der tagging efficiency wird hinter dem Target mit Hilfe eines BGO[5]-Szintillators bei sehr geringem Strahlstrom die Anzahl der Photonen gemessen und mit der im Tagger registrierten Elektronen-Zahl verglichen. Die tagging efficiency wurde für dieses Experiment zu 0.54 bestimmt [Kot01a].

---

[5] $Bi_4Ge_3O_{12}$

Kapitel 5

Rekonstruktion physikalischer Reaktionen

In diesem Kapitel werden zwei Reaktionen, in denen Dileptonen produziert werden, mit Hilfe kinematischer Bedingungen rekonstruiert. Die erste Reaktion ist der π°-Dalitz-Zerfall. Aus ihm läßt sich der elektromagnetische Formfaktor extrahieren. Die zweite Reaktion ist die virtuelle Compton Streuung. Sie enthält Informationen über die innere Struktur des Nukleons.

Die Identifikation des π°-Dalitz-Zerfalls ist, wie dem nächsten Unterabschnitt entnommen werden kann, bei diesem Experimentaufbau auch bei inklusiver Auswertung möglich. Die Form des invarianten Massenspektrums des Elektron-Positron-Paares wird daher zugunsten höherer Statistik ohne Identifikation des Protons im Pion-Detektor mit der theoretischen Vorhersage verglichen. Die geringe Fläche dieses Detektorsystems von 24×24 cm^2 im Abstand von 55 cm vom Target impliziert nämlich eine starke Reduktion des zur Verfügung stehenden Phasenraums. Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes dieses Kanals erfolgt allerdings exklusiv, ebenso wie die Identifikation der VCS. Bei der VCS kann ein wesentlicher Untergrundbeitrag, $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$, nur mit Hilfe einer scharfen Koplanaritätsbedingung zwischen virtuellem Photon und Proton reduziert werden. Für diesen Schnitt wird die Information des Pion-Detektors benötigt. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes beider Reaktionskanäle ist aufgrund der eingestellten Triggerbedingung nur für die exklusive Auswertung möglich, da beim Speichern eines Ereignisses ein Treffer im Pion-Detektor verlangt wird.

Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes ist nur dann möglich, wenn die Nachweiseffizienz für die jeweilige Reaktion bekannt ist. Diese Effizienz kann mit Hilfe einer Simulation des Reaktionskanals ermittelt werden. In diesem Kapitel wird die Simulation der beiden oben angeführten Reaktionen beschrieben.

5.1 π°-Dalitz-Zerfall

Die Einfach-π°-Produktion am Proton ist u.a. auch wegen ihrer einfachen Identifizierbarkeit der am genausten vermessene Kanal photonuklearer Reaktionen. Das π° zerfällt zu 98.8% in zwei Photonen und zu den restlichen 1.2% in ein reelles Photon und ein virtuelles Photon, welches anschließend in ein e^+e^--Paar zerfällt (π°-Dalitz-Zerfall). Durch die Identifikation dieses Kanals wird überprüft, wie genau der Leptonen-Nachweis mit diesem TAPS-Aufbau möglich ist. Hierzu wird das Verzweigungsverhältnis

$$\frac{\Gamma_{\pi^\circ \rightarrow \gamma e^+ e^-}}{\Gamma_{\pi^\circ}} = 1.2\%$$

überprüft. Zudem wird der totale Wirkungsquerschnitt des π°-Dalitz-Zerfalls bei exklusiver Auswertung berechnet und mit früher bestimmten Werten verglichen.

5.1.1 Kinematische Tests zur Identifikation des π°-Dalitz-Reaktionskanals

Nach der Bestimmung der Photonenenergie und Rekonstruktion des π°-Mesons im Ausgangskanal ist die Reaktion kinematisch vollständig bestimmt. Die Identifikation des Kanals erfolgt in drei Schritten:

1. Rekonstruktion und Berechnung der Masse des Pions

Die Pionenmasse wird im Gegensatz zur in Abb. 4.2 auf Seite 27 gezeigten Massenverteilung aus dem Zweiphotonenzerfall aus drei in TAPS koinzident nachgewiesenen Teilchen, einem Photon und zwei geladenen Teilchen, rekonstruiert. Zur Unterdrückung der in Kap. 4.5 beschriebenen Konversion werden zudem nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen der Öffnungswinkel des Leptonenpaares größer als 20^0 ist.

2. Analyse der fehlenden Masse (*missing mass*)

Die Analyse der fehlenden Masse erlaubt die Bestimmung der Masse des nicht nachgewiesenen Teilchens. Unter Ausnutzung der Vierer-Impulse aller detektierten Teilchen berechnet sich die Masse dieses Teilchens zu:

$$m_x = \sqrt{(\sum E_i - \sum E_f)^2 - (\sum \vec{p_i} - \sum \vec{p_f})^2}. \qquad (5.1)$$

Der Index i (kurz für *initial*) kennzeichnet Energie und Impuls des Anfangszustandes, der Index f (kurz für *final*) Energie und Impuls des Endzustandes. Einsetzen der bekannten Größen liefert für den π°-Dalitz-Kanal mit dem Proton als nicht nachgewiesenem Teilchen:

$$m_x = \sqrt{(E_\gamma + m_p - E_{\pi^\circ})^2 - (\vec{p_\gamma} - \vec{p_{\pi^\circ}})^2}. \qquad (5.2)$$

Bei echten Dalitz-Ereignissen wird die fehlende Masse bei $m_x = 938.3$ MeV liegen, der Protonenmasse entsprechend. Dies bedeutet: $m_x - m_p = 0$ MeV. Im folgenden ist mit fehlender Masse immer diese Differenz gemeint.

3. Schnitt auf die Koplanarität[1] zwischen Pion und Proton

Im Schwerpunktsystem werden bei einem Zweikörper-Zerfall die beiden emittierten Teilchen, hier das Pion und das Proton, unter einem Winkel von 180^0 voneinander wegfliegen. Dieses scharfe Kriterium zur Reaktionsidentifikation kann nur bei der exklusiven Messung angewendet werden, da hierzu die Information des Protons benötigt wird. Abb. 5.1 zeigt zwei verwendete kinematische Einschränkungen zur Gewährleistung der Koplanarität. In der linken Abbildung ist die Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi$ zwischen beiden emittierten Teilchen aufgetragen. Ein Schnitt auf $\pm(180 \pm 10)^0$ im Schwerpunktsystem selektiert solche Ereignisse, die der Kinematik eines Zweikörper-Zerfalls entsprechen. Die restlichen Einträge werden verworfen. Ein weiterer effektiver Schnitt ist in der rechten Abbildung dargestellt. Hier ist zweidimensional die Differenz zwischen rekonstruiertem und gemessenem Polar- bzw.

---

[1] lat.: coplanare: *einebnen*, in der gleichen Ebene liegend.

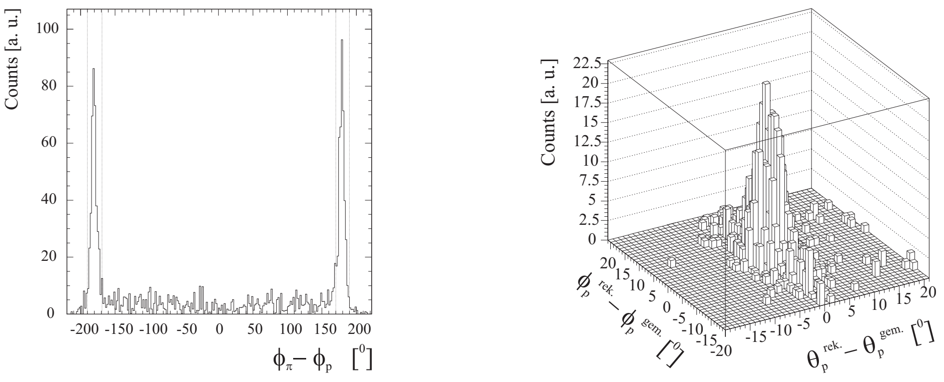

Abbildung 5.1: Zwei Schnitte zur Gewährleistung der Koplanarität. In beiden Spektren wurde ein Schnitt auf die fehlende Masse von ± 60 MeV angewendet (siehe Abb. 5.4). *Links:* Azimutwinkeldifferenz zwischen in TAPS und im Pion-Detektor rekonstruierten Teilchen. *Rechts:* $\Delta\theta$ gegen $\Delta\phi$ des im Pion-Detektor detektierten Teilchens. Eine nähere Erläuterung ist im Text gegeben.

Azimutwinkel, θ bzw. ϕ, des im Pion-Detektor registrierten Teilchens aufgetragen. Die Rekonstruktion des Winkels dieses Teilchens ist durch Kenntnis des Impulses des in TAPS detektierten Teilchens aufgrund der Impulserhaltung

$$\vec{p}_{TAPS} = -\vec{p}_{MWPC}$$

im Schwerpunktsystem möglich (Zweikörper-Zerfall).
Bei Identifikation des Dalitz-Kanals gilt

$$\vec{p}_p^{\,rek.} = \vec{p}_{MWPC}^{\,gem.},$$

d.h.:

$$\Delta\vec{p} = \vec{p}_p^{\,rek.} - \vec{p}_{MWPC}^{\,gem.} = 0$$

und damit schließlich:

$$\Delta\phi = \phi_p^{rek.} - \phi_{MWPC}^{gem.} = 0 \tag{5.3}$$

$$\Delta\theta = \theta_p^{rek.} - \theta_{MWPC}^{gem.} = 0. \tag{5.4}$$

Die Gleichungen gelten nur im Schwerpunktsystem. $\vec{p}_{MWPC}^{\,gem.}$ bezeichnet den im Pion-Detektor gemessenen Impuls, $\vec{p}_p^{\,rek.}$ denjenigen Protonenimpuls, der aus der Information des in TAPS rekonstruierten Teilchens berechnet wird. In der weiteren Auswertung werden nur solche Ereignisse weiter betrachtet, die in der in Abb. 5.1 (rechts) dargestellten Ebene innerhalb einer Ellipse der Größe

$$\frac{(\Delta\theta - 1^0)^2}{(3^0)^2} + \frac{(\Delta\phi)^2}{(10^0)^2} = 1$$

liegen. Die θ-Halbachse hat einen Radius von 3^0 und ist um 1^0 gegenüber 0^0 verschoben, die ϕ-Halbachse hat einen Radius von 10^0. Die Verschiebung der Ellipse um 1^0 ist notwendig um $\pi^+\pi^-$-Paare abtrennen zu können. In Kapitel 5.2.1 wird dieser Untergundkanal genauer erläutert.

Eine zwangsläufige Konsequenz der exklusiven Messung ist eine starke Reduktion des zur Verfügung stehenden Phasenraums und somit der Statistik. Dies liegt daran, daß die Emissionsrichtung des Protons auf einen kleinen Raumbereich in

Vorwärtsrichtung (24×24 cm^2 in 55 cm Abstand vom Target) limitiert wird. Die Kinematik eines Zweikörper-Zerfalls erlaubt daher nur Rückwärtswinkel für das zweite Teilchen. Zur Veranschaulichung dieses Effekts ist der Polarwinkel der in TAPS aus zwei geladenen Teilchen und einem Photon rekonstruierten Teilchen in Abb. 5.2 für die inklusive und die exklusive Messung dargestellt.

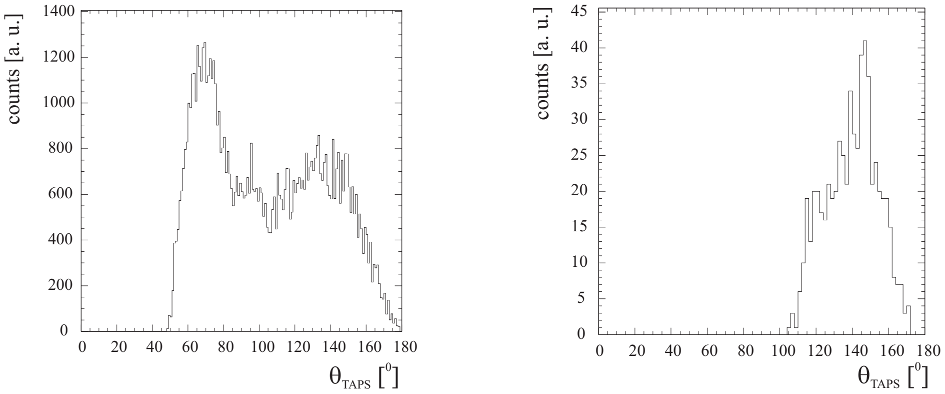

Abbildung 5.2: Polarwinkelverteilung der in TAPS aus zwei geladenen Teilchen und einem Photon rekonstruierten Teilchen. Es sind nur Teilchen zugelassen, die innerhalb des in Formel (5.5) beschriebenen Schnittes liegen. *Links:* Inklusive Messung. *Rechts:* Exklusive Messung. Bei der exklusiven Messung sind zusätzlich die Schnitte auf die Koplanarität gestetzt.

Abb. 5.3 zeigt sowohl für die exklusive als auch für die inklusive Messung die fehlende Masse gegen die invariante Masse aufgetragen, nachdem der weiter oben erwähnte Schnitt auf den Öffnungswinkel der Leptonen gesetzt wurde. Bei der exklusiven Auswertung wurden zusätzlich die beiden Schnitte auf die Koplanarität angewendet. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Ellipse der Größe

$$\frac{M_{Miss}^2}{60MeV^2} + \frac{(M_{Mass} - 135MeV)^2}{25MeV^2} = 1MeV^2. \tag{5.5}$$

Innerhalb dieser Ellipse liegen Ereignisse, die dem π°-Dalitz-Zerfall zugeordnet werden.

Eine Beurteilung darüber, wie untergrundfrei dieser Kanal im Falle der inklusiven bzw. exklusiven Messung reproduzierbar ist, erfolgt durch Betrachtung der fehlenden Masse. Dazu projiziert man die in Abb. 5.3 dargestellten Ebenen in einem Massenband von 110 bis 160 MeV auf die Achse der fehlenden Masse, wie in 5.4 dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Simulation dieses Kanals (siehe Kapitel 5.1.2). Man erkennt, daß bei der inklusiven Messung zu höheren fehlenden Massen hin ein großer Untergrundbeitrag vorhanden ist, der auch mit einen kleinen Ausläufer zu fehlenden Massen um 0 MeV beiträgt. Den größten Anteil dieses Untergrundes liefert die Reaktion $\gamma\ p \rightarrow \pi^\circ\pi^+ n$. Das π° zerfällt dabei in zwei Photonen, von denen eines in ein e^+e^--Paar konvertieren kann. Bei der Rekonstruktion der Dreiteilchen-Masse wird dieses e^+e^--Paar als ein geladenes Teilchen identifiziert, das zweite geladene Teilchen ist das π^+. Das noch benötigte Photon ist das zweite Zerfallsphoton des neutralen Pions. Diese Dreikörper-Untergrundreaktion erfüllt nicht die Koplanaritätsbedingung des Zweikörper-Dalitz-Zerfalls, so daß dieser Untergrundbeitrag, wie aus Abb. 5.4 ersichtlich wird, bei der exklusiven Auswertung eliminiert wird.

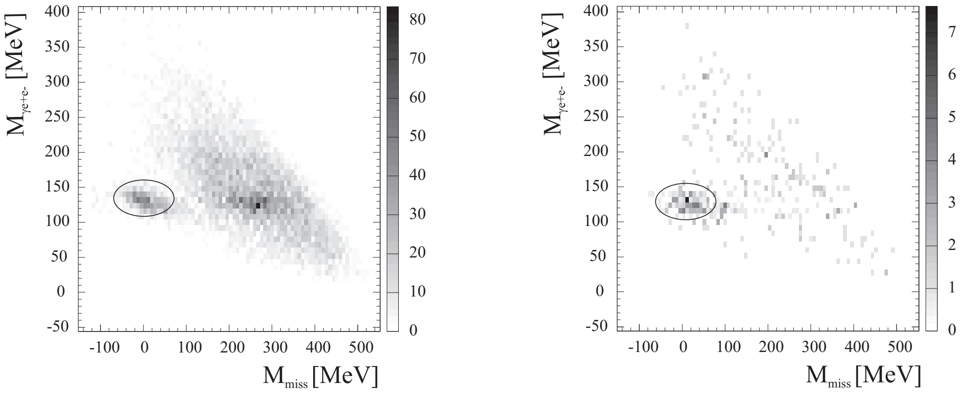

Abbildung 5.3: Fehlende Masse gegen invariante Masse.Innerhalb der Ellipse liegen die Ereignisse, die im folgenden dem π°-Dalitz-Zerfall zugeordnet werden. *Links:* Inklusive Messung. *Rechts:* Exklusive Messung.

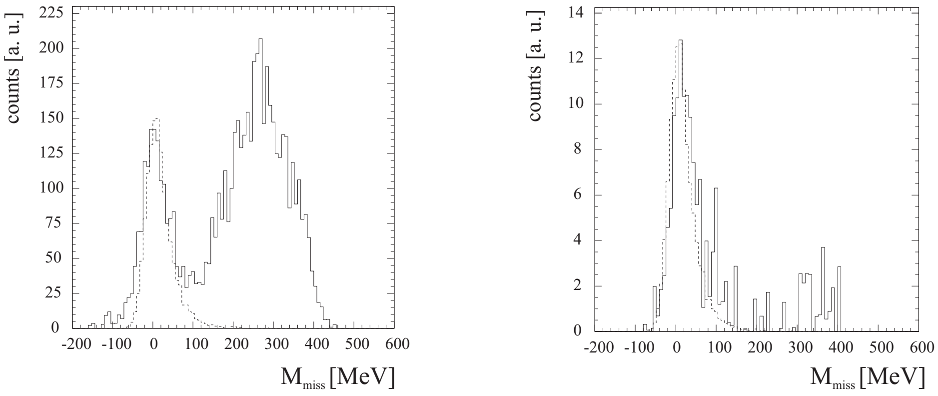

Abbildung 5.4: Fehlende Masse des π°-Dalitz-Kanals. Die durchgezogene Linie stellt die Daten dar, die gestrichelte die zugehörige Simulation nach Durchlaufen derselben Analyseschritte. *Links:* Inklusive Messung. *Rechts:* Exklusive Messung.

Abb. 5.5 zeigt das invariante Massenspektrum dreier im TAPS-Detektorsystem koinzident nachgewiesener Teilchen, von denen zwei als geladen und eins als ein Photon identifiziert wurden. Das Spektrum stellt eine Projektion von Abb. 5.3 dar, wobei nur solche Ereignisse zugelassen sind, die innerhalb eines Bandes der fehlenden Masse von -60 MeV $<$ fehlende Masse $<$ 60 MeV liegen.

Aus Abb. 5.5 und Abb. 5.5 wird die schon erwähnte starke Reduktion der Absolutzahl der Ereignisse aufgrund der Einschränkung der Phasenraums bei einer exklusiven Messung nochmals ersichtlich.. In dieser Auswertearbeit wird deshalb die Form der invarianten Massenverteilung des Elektron-Positron-Paares des π°-Dalitz-Zerfalls mit der aus dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell vorausgesagten Form bei inklusiver Messung verglichen. Der totale Wirkungsquerschnitt muß aufgrund der eingestellten Triggerbedingung aus der exklusiven Messung bestimmt werden.

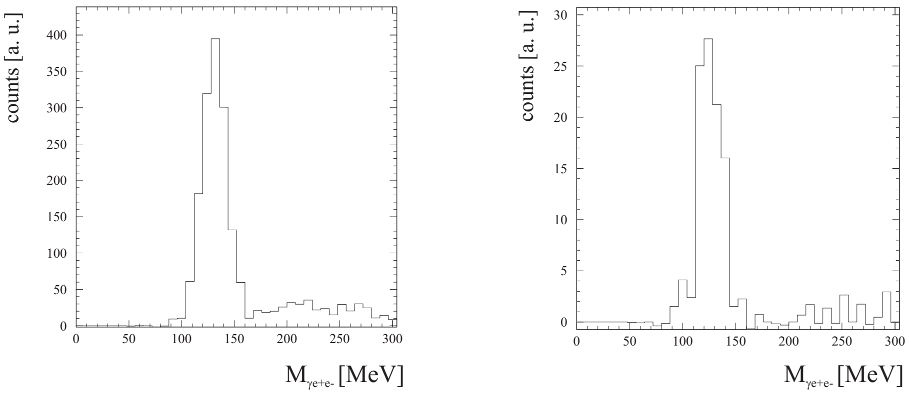

Abbildung 5.5: Invariante Masse des π°-Dalitz-Kanals, erhalten durch Projektion von Abb. 5.3 auf die entsprechende Achse. Es wurde ein Schnitt auf die fehlende Masse von ± 60 MeV gesetzt. *Links:* Inklusive Messung. *Rechts:* Exklusive Messung. Bei der Exklusiven Auswertung sind beide Schnitte auf die Koplanarität gesetzt. Beide Auswertungen zeigen ein deutliches Maximum bei der Pionenmasse.

5.1.2 Simulation des π°-Dalitz-Kanals

Die Simulation des π°-Dalitz-Zerfalls erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst wird an GEANT ein π°-Meson und ein Proton übergeben, deren Energie- und Winkel-Startverteilung der MAID2000 Partialwellenanalyse [Dre00] entsprechen. Das π°-Meson zerfällt isotrop in ein reelles und ein virtuelles Photon $\gamma^\star$. Der weitere Zerfall des virtuellen Photons in ein Elektron-Positron-Paar wird gemäß einer dem VMD[2]-Modell angepaßten Verteilung simuliert. Die Startverteilung des virtuellen Photons entspricht daher einer QED-Rechnung. Sie wird im nächsten Kapitel mit den experimentellen Daten verglichen (siehe Abb. 6.2 auf Seite 52).

Die Effizienz ϵ_X^{TAPS} läßt sich aus der Anzahl der in GEANT gestarteten Ereignisse N_{Start} und der Anzahl der nach Durchlaufen derselben Analyseschritte in TAPS detektierten Ereignisse $N_{Analyse}$ durch Quotientenbildung bestimmen:

$$\epsilon_X^{TAPS} = \frac{N_{Analyse}}{N_{Start}}.$$

Bei der inklusiven Auswertung durchlaufen die simulierten Daten genau dieselben Analyseschritte wie die experimentellen Daten.

Der Pion-Detektor ist, wie in Kapitel 4.6 beschrieben, nicht in GEANT implementiert. Bei der exklusiven Vermessung wird ein Treffer im Pion-Detektor dadurch registriert, daß das Teilchen in ein diesem Detektorsystem entsprechendes Flächenelement emittiert wurde. Abb. 5.6 zeigt die Effizienz in Abhängigkeit der invarianten Masse des Elektron-Positron-Paares für die inklusive, Abb. 5.7 für die exklusive Auswertung.

Aufgrund der geringen Statistik bei der exklusiven Auswertung wird die Nachweiseffizienz durch die in der Abbildung eingezeichnete Ausgleichskurve ("Fit") ersetzt. In den weiteren Rechnungen wird diese Ausgleichskurve als Nachweiseffizienz verwendet. Bei der inklusiven Auswertung sind die Zählraten ausreichend, so daß die aus den Daten bestimmte Effizienz verwendet wird. Zu großen Massen hin wird die

---

[2] Vector Meson Dominanz Modell.

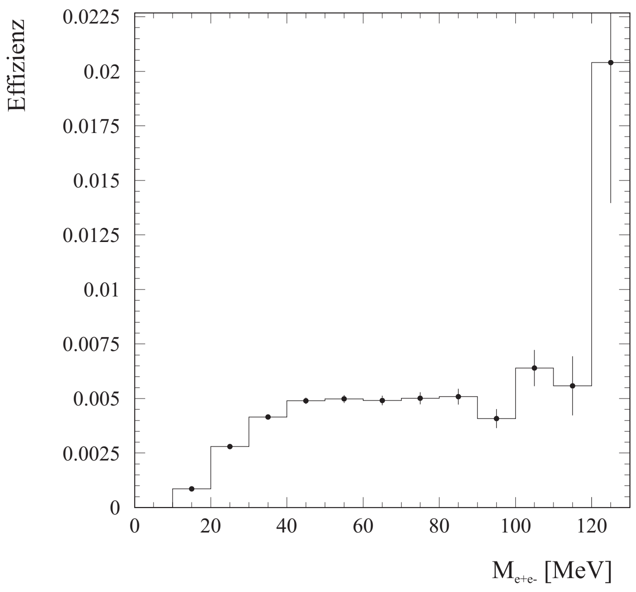

Abbildung 5.6: Nachweis-Effizienz des π°-Dalitz-Kanals bei inklusiver Auswertung.

Statistik niedriger, wie man den größer werdenden Fehlerbalken entnehmen kann. Bei der inklusiven Auswertung werden augrund zu niedriger Statistik der erste und der letzte Massenbin des Massenspektrums nicht berücksichtigt, bei der exklusiven Auswertung der erste und beiden letzten Bins.

5.2 Elektron-Positron-Produktion

Die Rekonstruktion der virtuellen Compton Streuung, $\gamma p \to \gamma^\star p \to e^+e^-p$, erfolgt im Wesentlichen durch ähnliche kinematische Einschränkungen wie beim π°-Dalitz-Zerfall. Der große $\gamma p \to \pi^+\pi^-p$ -Untergrundbeitrag verlangt allerdings eine exklusive Auswertung. Eine weitere Schwierigkeit bereitet der infolge doppelter Photonen-Konversion auftretende Pionenpeak bei ca. 135 MeV im Massenspektrum, der von der Einfach-π°-Produktion, $\gamma p \to \pi^\circ p \to \gamma\gamma p$, herrührt. Hierbei werden beide Photonen konvertiert und die so entstandenen Elektronenpaare in je einem Detektor nachgewiesen.

5.2.1 Kinematische Tests zur Identifikation der Elektron-Positron-Produktion

Die Masse des virtuellen Photons wird aus zwei koinzident nachgewiesenen geladenen Teilchen rekonstruiert. Es wird, wie beim π°-Dalitz-Zerfall, eine Analyse der fehlenden Masse durchgeführt. Zur Unterdrückung der Konversion werden nur Öffnungswinkel größer als 10^0 zugelassen.

Um beurteilen zu können, wann zwei geladene Teilchen als ein koinzidentes Leptonenpaar identifiziert werden, ist in Abb. 5.8 der koinzidente Peak des TAPS-Tagger-Zeitspektrums dargestellt (vgl. Abb. 4.1 auf Seite 26). Die durchgezogene Linie stellt die Zeitdifferenz zwischen einem aus zwei geladenen Treffern in TAPS rekonstruierten Teilchen und dem im Tagger detektierten Elektron dar. Die gestrichelte Linie

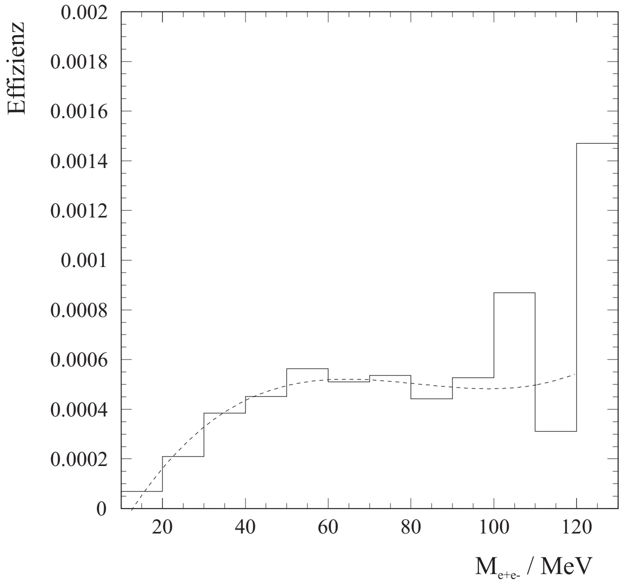

Abbildung 5.7: Nachweis-Effizienz des π°-Dalitz-Kanals bei exklusiver Auswertung. Gestrichelt ist ein Fit eingezeichnet. Der Fit stellt die in weiteren Rechnungen verwendete Effizienz dar.

verkörpert dieselbe Zeitinformation, nur daß an das in TAPS rekonstruierte Teilchen die im folgenden beschriebenen kinematischen Bedingungen gestellt werden. Durch die Schnitte

- -60 MeV < fehlende Masse < 60 MeV
- 110 MeV < Masse < 160 MeV

wird sichergestellt, daß es sich bei den rekonstruierten Teilchen um neutrale Pionen handelt (siehe Kap. 4.5, Konversion). Die gestrichelte Linie ist also Photonen zuzuordnen. Das Verschieben des Maximums der durchgezogenen Linie um fast 1 ns ist ein erstes Indiz dafür, daß außerhalb des oben angeführten Schnittes geladene schwere Teilchen detektiert werden, da sie für die zurückzulegende Strecke vom Target zum Detektor eine längere Zeit als die Photonen benötigen. Leptonen sind aufgrund ihrer Masse von 0.511 MeV schon bei wenigen MeV hochrelativistisch und zeigen dementsprechend dasselbe Flugzeitverhalten wie Photonen. Ereignisse, bei denen die Flugzeit größer als die der Photonen ist, sind also keine Leptonenpaare, sondern $\pi^+\pi^-$-Paare, die aus dem $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p$-Kanal stammen. Ebenfalls in Abb. 5.8 eingezeichnet ist das gesetzte Zeitfenster von -2 ns bis +1 ns, in dem ein im TAPS-Detektor aus zwei geladenen Treffern rekonstruiertes Teilchen und das im Tagger registrierte Elektron als koinzident angesehen werden. Das Zeitfenster ist so gesetzt, daß die Untergrundreaktion möglichst stark unterdrückt wird, aber möglichst wenige echte Ereignisse verworfen werden. Bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung wird bzgl. dieser verworfenen, echten Ereignisse korrigiert.

Die Abtrennung des $\pi^+\pi^-$-Untergrundkanals wird durch die in Abb. 5.9 und Abb. 5.10 dargestellten $\Delta\theta$-$\Delta\phi$-Ebenen verdeutlicht. Der einzige Unterschied zwischen Abb. 5.9 und Abb. 5.10 ist die gewählte Darstellung. $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ stellen dieselben Größen wie beim π°-Dalitz-Zerfall dar.

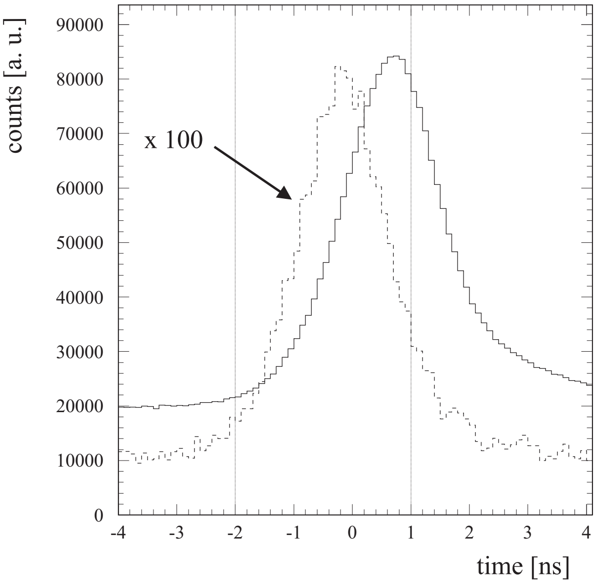

Abbildung 5.8: TAPS-Tagger-Zeitspektrum. Die durchgezogene Linie stellt die Flugzeit-Differenz von im TAPS-Detektor nachgewiesenen $\pi^+\pi^-$-Paaren relativ zum im Tagger nachgewiesenen Elektron dar, die gestrichelte Line diejenige von zwei Photonen. Eine nähere Erläuterung ist im Text gegeben.

In der linken Abbildung werden alle Ereignisse eingetragen, die bei exklusiver Messung aus zwei geladenen Teilchen in TAPS rekonstruiert werden. Die rechte Abbildung hingegen enthält nur Einträge solcher Ereignissen, deren fehlende Masse innerhalb eines Fensters von ± 60 MeV liegt. Nur solche Ereignisse werden als Kandidaten für die VCS in Betracht gezogen.

Aus der Impulsinformation des aus einem e^+e^--Paar rekonstruierten Teilchens in TAPS wird ein zu kleiner Impuls des zweite emittierten Teilchens, des Protons, berechnet, wenn anstelle des e^+e^--Paares in Wirklichkeit ein $\pi^+\pi^-$-Paar detektiert wurde (Pionen sind $\approx$ 270 mal schwerer als Elektronen):

$$\vec{p}_p^{\,rek.} < \vec{p}_{MWPC}^{\,gem.},$$

d.h. die Verschiebung des Polarwinkels,

$$\Delta\theta = \theta_p^{rek.} - \theta_{MWPC}^{gem.} < 0,$$

ist der Untergrundreaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ zuzuordnen.

Die Unterdrückung dieses Untergrundkanals erfolgt außer durch das gewählte Koinzidenz-Zeitfenster und den Schnitt auf die fehlende Masse durch einen scharfen Schnitt auf die Koplanarität. Alle Ereignisse außerhalb der Ellipse

$$\frac{(\Delta\theta - 1^0)^2}{(3^0)^2} + \frac{(\Delta\phi)^2}{(10^0)^2} = 1$$

werden verworfen. Abb. 5.10 zeigt die Effektivität des Schnittes auf die Koplanarität und liefert eine Begründung für die Verschiebung der Polarwinkeldiffernez um 1^0; die Intensität des Untergrundbeitrages wird stark unterdrückt, dabei aber möglichst wenige echte Ereignisse verworfen.

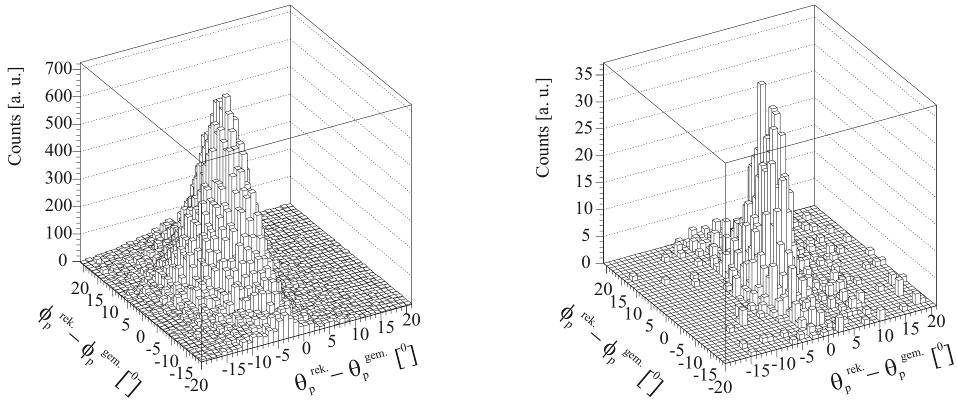

Abbildung 5.9: $\Delta\theta$-$\Delta\phi$-Ebene. *Links:* Alle Ereignisse, die aus zwei in TAPS detektierten, geladenen Teilchen rekonstruiert werden. *Rechts:* Selektion solcher Ereignisse, deren fehlende Masse innerhalb des Fensters von ± 60 MeV liegt.

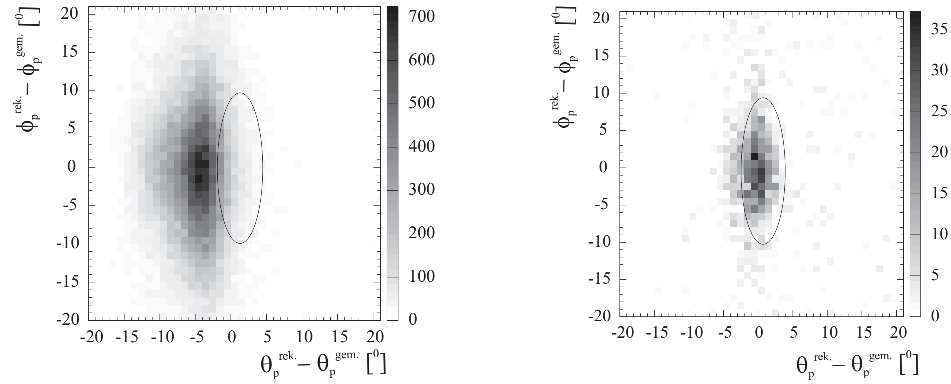

Abbildung 5.10: $\Delta\theta$-$\Delta\phi$-Ebene aus Abb. 5.9 in zweidimensionaler Darstellung. Die eingezeichnete Ellipse zeigt den Schnitt, der zur Unterdrückung der geladenen Pionen-Paare dient.

Zusätzlich wird ein Schnitt auf die Azimutwinkeldifferenz von $\pm(180 \pm 10)^0$ im Schwerpunktsystem gesetzt, analog zum π°-Dalitz-Zerfall (siehe Abb. 5.1 (rechts) auf Seite 37).

Die Abbildungen 5.11, 5.12 und 5.13 verdeutlichen die starke Reduktion des Untergrundbeitrages der $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ durch den Schnitt auf die $\Delta\theta$-$\Delta\phi$-Ebene. In Abb. 5.11 werden zweidimensional fehlende Masse gegen invariante Masse für inklusive und exklusive Auswertung dargestellt. Bei der exklusiven Auswertung wurden zusätzlich beide oben beschriebenen Koplanaritäts-Schnitte angewendet. Zudem ist die Ellipse eingezeichnet, in der diejenigen Ereignisse liegen, die zur Bestimmung der Konversionswahrscheinlichkeit verwendet werden (siehe Kap. 4.6).

Die Kandidaten der VCS liegen in einem Band von

- -60 MeV < fehlende Masse < 60 MeV.

Abb. 5.12 zeigt die Verteilung der fehlenden Masse bei inklusiver Messung. Sie stellt die Projektion von Abb. 5.11 auf diese Achse dar. Links ist der überwältigende Un-

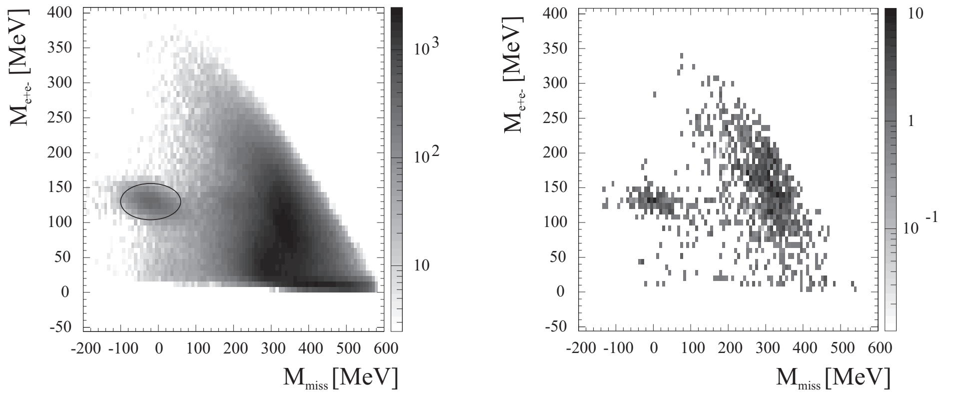

Abbildung 5.11: Fehlende Masse gegen invariante Masse zweier koinzident in TAPS nachgewiesener geladener Teilchen. *Links:* Inklusive Messung. Aus den Ereignissen, die innerhalb der eingezeichneten Ellipse liegen, wird die Konversionswahrscheinlichkeit bestimmt (siehe Kap. 4.6). *Rechts:* Exklusive Messung. Der scharfe Schnitt auf die Koplanarität reduziert stark den Untergrund.

tergrundbeitrag durch die Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ zu sehen. Die Ausschnittsvergößerung in der rechten Abbildung verdeutlicht, daß bei fehlende Masse ≈ 0 MeV zwar ein Signal zu sehen ist, daß aber der Ausläufer des Untergrundes auch in diesem Bereich dominiert. Diese Spektren demonstrieren die Notwendigkeit der exklusiven Auswertung der VCS.

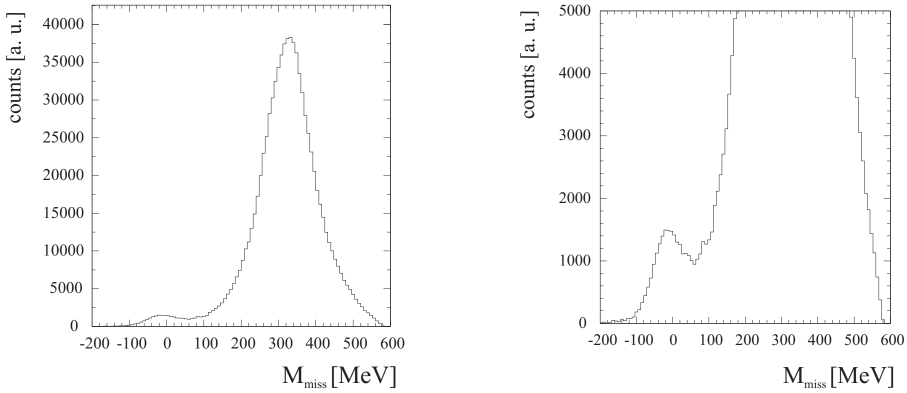

Abbildung 5.12: Fehlende Masse Spektrum bei inklusiver Messung, erhalten durch Projektion von Abb. 5.11 (links) auf die entspechende Achse. Zu sehen ist der überwältigende Untergrundbeitrag bei fehlenden Massen von ungefähr 300 MeV. Rechts ist eine Ausschnittsvergrößerung zu sehen.

Bei der exklusiven Vermessung der Reaktion wird, hauptsächlich aufgrund der Koplanaritätsbedingung, der $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ -Untergrund stark reduziert. Dies wird aus der rechten Abbildung von 5.11 ersichtlich, aber auch aus der Projektion auf die fehlende Masse, die in Abb. 5.13 dargestellt ist. Das linke Spektrum in Abb. 5.13 zeigt eine Projektion auf die Achse der fehlenden Masse vom gesamten Massenbereich, das rechte zeigt die Projektion des Massenbereichs von 0 bis 70 MeV. Ein

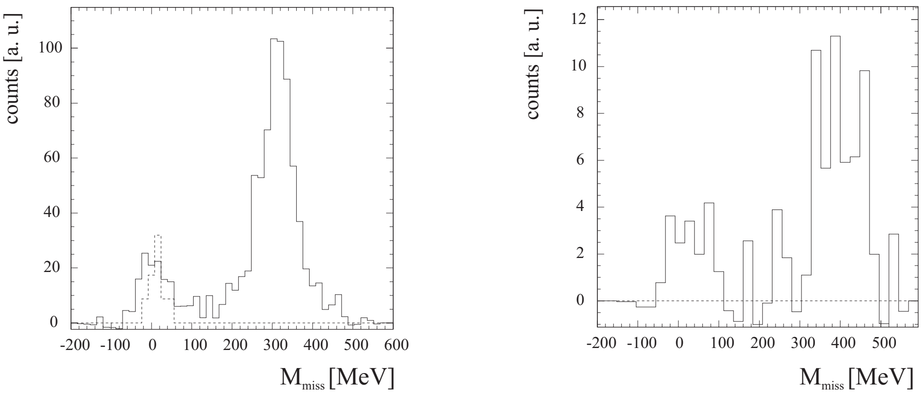

Abbildung 5.13: Fehlende Masse Spektrum bei exklusiver Messung, erhalten durch Projektion von Abb. 5.11 (rechts) auf die entspechende Achse. Die gestrichelte Linie repräsentiert eine Simulation der Einfach-π°-Produktion. *Links:* Projektion des gesamten Massenbereichs. *Rechts:* Projektion des Massenbereichs von 0 bis 70 MeV.

Vergleich beider Spektren zeigt einen weiteren dominierenden Untergrundbeitrag, die Einfach-π°-Produktion:
Beide Zerfallsphotonen werden infolge von Konversion als zwei geladene Teilchen mißidentifiziert. Diese liefern das Signal bei fehlende Masse $\approx$ 0 MeV. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Simulation der Einfach-π°-Produktion. Die Übereinstimmung bestätigt diesen Untergrundkanal.

Die Vermessung der virtuellen Compton Streuung erfolgt exklusiv. Zum einen ist ohne den Schnitt auf die Koplanarität ein Untergrundbeitrag bei fehlender Masse $\approx$ 0 MeV vorhanden. Das Signal zu Untergrund Verhältnis ist kleiner als 50%. Zudem ist der Hauptanteil dieses Signals der Einfach-π°-Produktion zuzuordnen. Dieser Untergrundkanal tritt nur im Massenbereich des Pions auf, d.h. im Bereich 100 MeV $< M_{inv} <$ 150 MeV. Ereignisse, die außerhalb dieses Bandes liegen, können Leptonen-Paaren zugeordnet werden. Das Hauptargument für die exklusive Auswertung ist die eingestellte Triggerbedingung.

Abb. 5.14 zeigt die invariante Massenverteilung zweier koinzident in TAPS nachgewiesener, geladener Teilchen. Neben den Koplanaritätsschnitten sind nur fehlende Massen in einem Band von -60 bis 60 MeV zugelassen. Die gestrichelte Linie stellt die π°-Simulation dar, die auch in Abb. 5.13 eingezeichnet ist. Die Simulation bestätigt, daß der Peak im invarianten Massenspektrum von der Einfach-π°-Produktion herrührt. Durch die weiter oben beschriebenen Schnitte werden die Ereignisse unterhalb des Pionenfensters der virtuellen Compton Streuung zugeordnet. Dieses Spektrum wird im nächsten Kapitel mit einer theoretischen Vorhersage verglichen.

5.2.2 Simulation der Elektron-Positron-Produktion

Zur Simulation der Elektron-Positron-Produktion wird ein Eventgenerator verwendet, der die beiden Endzustandsteilchen homogen im Phasenraum verteilt. Die gesamte im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende kinetische Energie wird zufällig auf das virtuelle Photon und das Proton im Ausgangskanal verteilt. Da eine Phasenraumverteilung der physikalischen Verteilung nicht entspricht, muß diese

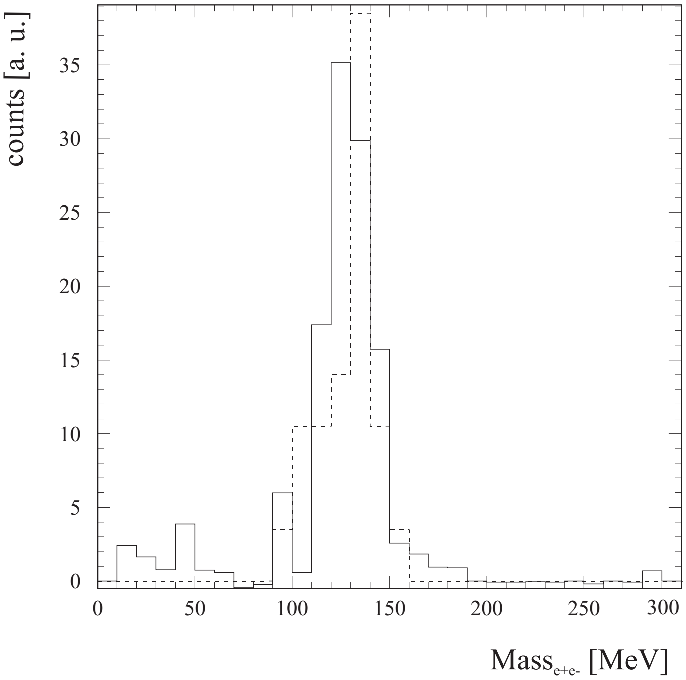

Abbildung 5.14: Invariante Massenverteilung zweier koinzident nachgewiesener, geladener Teilchen bei exklusiver Messung, erhalten durch Projektion von Abb. 5.11 auf die entspechende Achse. Der dominierende Peak ist der Einfach-π°-Produktion mit Konversion beider Zerfallsphotonen zuzuordnen. Die gestrichelte Linie repräsentiert eine Simulation dieses Kanals.

korrigiert werden. Nach Fermis Goldener Regel ist die Reaktionsrate proportional zum Quadrat der Wahrscheinlichkeitsamplitude. Für jedes vorkommende Phasenraumelement wird diese Wahrscheinlichkeitsamplitude nach einem von A. Korchin und O. Scholten aufgestellten Modell [Kor00] berechnet. Durch Wichtung der Phasenraumverteilung mit dem Quadrat der Wahrscheinlichkeitsamplitude erhält man eine modellspezifische theoretische Vorhersage. Sie wird im nächsten Kapitel mit den experimentellen Daten verglichen.

Vergleich zwischen Daten und Simulation

Die Simulation kann außer zur Bestimmung der Effizienz zur Überprüfung der Richtigkeit der einzelnen Analyseschritte verwendet werden. Abb. 5.15 zeigt die Energie beider Leptonen gegeneinander aufgetragen. Die Graphen beinhalten nur solche Ereignisse, die der Dileptonenproduktion zugeordnet werden, d.h. es werden folgende Schnitte angewendet:

- -60 MeV < fehlende Masse < 60 MeV
- Öffnungswinkel des Leptonenpaares größer als 10^0
- $\frac{(\Delta\theta-1^0)^2}{(3^0)^2} + \frac{(\Delta\phi)^2}{(10^0)^2} < 1$
- $\phi_{TAPS} - \phi_{MWPC}$ liegt innerhalb $\pm(180 \pm 10)^0$
- 0 MeV < invariante Masse < 50 MeV.

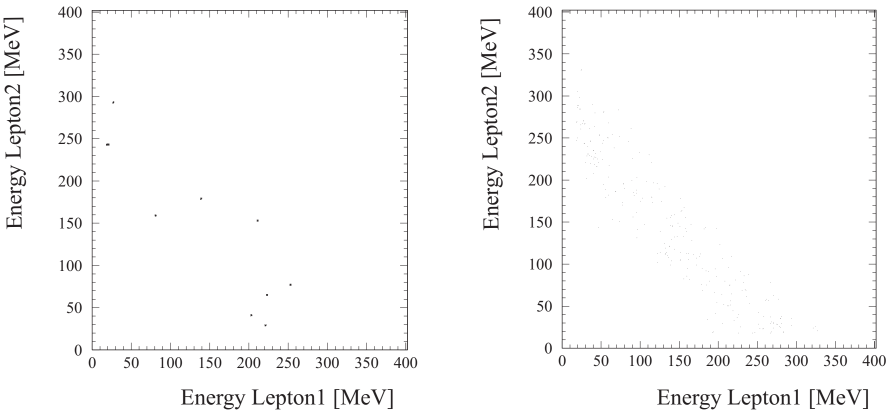

Abbildung 5.15: Überprüfung der Richtigkeit der Analyse durch Vergleich mit der Simulation. In diesem Fall ist die Energie der Leptonen gegeneinander aufgetragen. Es sind nur Dileptonenkanditaten in den Spektren eingetragen. Eine nähere Erläuterung ist im Text gegeben. Es sind keine Diskrepanzen feststellbar. *Links:* Daten. *Rechts:* Simulation.

Der Schnitt auf die invariante Masse gewährleistet, daß keine neutrale Pionen von der Einfach-π°-Produktion im Spektrum vorhanden sind. Die linke Abbildung zeigt die Daten, die rechte die zugehörige Simulation. Es sind keine Diskrepanzen feststellbar.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Resultate dieser Auswertearbeit präsentiert. Zunächst wird der totale Wirkungsquerschnitt des π°-Dalitz-Zerfalls bei exklusiver Messung mit dem Wert früherer Messungen verglichen. Aufgrund der eingestellten Triggerbedingung, die auch einen Treffer im Pion-Detektor verlangt, kann der totale Wirkungsquerschnitt nur bei Berücksichtigung dieses Detektorsystems extrahiert werden. Durch Vergleich dieses Ergebnisses mit früheren Untersuchungen kann überprüft werden, ob systematische Abweichungen vorhanden sind.

Für die inklusive Auswertung des π°-Dalitz-Zerfalls, bei der wesentlich mehr Statistik zur Verfügung steht, wird die Form der invarianten Massenverteilung des Elektron-Positron-Paares mit der aus dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell theoretisch vorhergesagten Verteilung verglichen.

Anschließend werden die Resultate der Elektron-Positron-Produktion dargestellt. Für diese Reaktion wird der beobachtete Wirkungsquerschnitt mit der theoretischen Vorhersage verglichen [Kor00].

6.1 Der π°-Dalitz-Kanal bei exklusiver Auswertung

In Abb. 6.1 wird der massendifferentielle Wirkungsquerschnitt des Elektron-Positron-Paares aus der Reaktion $\gamma p \to \pi^{\circ} p \to \gamma e^{+} e^{-} p$ bei exklusiver Auswertung für den Einschußenergiebereich von 536 bis 820 MeV gezeigt. Die durchgezogene Linie repräsentiert die theoretische Vorhersage für die Massenverteilung des Elektron-Positron-Paares beruhend auf dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell. Sie ist auf den totalen Wirkungsquerschnitt, der in früheren Auswertungen bestimmt wurde, normiert [Leu01]. Im Rahmen der Dissertation von R. Leukel wurde der totale Wirkungsquerschnitt der Einfach-π°-Produktion in einer exklusiven Auswertung im Energiebereich von 540 bis 790 MeV im Mittel zu

$$\bar{\sigma}_{tot} = 32.5\ \mu b$$

bestimmt.

Die Daten zeigen insgesamt eine gute Übereinstimmung mit dem in diesem Energiebereich gemittelten totalen Wirkungsquerschnitt aus früheren Messungen.

Der statistische Fehler wird aus dem Fehler der Zählrate in den Daten und dem

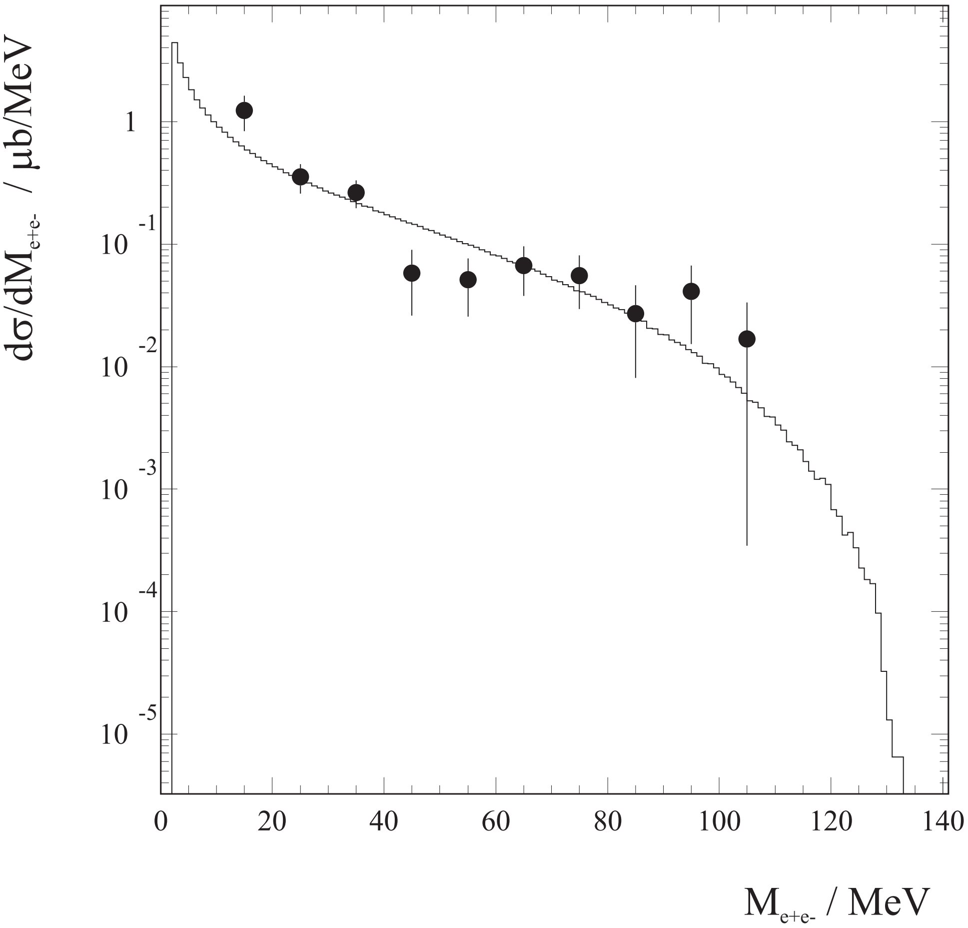

Abbildung 6.1: Massendifferentieller Wirkungsquerschnitt des Elektron-Positron-Paares beim $\pi°$-Dalitz-Zerfall bei exklusiver Messung. Die durchgezogene Linie verkörpert die theoretische Vorhersage (QED-Rechnung). Sie ist so normiert, daß der totale Wirkungsquerschnitt mit früheren Auswertungen übereinstimmt [Leu01].

Fehler der Zählrate der Simulation bei der Bestimmung der Effizienz bestimmt. Die Einzelfehler werden quadratisch addiert. Die großen Fehlerbalken bei hohen invarianten Massen der Elektron-Positron-Paare in Abb. 6.1 sind der geringen Statistik zuzuschreiben. Der durchgezogenen Linie in Abbildung 6.1 ist zu entnehmen, daß die Masse des Leptonenpaares (diese entspricht der Startverteilung der Simulation) bis zur Pionenmasse hin um mehrere Großenordnungen abnimmt.

Der systematische Fehler bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung wird aus der Abschätzung der Fehler der Targetbelegung (8%), des Photonenflusses (4%), der Effizienz der Veto-Detektoren (3%) und der Effizienz des Pion-Detektors (4%) [Che02] bestimmt. Der systematische Fehler der Simulation wird als vernachlässigbar klein angesehen. Die Einzelfehler werden quadratisch zu einem Gesamtfehler addiert, so daß der systematische Fehler zu 10% abgeschätzt wird.

6.2 Der π°-Dalitz-Kanal bei inklusiver Auswertung

Aufgrund der bei der Experimentdurchführung eingestellten Triggerbedingung ist die Angabe eines absoluten Wirkungsquerschnittes für die inklusive Auswertung des π°-Dalitz-Zerfalls nicht möglich. Während des Experiments wurden nur solche Ereignisse gespeichert, bei denen neben einem Dileptonenkanditaten in TAPS auch ein Teilchen im Pion-Detektor registriert wurde. In Abb. 6.2 wird der massendifferentielle Wirkungsquerschnitt des π°-Dalitz-Zerfalls bei inklusiver Auswertung in beliebigen Einheiten gezeigt. Deutlich zu erkennen ist die sehr gute Übereinstimmung der Form des Spektrums mit der theoretischen Vorhersage bis zu einer Masse des Leptonenpaares von 85 MeV. Die Abweichung zu größeren Massen hin ist eine Folge der geringen Statistik sowohl in den Daten als auch in der Simulation in diesem Bereich. Die Ursache der Abweichung könnte auch in der eingestellten Triggerbedingung liegen.

Die gute Übereinstimmung des totalen Wirkungsquerschnittes mit früheren Messungen (bei exklusiver Auswertung) und die gute Übereinstimmung der Form des Massenspektrums des Elektron-Positron-Paares bei inklusiver Messung zeigen, daß bei der Auswertung von Dileptonenereignissen keine gravierende systematische Fehler bestehen.

6.3 Die Reaktion $\gamma\, p \rightarrow e^+e^-p$

Die eingestellte Triggerbedingung ist auch bei der Elektron-Positron-Produktion ein Grund dafür, daß bei inklusiver Auswertung die Extrahierung des Wirkungsquerschnittes nicht möglich ist. Ein weiterer Grund ist, daß nur mit Hilfe des scharfen Schnittes auf die Koplanarität die Unterdrückung des $\pi^+\pi^-$-Untergrundkanals möglich ist. Die dadurch stark limitierte Statistik erlaubt nur die Angabe eines über den gesamten Photonen-Einschußenergiebereich gemittelten Wirkungsquerschnittes. Abb. 6.3 zeigt den beobachteten[1] massendifferentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow e^+e^-p$ bei exklusiver Messung. Die durchgezogene Linie zeigt die theoretische Vorhersage innerhalb der Akzeptanz des TAPS-Detektorsystems [Kor00]. Die gepunktete Linie repräsentiert den Bethe-Heitler-Beitrag. Er ist unter diesen kinematischen Bedingungen vernachlässigbar klein. Das Maximum bei der Masse von ca. 135 MeV ist eindeutig der Einfach-π°-Produktion zuzuordnen. In Abschnitt 5.2.1 wird gezeigt, daß der Konversionsprozeß ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) beider aus dem Einfach-π°-Kanal stammenden Zerfallsphotonen zu diesem Peak führt. Die gestrichelte Linie verkörpert die Simulation der Einfach-π°-Produktion; die invariante Masse des Pions wurde dabei aus zwei geladenen, koinzident nachgewiesenen Teilchen rekonstruiert. Aufgrund fehlender Statistik bei höheren invarianten Massen wird nur der Bereich des Reaktionskanals bis 200 MeV gezeigt.

Die Simulation der Einfach-π°-Produktion zeigt, daß dieser Untergrundkanal bei Massen unterhalb von 70 MeV keinen Beitrag liefert. Die absolute Intensität von diesem Untergrundkanal ist aus dem bekannten Wirkungsquerschnitt der Einfach-π°-Produktion und der aus der Simulation ermittelten Konversionswahrscheinlichkeit von 3.3% bestimmt worden. Die Ereignisse im Bereich unterhalb 70 MeV werden der virtuellen Compton Streuung zugeordnet.

---

[1] Als beobachteter Wirkungsquerschnitt wird der Querschnitt innerhalb der Akzeptanz des Detektorsystems und der angewendeten Analyseschritte bezeichnet

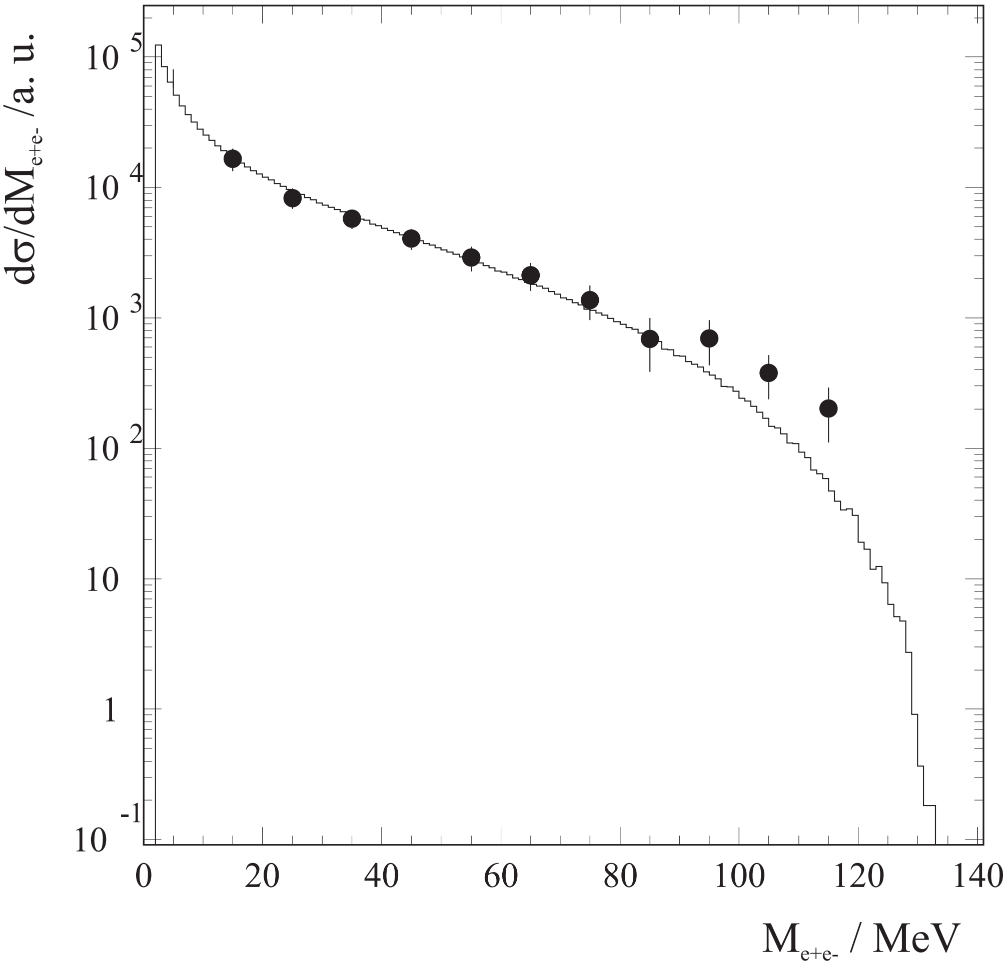

Abbildung 6.2: Massendifferentieller Wirkungsquerschnitt des Elektron-Positron-Paares beim $\pi°$-Dalitz-Zerfall bei inklusiver Messung in beliebigen Einheiten. Die durchgezogene Linie repräsentiert die auf dem VMD-Modell beruhende theoretische Vorhersage. Eine absolute Normierung ist aufgrund der eingestellten Triggerabfrage nicht möglich.

Der Vergleich mit der theoretischen Vorhersage zeigt in diesem Massenbereich Diskrepanzen von einen Faktor 4 auf. Dahingegen zeigt die Extrapolation zu reellen Photonen (d.h. zur Masse 0 MeV) hin eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der theoretischen Vorhersage. Eine Erklärung dieser Abweichung ist in dieser Auswertearbeit nicht gelungen, so daß es weiterer Untersuchungen bedarf. Es wäre zu klären, ob die Q^2-Abhängigkeit (Q^2 bezeichnet den Impulsübertrag der Reaktion) des berechneten Querschnittes in Frage zu stellen ist, zumal die Auswertung des $\pi°$-Dalitz-Zerfalls keine gravierenden systematischen Fehler aufgezeigt hat.

Der systematische Fehler bei der Wirkungsquerschnittbestimmung wird aus der Abschätzung der Fehler der Targetbelegung (8%), des Photonenflusses (4%), der Effizienz der Veto-Detektoren (3%) und der Effizienz des Pion-Detektors (4%) [Che02] bestimmt. Die Einzelfehler werden quadratisch zu einem Gesamtfehler addiert, so daß der systematische Fehler zu 10% abgeschätzt wird.

6.4 Ausblick

Um die Diskrepanz zwischen den experimentellen Daten und der theoretischen Vorhersage zu klären bedarf es weiterer Studien. Eine Möglichkeit ist die Wiederholung der Messung am Mainzer Mikrotron mit der Verbindung von TAPS und dem Crystal Ball als Detektoreinheit. Die nahezu 4π-Raumwinkelabdeckung des kombinierten Detektorsystems vermeidet die starke Phasenraumeinschränkung bei exklusiver Messung, die bei diesem Experiment durch die begrenzte Fläche des Pion-Detektors gegeben war. Durch höhere Statistik ist die Extraktion differentieller Wirkungsquerschnitte möglich, die für spezielle Energieeinschußbereiche angegeben werden können. Noch zu klären ist, ob eine Elektron-Positron Identifikation im Crystal Ball Detektor bei den kleinen Flugzeiten möglich ist. Dieser Aspekt ist vor allem zur Abtrennung des $\pi^+\pi^-$-Untergrundkanals von großer Bedeutung.

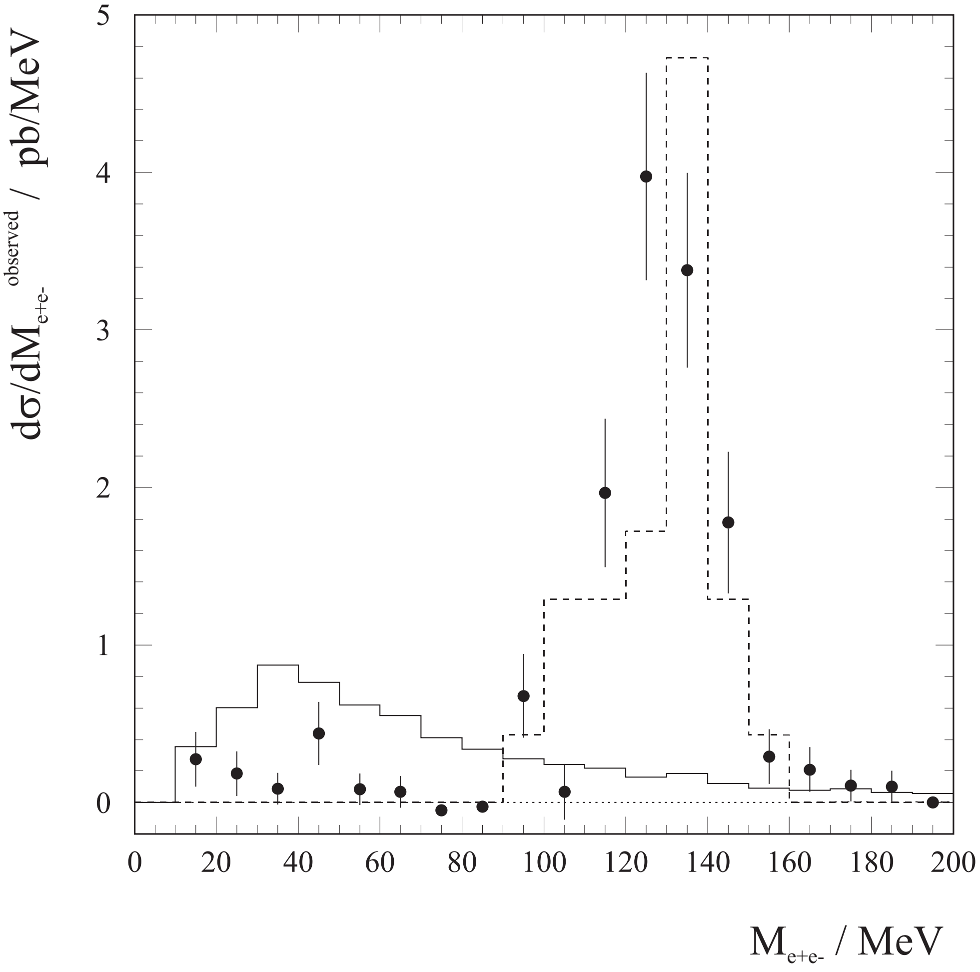

Abbildung 6.3: Beobachteter massendifferentieller Wirkungsquerschnitt der virtuellen Compton Streuung. Die durchgezogene Linie repräsentiert die theoretische Vorhersage [Kor00], die gestrichelte Linie den von der Einfach-π°-Produktion herrührenden Untergrundbeitrag, dessen absolute Intensität aufgrund des bekannten π°-Produktions-Querschnittes und der aus der Simulation ermittelten Konversionswahrscheinlichkeit bestimmt wurde. Die Extrapolation zu reellen Photonen (Masse = 0 MeV) hin zeigt eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage. Die gepunktete Linie zeigt den Bethe-Heitler-Beitrag. Er ist unter diesen kinematischen Bedingungen vernachlässigbar klein.

Anhang A

Wirkungsquerschnitte

A.1 Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\, p \rightarrow \gamma e^+ e^- p$

In Tabelle A.1 ist der massendifferentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\, p \rightarrow \gamma e^+ e^- p$ für die einzelnen Massenbins des Elektron-Positron-Paares aufgelistet.

	E_γ = 536-820 MeV
$M_{e^+e^-}$ MeV	$d\sigma/dM_{e^+e^-} \pm \Delta(d\sigma/dM_{e^+e^-})_{stat} \pm \Delta(d\sigma/dM_{e^+e^-})_{sys}$ MeV/μb
15	1.235±0.398±0.124
25	0.354±0.096±0.035
35	0.264±0.067±0.026
45	0.058±0.032±0.006
55	0.051±0.026±0.005
65	0.067±0.029±0.007
75	0.055±0.026±0.006
85	0.027±0.019±0.003
95	0.041±0.026±0.004
105	0.017±0.016±0.002

Tabelle A.1: Massendifferentieller Wirkungsquerschnitt des π°-Dalitz-Zerfalls.

A.2 Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\, p \rightarrow e^+e^-p$

In Tabelle A.2 wird der beobachtete massendiffentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\, p \rightarrow e^+e^-p$ für die einzelnen Massenbins des Elektron-Positron-Paares aufgelistet. In der letzten Spalte ist die theoretische Vorhersage aufgeführt [Kor00].

	E_γ = 536-820 MeV	
$M_{e^+e^-}$ MeV	$d\sigma/dM_{e^+e^-}$ $\pm\Delta(d\sigma/dM_{e^+e^-})_{stat}$ $\pm$ $\Delta(d\sigma/dM_{e^+e^-})_{sys}$ MeV/pb	$d\sigma/dM^{theo}_{e^+e^-}$ MeV/pb
15	0.275±0.174±0.028	0.356
25	0.184±0.142±0.018	0.604
35	0.088±0.100±0.009	0.874
45	0.440±0.200±0.044	0.763
55	0.083±0.100±0.008	0.620
65	0.066±0.101±0.007	0.552
75	-0.051±0.012±0.005	0.441
85	-0.025±0.009±0.003	0.338
95	0.676±0.266±0.068	0.278
105	0.068±0.176±0.007	0.242
115	1.965±0.471±0.197	0.218
125	3.973±0.658±0.397	0.160
135	3.379±0.612±0.338	0.186
145	1.777±0.450±0.178	0.120
155	0.292±0.174±0.029	0.091
165	0.210±0.142±0.021	0.078
175	0.109±0.100±0.007	0.011
185	0.100±0.100±0.010	0.066

Tabelle A.2: Beobachteter massendifferentieller Wirkungsquerschnitt der virtuellen Compton Steuung.

Literaturverzeichnis

[Ahr94] J. Ahrens et al., *The Mainz Microtron MAMI: A Facility with a Glimpse at First Results*, Nuclear Physics News Europe 4(1994) 5.

[Cas02] G. Caselotti, *Messung der Polarisierbarkeiten des Pions am MAMI*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2002.

[Che02] S. Cherepnya, *private Mitteilung*, 2001.

[CD97] CD-ROM, *The first 10 years with TAPS*, Zusammengestellt von W. M. Döring und B. Granzer, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1997.

[Dre00] D. Drechsel, O. Hanstein, S. S. Kamalov und L. Tiator, *A Unitary Isobar Model for Pion Photo- and Electroproduction on the Proton*, http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/maidnew/maid200.html.

[Fri91] J. Friedrich et al., *MAMI geht in Betrieb: Das Mainzer Mikrotron und das Forschungsprogramm*, Physikalische Blätter 47 (1991) 291.

[Gab94] A. Gabler, *Response of TAPS to monochromatio photons between 45 and 790 MeV*, Nucl. Instr. Meth. A 346 (1994) 168-176.

[Gra98] P. Grabmayr et al., *A high-resoltion, large acceptance scintillation time-of-flight spectrometer*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 402 (1998) 85-94.

[Hej98] V. Hejny, *Photoproduktion von η-Mesonen an Helium 4*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998.

[Her86] H Hermingshaus, *Das Mainzer Mikrotron*, Forschungsmagazin der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1986.

[Jac75] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons, Inc. New York, 1975.

[Jan98] S. Janssen, *Entwicklung einen neuen CPV-Systems für TAPS*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998.

[Kor00] A. Yu. Korchin und O. Scholten, *Photoproduction of electron-positron pairs on the proton in the resonance region*, Phys. Rev. C 62(2000), 015205.

[Kot97] M. Kotulla, *Neutronenansprechverhalten von TAPS Plastik- BaF_2-Phoswich- Detektormodulen*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1997.

[Kot01] M. Kotulla, *Experiment zur Bestimmung des magnetischen Moments der Δ^+(1232) Resonanz*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001.

[Kot01a] M. Kotulla, *private Mitteilung*, 2001.

[Kru95a] B. Krusche, *Photoproduction of* π° *and* η *mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*, Habilitationsschrift, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1995.

[Kru95b] B. Krusche, *Near Threshold Photoproduction of* η *Mesons off the Proton*, Phys. Rev. lett. 74 (1995) 3736-3739.

[Leu01] R. Leukel, *Messung der Photonasymmetrie für die Produktion neutraler Pionen am Proton im Bereich der* Δ*(1232)-Resonanz*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2001.

[Mes02] J. Messchendorp, *private Mitteilung*, 2002.

[Nov87] R. Novotny et al., *Detection of hard Photons with* BaF_2 *- Scintillators*, Nucl. Instr. and Meth. A 262 (1987) 340.

[Nov91] R. Novotny et al., *The* BaF_2 *Photon Spectrometer*, IEEE Trans. on Nucl. Science A 262 (1991) 38.

[PDG00] PDG, Particle Data Group: *Particle Physics Booklet*, 2000. URL http: pdg.lbl.gov.

[Pfe98] M. Pfeiffer, *Ansprechverhalten von* BaF_2*-Szintillationsdetektoren für nieder- und hochenergetische Photonen*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998.

[Ras89] A. Raschke, *Entwicklung eines Veto-Detektors für den Photonendetektor TAPS*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1989.

[Rei99] A. Reiter, *Entwicklung und Test eines ortsauflösenden Detektors für die Photonenmarkierungsanlage*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1999.

[Roe91] M. Röbig, *Eichung des TAPS-Detektorsystems mit Höhenstrahlung*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1991.

[Ros02] M. Rost, *private Mitteilung*, 2002.

[TC87] TAPS-Collaboration, *Technical Proposal for a Two Arm Photon Spectrometer TAPS*, GSI-Report 87-19, GSI mbH Darmstadt, 1987.

[Wal90] Th. Walcher, *The Mainzer Microtron Facility MAMI*, Prog. Part. Nucl. Phys. 24 (1990) 189.

[Wei00] J. Weiss, *Photoproduktion von* η*-Meson an Deuterium mit Nachweis des Endzustandes*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000.

[Wol00] M. Wolf et al., *Photoproduction of neutral pion pairs from the proton*, Eur. Phys. J. A 9 5-8.

Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Prof. V. Metag für die Bereitstellung meiner Diplomarbeit in diesem sehr interessanten Themengebiet und der dadurch ermöglichten Mitarbeit in der Arbeitsgruppe.

Von sehr großem Vorteil war es, daß Dr. J. Messchendorp als Experte auf diesem Gebiet sowie auch Dr. M. Kotulla (halt Kottu) als Mitglieder in diesem Institut immer als Ansprechpartner bei aufkommenden Fragen zur Verfügung standen und mir mit gutem Rat weiterhelfen konnten.

Weiterhin gilt mein Dank allen "Mitbewohnern" von Zimmer 238 und 238a, Marco, Matthias, Peter, schon wieder Kottu und Silke, für die tolle Atmosphäre während des Arbeitens und der Beantwortung allzu häufig vorkommender, zum Teil noch so banaler Fragen. Hier traf es wohl Kottu als direkten Tischnachbarn am härtesten.

Nicht unerwähnt bleiben sollte Matthias Rost von der Universität Mainz, nicht nur wegen der Bereitstellung der Daten, sondern auch wegen der Beantwortung vieler aufkommender Fragen, vor allem bzgl. der Durchführung des Experiments. An dieser Stelle sollten Sergey Cherepnya und Viktor Kashevarow erwähnt werden, die sich mit demselbem Datensatz beschäftigen und somit auch meiner Fragen ausgesetzt waren.

Auch Anita und Marianne sollen nicht unerwähnt bleiben, die bei dem zu erledigenden Papierkram immer hilfreich zur Stelle waren.

Ein Dankeschön für das Korrekturlesen gilt neben (schon wieder) Kottu, Marco, Susan, Johan und Silke an erster Stelle meiner Schwester.

Für die Unterstützung während des Studiums danke ich meinem Vater.

Zum Schluß natürlich Silke, der ich insbesondere dafür danke, daß sie mir in den letzten, sehr anstrengenden Wochen großen Rückhalt schenkte.

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

David Trnka
Gießen, im April 2002

Für meine Mutter