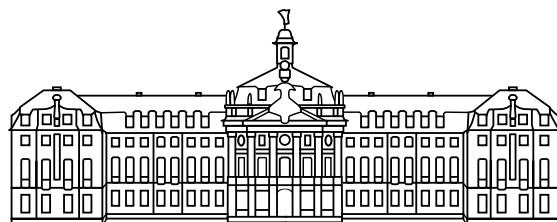


Experimentelle Physik

Studien zum verbotenen Zerfall des
 η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am
Experimentaufbau WASA-at-COSY



WESTFÄLISCHE
WILHELM S - UNIVERSITÄT
MÜNSTER

Diplomarbeit

vorgelegt von
Natalie Milke

— 2008 —

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das η -Meson	3
1.2 Die C-Parität	5
1.3 Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$	6
1.4 Missing Mass und invariante Masse	8
2 Das WASA-at-COSY-Experiment	10
2.1 Das Cooler Synchrotron (COSY)	10
2.2 Das Pellettarget	14
2.3 Das Detektorsystem	17
2.3.1 Der Zentraldetektor	17
2.3.2 Der Vorrätsdetektor	21
2.4 Das Triggersystem	26
2.5 Die WASA-Software	28
3 Die Analyse des Zerfalls $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$	30
3.1 Ereignisselektion	30
3.2 Der Vergleich von Simulationen mit echten Daten	35
4 Untergrundreduzierung	47
4.1 Die Selektion der gesuchten Reaktion und der Untergrundreaktion	48
4.2 Suche nach Unterscheidungskriterien der Zerfälle	52
4.2.1 Energieverluste im Plastiksintillator	52
4.2.2 Gesamtenergie und Impuls im Zentraldetektor	53
4.2.3 Invariante Masse der Teilchen im Zentraldetektor	55
4.2.4 Missing Mass der Protonen und Photonen	56
4.2.5 Der Dalitzplot	58
4.3 Kombinieren der Selektionsbedingungen	58

4.4	Analyse der gemessenen Daten	64
5	Zusammenfassung und Ausblick	69

Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist mit dem Ziel entstanden, die gesamten physikalischen Vorgänge auf wenigen Gesetzen und Konstanten zu begründen. Dieses Modell basiert auf einem Satz von Teilchen, bei denen bisher keine räumliche Struktur nachgewiesen wurde und die deshalb als unteilbar, also elementar angesehen werden. Diese Teilchen sind Quarks und Leptonen. Das Standardmodell beinhaltet ebenfalls die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Teilchen, die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung und die dazugehörigen Austauschbosonen, Gluonen, Photonen und die W- und Z-Bosonen. Die Gravitation nimmt eine Sonderstellung ein und wird aufgrund ihrer geringen Stärke im Vergleich zu anderen Wechselwirkungen oft nicht berücksichtigt. Auf dieser Basis wird versucht die physikalischen Gesetze zu erklären und Vorhersagen zu machen.

Viele theoretische Vorhersagen des Standardmodells haben sich bis heute als richtig erwiesen [Pov04]. Trotzdem sind noch viele Fragen offen und einige Beobachtungen unzureichend begründet. Deshalb werden die Aussagen des Standardmodells immer wieder experimentell überprüft.

Zu diesen Aussagen gehören Erhaltungssätze, wie zum Beispiel die Erhaltung der C-Parität in der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Wird ein Vorgang beobachtet, der diese Erhaltung verletzt, dann wird damit die Theorie widerlegt und ein anderer Ansatz für die theoretische Beschreibung wird benötigt. So ein Vorgang könnte ein Zerfall eines Mesons sein, der die C-Parität verletzt. Die Tatsache, dass so ein verbotener Zerfall über die starke beziehungsweise elektromagnetische Wechselwirkung noch nicht gefunden wurde, zeigt, dass dieser, falls er stattfindet, sehr selten sein muss. Die Suche nach verbotenen Zerfällen ist deshalb sehr aufwendig und stellt große Anforderungen an den Experimentaufbau.

Das WASA-at-COSY-Experiment ist für Zerfallsstudien von leichten Mesonen hervorragend geeignet. Dort werden Mesonen bei einer Wechselwirkung vom Beschleunigerstrahl mit Targetteilchen erzeugt und ihre Zerfallsprodukte in einem Detektor mit hoher geometrischer Akzeptanz nachgewiesen. Das WASA-Pelletttarget ermöglicht dank seinem sehr geringen Durchmesser einen gut lokalisierten Vertexpunkt, was für eine genaue Impulsrekonstruktion der Teilchen von großer Bedeutung ist. Das WASA-Detektorsystem ist empfindlich für geladene und neutrale Teilchen.

Dank der hohen Targetdichte und Teilchenstromdichte des Beschleunigers werden an WASA-at-COSY hohe Luminositäten erreicht. Diese Bedingungen sind wichtig für die Suche nach seltenen Zerfällen. Eine hohe Ereignisrate steigert die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein seltener Zerfall stattgefunden hat und eine genaue Teilchenidentifikation ermöglicht es, diesen Zerfall aus der Menge der Ereignisse zu selektieren.

Im Rahmen einer Doktorarbeit [Win] wird der Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ mit dem WASA-at-COSY-Experiment untersucht. Dieser Zerfall findet über die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung statt und verletzt die C-Parität, weshalb er nach dem Standardmodell verboten ist. Bis heute wurde dieser Zerfall nicht nachgewiesen, aber die obere Grenze für sein Verzweigungsverhältnis konnte auf $4 * 10^{-5}$ gesetzt werden [Y⁰⁶]. Mit dem Aufbau des WASA-Experiments sollen unter anderem Experimente zur Verbesserung der aktuellen oberen Grenze durchgeführt werden. Wird der Zerfall dabei nachgewiesen, dann wird der Erhaltungssatz der C-Parität verletzt und das Standardmodell müsste diesbezüglich überarbeitet werden. Wird der Zerfall nicht gefunden, dann bedeutet das noch nicht, dass die C-Parität tatsächlich erhalten bleibt. Vielmehr wird die obere Grenze des verbotenen Zerfalls weiter heruntergesetzt und die Gültigkeit der C-Paritätserhaltung mit höherer Präzision geprüft.

Diese Diplomarbeit widmet sich der Vorbereitung für die Suche nach dem verbotenen Zerfall. Um das Verzweigungsverhältnis eines seltenen Zerfalls zu bestimmen ist es notwendig zu wissen, wie sich eine gesuchte Reaktion in den echten Daten wiederfinden lässt. Zu diesem Zweck werden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt und mit den gemessenen Daten verglichen. Damit wird die Rekonstruktion der Energien und Impulse sowie die Teilchenidentifikation überprüft. Dazu wird in dem ersten Teil dieser Arbeit der bereits gut erforschte Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ untersucht. Aufgrund des hohen Verzweigungsverhältnisses lässt sich dieser Zerfall mit einer guten Statistik nachweisen.

Im zweiten Teil dieser Arbeit werden Studien zur Selektion des verbotenen Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ gemacht. Dabei wird der erlaubte Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ betrachtet. Die Produkte dieses Zerfalls haben ein sehr ähnliches Verhalten in den Detektorkomponenten wie die Ejektile des gesuchten, verbotenen Zerfalls, weswegen es zu einer Fehlidentifikation kommen kann. Um die beiden Zerfälle voneinander zu trennen ist es nötig, die Pionen von den Elektronen und Positronen unterscheiden zu können. Es werden verschiedene Spektren der beiden Zerfälle miteinander verglichen und effektive Cuts gesucht, die den Pionenuntergrund in diesen Spektren reduzieren ohne Elektronen und Positronen aus dem gesuchten Zerfall wegzuschneiden.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Zum besseren Verständnis dieser Diplomarbeit werden in diesem Kapitel einige theoretische Grundlagen erörtert. Es wird das η -Meson vorgestellt, das bei dem Experiment eine wichtige Rolle spielt. Danach wird die C-Parität erklärt und ein Zerfall vorgestellt, der die Erhaltung der C-Parität in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung verletzt. Darüber hinaus werden noch zwei Methoden erläutert, mit denen sich die Teilchen nachweisen lassen, welche nicht direkt detektiert werden können. Die Missing Mass Methode und die Methode der invarianten Masse ermöglichen eine Rekonstruktion des Viererimpulses eines Teilchens, oder eines Teilchensystems, durch das Ausnutzen der Energie- und Impulserhaltung bei einer Reaktion.

1.1 Das η -Meson

Mesonen sind Teilchen, die aus Quark-Antiquark-Paaren bestehen. Die Spins der Quarks und Antiquarks sind halbzahlig und können parallel oder antiparallel zueinander stehen. Mesonen sind deswegen entweder Spintripletts ($\uparrow\uparrow$) mit $J = 1$ (Vektormesonen) oder Spinsingletts ($\uparrow\downarrow$) mit $J = 0$ (pseudoskalare Mesonen) [Per90].

Das η -Meson ist ein pseudoskalares Meson, sein Gesamtdrehimpuls J ist gleich Null und die Parität ist im Gegensatz zu skalaren Teilchen negativ.

Werden nur die leichten Up-, Down- und Strangequarks (u, d, s) und ihre Antiteilchen ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$) betrachtet, dann ergeben sich $3^2 = 9$ Möglichkeiten pseudoskalare Mesonen zu kombinieren. Alle Kombinationen sind als Nonett in dem Strangeness-Isospin-Diagramm dargestellt (Abbildung 1.1).

Reine Zustände aus $u\bar{u}$ -, $d\bar{d}$ - oder $s\bar{s}$ -Paaren sind nicht bekannt. Die Mesonen mit Isospin $I = 0$ sind gemischt

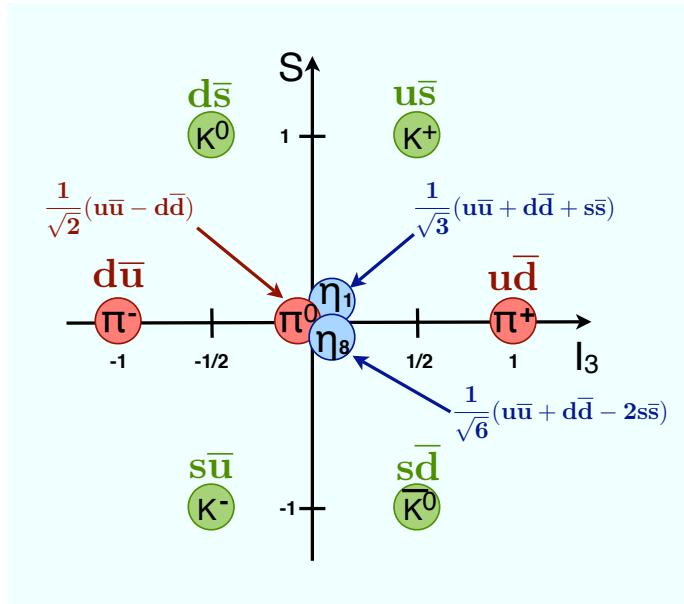


Abbildung 1.1: Nonett der pseudoskalaren Mesonen mit Quarkinhalten, aufgetragen im Diagramm: Strangeness gegen die dritte Komponente des Isospins.

$$\begin{aligned}
 |\pi_0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle \\
 |\eta_8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}|u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle \\
 |\eta_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle.
 \end{aligned}$$

Während das π^0 -Meson mit dem physikalischen Teilchen übereinstimmt, sind η - und η' -Mesonen Linearkombinationen der Wellenfunktionen von η_8 und η_1 ¹ mit einem Mischungswinkel, für den in verschiedenen Literaturquellen unterschiedliche Werte angegeben werden im Bereich von -11,5 bis -20°. In der Tabelle 1.1 sind die wichtigsten Parameter des η -Mesons dargestellt.

¹In der Literatur wird oft auch die Bezeichnung η_0 verwendet.

Masse m	$547,51 \pm 0,18 \text{ MeV}/c^2$
Lebensdauer τ	$5,5 * 10^{-19} \text{ s}$
Zerfallsbreite Γ	$1,3 \pm 0,07 \text{ keV}$
Ladung Q	0
Isospin I	0
Spin S	0
Baryonenzahl B	0
Leptonenzahl L	0
G-Parität G	1
C-Parität C	1
Parität P	-1

Tabelle 1.1: Parameter des η -Mesons [Pov04, Y⁺06]. Die Masse des η -Mesons ist umstritten. Aktuell werden dazu Messungen vorbereitet [Kho07].

Das η -Meson zerfällt in verschiedenen Zerfallskanälen mit unterschiedlichem Verzweigungsverhältnis. Die meisten Zerfälle finden im neutralen Modus statt, während die geladenen Zerfälle ca. 28 % ausmachen. In der Tabelle 1.2 sind die häufigsten Zerfallskanäle zusammengefasst.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis [%]
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	$39,38 \pm 0,26$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$32,51 \pm 0,28$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$	$22,7 \pm 0,4$
$\eta \rightarrow \gamma + \pi^+ + \pi^-$	$4,69 \pm 0,11$
$\eta \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$	$0,60 \pm 0,08$
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma + \pi^0$	$(4,4 \pm 1,6) * 10^{-2}$

Tabelle 1.2: Die häufigsten Zerfallskanäle des η -Mesons [Y⁺06].

1.2 Die C-Parität

Die Ladungskonjugation C ist ein Spiegelungsoperator im Raum der Teilchen und Antiteilchen. Das Anwenden des C-Operators auf die Wellenfunktion eines Teilchens ersetzt das Teilchen durch sein Antiteilchen, wie zum Beispiel das Photon

$$C|\pi^+\rangle = a|\pi^-\rangle. \quad (1.1)$$

a ist ein Phasenfaktor. Teilchen, die die notwendige Bedingung: Ladung = Baryonenzahl = Leptonenzahl = magnetisches Moment = Seltsamkeit = 0 erfüllen, sind Eigenzustände zum C-Operator, z.B. das Photon:

$$C|\gamma\rangle = \pm|\gamma\rangle. \quad (1.2)$$

Beim doppelten Anwenden des C-Operators ergibt sich wieder die Wellenfunktion des Teilchens, deswegen sind nur 1 oder -1 als Eigenwerte möglich. Solche Teilchen haben damit eine weitere Quantenzahl, die C-Parität.

Die C-Parität des Photons lässt sich leicht bestimmen. Die elektromagnetischen Felder werden durch Ströme erzeugt. Da bei dem Anwenden von C die Ladung und damit die Stromrichtung invertiert wird, müssen auch die Feldstärken \mathbf{E} und \mathbf{B} ihr Vorzeichen ändern. Damit ergibt sich für das Photon eine negative C-Parität, also $C(\gamma) = -1$.

C ist eine multiplikative Quantenzahl, d.h. ein System aus n Photonen hat die C-Parität $(-1)^n$.

Ein η -Meson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von >39 % in zwei Photonen:

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (1.3)$$

In der elektromagnetischen Wechselwirkung sollte laut Theorie die C-Parität erhalten sein und damit das η -Meson eine positive C-Parität haben

$$C|\eta\rangle = |\eta\rangle, C(\eta) = 1. \quad (1.4)$$

Wäre die C-Parität des η -Mesons negativ, dann würde dieses bevorzugt in drei Photonen zerfallen oder in ein Photon und ein π^0 . Die Tatsache, dass diese Zerfälle nicht beobachtet werden ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass die C-Parität des η -Mesons positiv ist.

Weitere Informationen zum Thema C-Parität sind in [Ber06] zu finden.

1.3 Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Die Behauptung, dass die C-Parität in der starken beziehungsweise elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten bleibt, muss experimentell überprüft werden. Dies kann durchgeführt werden, indem versucht wird, einen Vorgang nachzuweisen, bei dem die C-Parität verletzt wird. Ein solcher Vorgang ist der Zerfall des η -Mesons in ein neutrales Pion, ein Elektron und ein Positron:

$$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-. \quad (1.5)$$

Dieser semileptonischer Zerfall findet über den Übergang eines virtuellen Photons statt (Abbildung 1.2a)

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma^* \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \quad (1.6)$$

Die C-Parität des Photons ist negativ und die des π^0 -Mesons positiv, weil dieses hauptsächlich in zwei Photonen zerfällt. Die C-Parität der Zerfallsprodukte ist damit negativ, also ungleich der C-Parität des Ausgangszustands.

$$C(\pi^0 + \gamma) = -1 \neq C(\eta). \quad (1.7)$$

Daher sollte dieser Zerfall verboten sein. Bisher konnte die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses auf $4 * 10^{-5}$ gesetzt werden [Y⁺06]. Ein Zerfall mit gleichen Endprodukten aber einem anderen Zwischenzustand ist der Zerfall

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma^* + \gamma^* \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \quad (1.8)$$

Die C-Parität der Endzustände ist in diesem Fall $(-1) * (-1) * 1 = 1$, also gleich der C-Parität des Anfangszustandes.

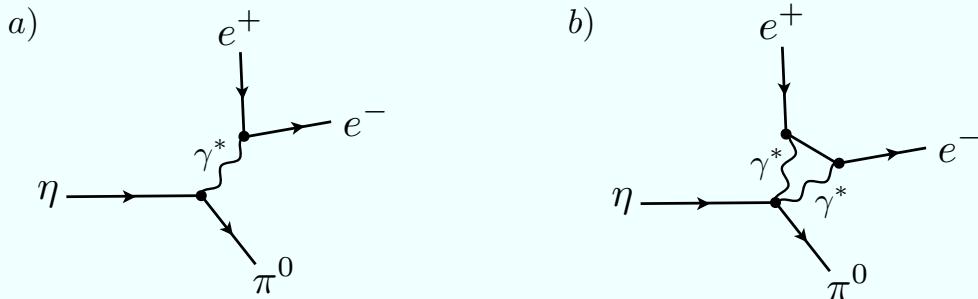


Abbildung 1.2: Feynmandiagramme des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$, (a) verboten, (b) erlaubt.

Die C-Parität wäre damit erhalten. Dieser Übergang ist jedoch laut Vorhersage des Standardmodells mit einem Verzweigungsverhältnis von $< 10^{-8}$ sehr selten. Genaueres zu den theoretischen Berechnungen dieser Grenze siehe [Che67, NP93]. Deswegen kann das obere Limit des Verzweigungsverhältnisses des gesuchten verbotenen Zerfalls maximal bis zu dieser Grenze heruntergesetzt werden.

Bei den Messungen an WASA-at-COSY wird der verbotene Zerfall im Rahmen einer Doktorarbeit untersucht [Win]. Es wird erwartet, dass die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses noch weiter herabgesetzt werden kann. Die ersten Messungen zu diesen Untersuchungen wurden bei der Strahlzeit in April 2007 durchgeführt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es für die Suche nach dem verbotenen Zerfall vorbereitenden Analysen durchzuführen.

1.4 Missing Mass und invariante Masse

Die neutralen Mesonen wie das π^0 - und η -Meson sind sehr kurzlebige Teilchen und zerfallen nach ihrer Produktion bereits in der Vertexregion. Sie werden deshalb nicht direkt in dem WASA-Detektor detektiert. Um sicher zu stellen, dass bei einem Ereignis eine Mesonenproduktion stattgefunden hat, werden zwei Methoden angewandt, um die Masse des produzierten Mesons zu rekonstruieren. Die Missing Mass-Methode und die Methode der invarianten Masse.

Missing Mass

Als Beispielreaktion wird die η -Produktion in einem Proton-Proton-Stoß betrachtet:

$$p_{\text{Strahl}} + p_{\text{Target}} \rightarrow p + p + \eta. \quad (1.9)$$

Für den Nachweis des η -Mesons über die Missing Mass-Methode genügt es die Viererimpulse der Eingangsteilchen und aller Ausgangsteilchen, außer des Mesons selbst, zu kennen. In dem betrachteten Fall werden also die Viererimpulse des Strahl- und des Targetteilchens benötigt und die Viererimpulse der detektierten Protonen. Wegen der Energie- und Impulserhaltung muss die Summe der Viererimpulse der Ausgangsteilchen gleich der Summe der Viererimpulse der Endprodukte sein, hier also:

$$\mathbb{P}_{\text{Strahl}} + \mathbb{P}_{\text{Target}} = \mathbb{P}_{\text{Proton}} + \mathbb{P}_{\text{Proton}} + \mathbb{P}_{\eta}. \quad (1.10)$$

$\mathbb{P}_{\text{Teilchen}}$ ist der Vierervektor eines Teilchens im beliebigen Bezugssystem. Durch einfaches Umstellen der Gleichung wird der Viererimpuls des η -Mesons erhalten. Da der Betrag des Viererimpulses eines Teilchens seiner Masse entspricht, lässt sich die Masse des η -Mesons durch Betragsbildung berechnen:

$$|\mathbb{P}_{\text{Strahl}} + \mathbb{P}_{\text{Target}} - \mathbb{P}_{\text{Proton}} - \mathbb{P}_{\text{Proton}}| = |\mathbb{P}_{\eta}|. \quad (1.11)$$

Diese Methode wird in der Analyse angewandt, um unter anderem zu überprüfen ob die im Vorwärtsdetektor detektierten Teilchen aus einer Reaktion stammen, bei der das η -Meson produziert wurde.

Invariante Masse

Bei dieser Methode wird ebenfalls die Energie- und Impulserhaltung ausgenutzt. Es werden aber die Zerfallsprodukte des gesuchten Mesons betrachtet. Bei dem Beispielzerfall

$$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^- \quad (1.12)$$

werden also die Viererimpulse von dem Elektron, dem Positron und der beiden Photonen benötigt. Die Summe dieser Viererimpulse muss gleich dem Viererimpuls des Ausgangsteilchens sein. Mit der Betragbildung dieser Summe wird die Masse des η -Mesons erhalten.

$$|\mathbb{P}_\gamma + \mathbb{P}_\gamma + \mathbb{P}_{e^+} + \mathbb{P}_{e^-}| = |\mathbb{P}_\eta| = m_\eta. \quad (1.13)$$

Diese Methode wird angewandt, um festzustellen, ob die im Zentraldetektor nachgewiesenen Teilchen tatsächlich die Zerfallsprodukte des Mesons sind. Bei dem als Beispiel betrachteten Zerfall 1.12, der auch später in der Auswertung behandelt wird, wird zusätzlich die invariante Masse der beiden Photonen bestimmt. Damit wird sichergestellt, dass diese aus dem Pionenzerfall kommen.

Kapitel 2

Das WASA-at-COSY-Experiment

WASA steht für Wide Angle Shower Apparatus [C⁺96] und ist ein System für Zerfallsstudien von leichten Mesonen, die zum Beispiel in Proton-Proton-Stößen erzeugt werden. Es besteht aus drei wesentlichen Komponenten: einem Pelletttarget, einem Vorwärtsdetektor und einem Zentraldetektor, der nahezu vollständige geometrische Winkelakzeptanz bietet, weshalb im Namen Wide Angle steht. WASA wurde am Speicherring CELSIUS in Uppsala konstruiert und war dort 12 Jahre in Betrieb. Ab 2005 begann der Umzug des WASA-Experiments nach COSY [Mai97] im Forschungszentrum Jülich und im August 2006 wurde die erste Strahlzeit von WASA-at-COSY durchgeführt. Um WASA an die höheren Strahlimpulse am COSY anzupassen wurden viele Erneuerungen vorgenommen, zum Beispiel die Erweiterung des Vorwärtsdetektors [Cal06] oder die Neuentwicklung des Data Acquisition Systems [K⁺06]. Damit soll die Orts- und Energieauflösung des Vorwärtsdetektors verbessert und die Aufnahmerate der Ereignisse erhöht werden. Dank der höheren Strahlenergien ist es möglich geworden an WASA die schwereren η' -Mesonen (siehe Abschnitt 1.1) zu erzeugen [Jan07].

2.1 Das Cooler Synchrotron (COSY)

COSY (Cooler Synchrotron) [Mai97] ist ein Speicherring am Forschungszentrum Jülich. Die Vakuumröhre des Beschleunigers ist 184 m lang und hat zwei gerade 40 m lange Abschnitte. In einem dieser Abschnitte befindet sich WASA. Als Strahlteilchen dienen Protonen oder Deuteronen. Die Teilchen werden am angebauten Zyklotron JULIC auf Energien von ca. 40 MeV vorbeschleunigt und erreichen im COSY-Ring Energien bis 2,82 GeV (Protonen), beziehungsweise 2,20 GeV (Deuteronen). Mit den Impulsen von 0,3 bis 3,7 GeV/c bewegen sich die Teilchen mit etwa 96 % der Lichtgeschwindigkeit.

COSY bieten Möglichkeiten für interne und externe Experimente (Abbildung

2.1). Die internen Experimente, wie WASA befinden sich innerhalb des COSY-Rings und ihr Target kann innerhalb der Strahllebensdauer etwa 100 Million mal mit dem Strahl interagieren. Dadurch werden hohe Luminositäten erreicht. Für die externen Experimente, die sich in anderen Gebäudeteilen befinden, lässt sich der Beschleunigerstrahl einmal pro Beschleunigerzyklus aus dem COSY-Ring extrahieren.

Der COSY-Strahl lässt sich mit Hilfe von Elektronenkühlung, bei Strahlimpulsen bis $0,65 \text{ GeV}/c$, und stochastischer Kühlung, bei Strahlimpulsen über $1,50 \text{ GeV}/c$, bündeln, um die Impulsverschmierung des Strahls zu vermindern. Bei einem Pellet-target wird die Strahlkühlung jedoch nicht angewandt. Aufgrund der hohen Targetdichte ist die Lebensdauer des Strahl nur wenige Minuten lang und die Strahlkühlung hätte kaum eine Wirkung.

Falls erforderlich, kann eine polarisierte Strahlquelle benutzt werden. Damit lassen sich Studien zu den polarisationsabhängigen Wechselwirkungen durchführen.

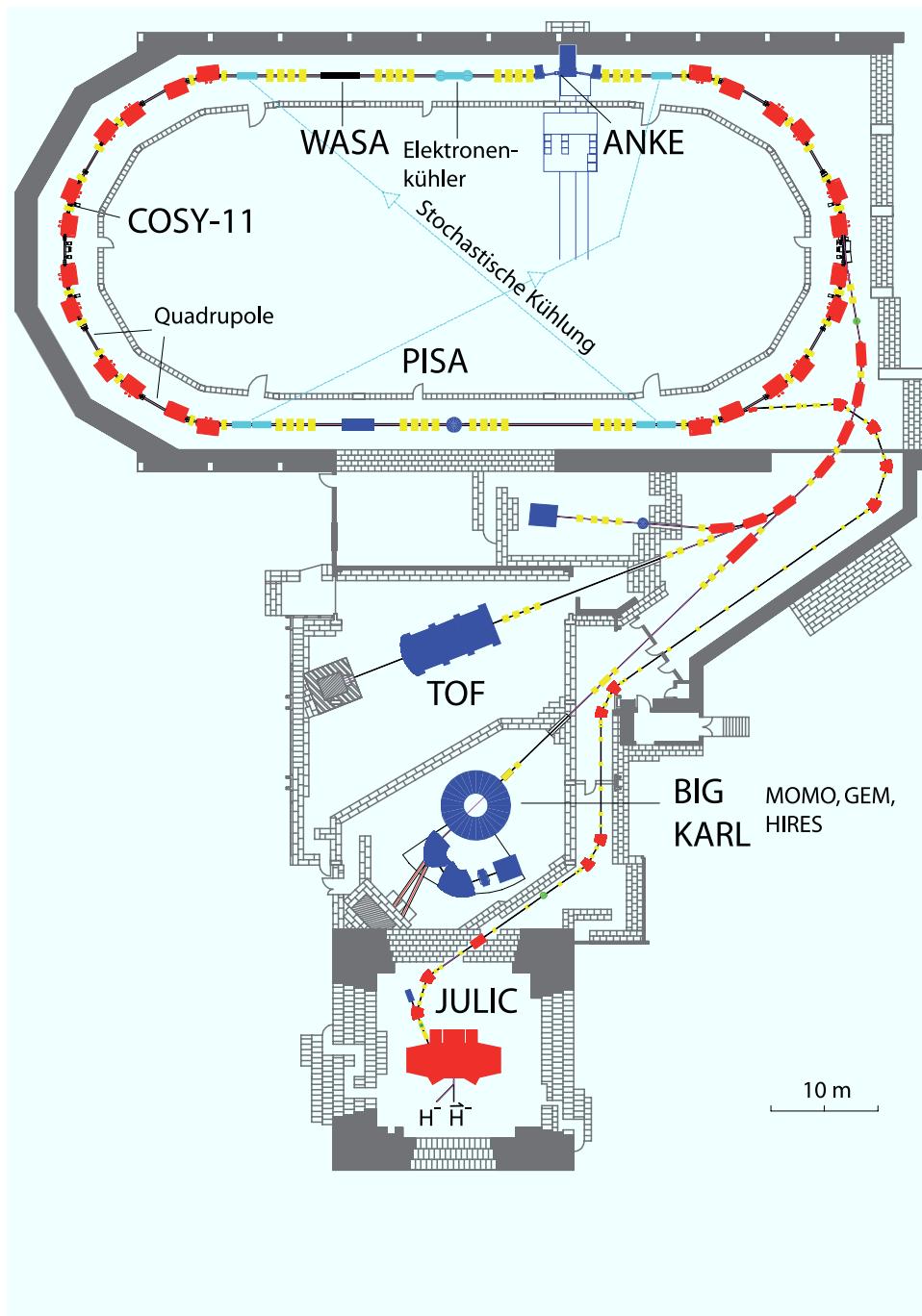


Abbildung 2.1: Skizze des COSY-Rings mit dem Zyklotron JULIC und den internen und externen Experimenten.

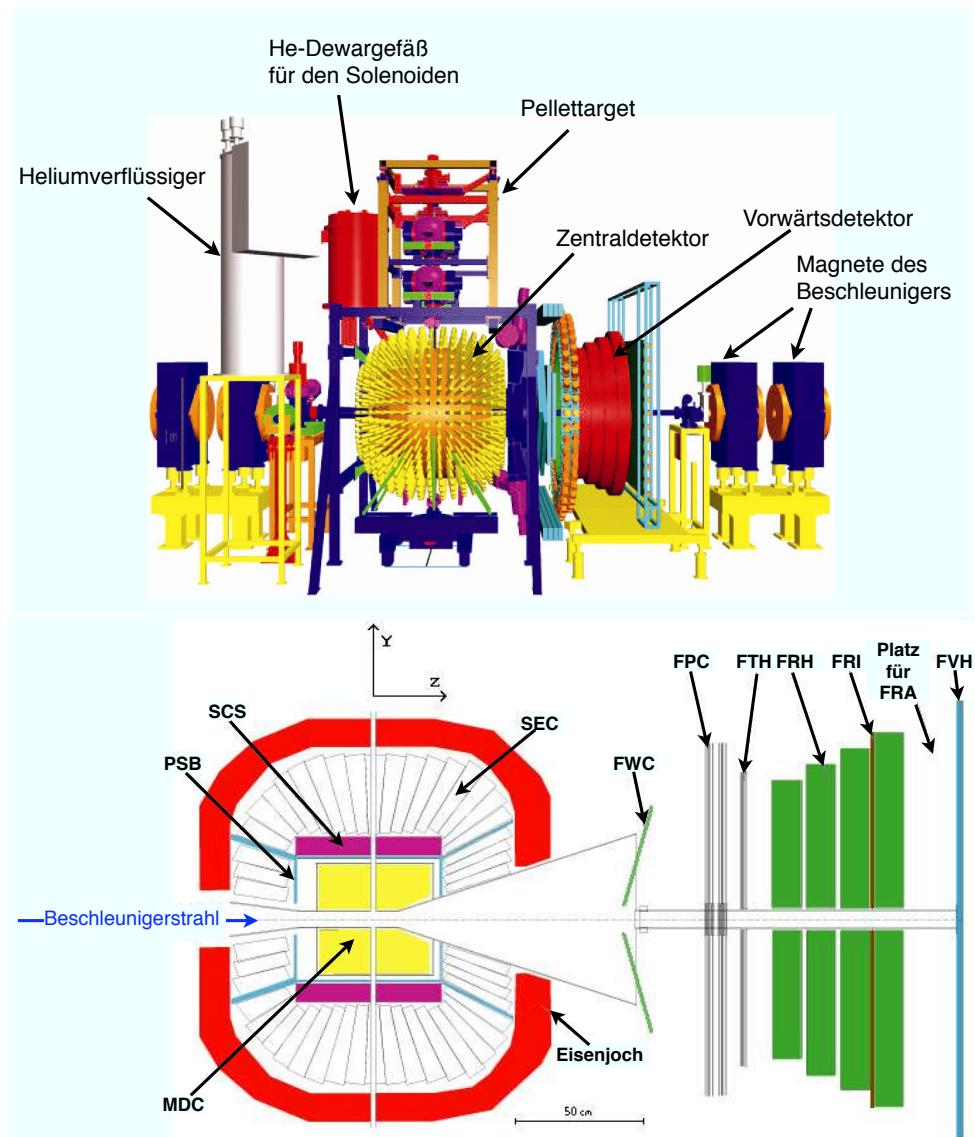


Abbildung 2.2: oben: Aufbau von WASA, unten: Skizze des WASA-Detektorsystems (Querschnitt). Ursprünglicher Aufbau vor dem Aufrüsten für COSY.

2.2 Das Pelletttarget

Die Zerfallsstudien von Mesonen müssen mit hoher Präzision durchgeführt werden um bei der Rekonstruktion der Ereignisse. Die Das Pelletttarget ist optimal für Studien der seltenen η -Zerfälle geeignet. Es erreicht hohe effektive Dichten von $> 10^{15}$ Atome/cm² und einen gut lokalisierten Strahl mit einem Durchmesser von 2 - 3 mm [Tro95]. Damit wird eine hohe Luminosität von $> 10^{31}$ cm⁻² s⁻¹ erreicht. Aufgrund des geringen Durchmessers des Pelletstrahls ist der Vertexpunkt gut definiert und die Wahrscheinlichkeit für Sekundärreaktionen innerhalb des Targets ist minimal. Die dünne Durchführung des Strahls durch den Zentraldetektor ermöglicht eine hohe geometrische Akzeptanz des Detektors.

Der Targetstrahl wird oberhalb dem Zentraldetektor erzeugt und gelangt durch die Durchführung zum Vertexpunkt innerhalb des Detektors (Abbildung 2.2, 2.4). Als Targetmaterial wird an WASA Wasserstoff oder Deuterium benutzt. Das Gas wird mit Hilfe eines Kaltkopfes auf eine Temperatur nahe dem Trippelpunkt (ca. 14 K) des Gases abgekühlt, verflüssigt und zu einer Düse geleitet. Die Düse hat einen Durchmesser von 11-14 μm und wird mit Hilfe eines Piezo-Kristalls in senkrechte Schwingungen versetzt mit einer Frequenz von ca. 70 kHz. Das verflüssigte Targetmedium löst sich dadurch in Mikrotröpfchen (Droplets) von der Düse und strömt aufgrund des Druckunterschieds mit etwa 26 m/s durch eine Dropletkammer zu der Kapillare der Vakuuminjektion (Abbildung 2.5). Damit die Düse nicht zufriert, wird Helium in die Dropletkammer eingeleitet, um den Druck in der Nähe des Trippelpunktes des H bzw. D zu halten, ca. 20-50 mbar. So bleiben die Droplets bis zum Eintritt in die Vakuuminjektion flüssig. Durch die Vakuuminjektion gelangen sie in die Skimmerkammer, wo ein Druck der Größenordnung von 10^{-3} mbar herrscht. Dort frieren die Droplets zu Pellets aus, die einen Durchmesser von 25-40 μm haben. Wegen der großen Druckdifferenz erreichen die Pellets eine Geschwindigkeit von circa 60 m/s.

Durch den Druckunterschied zwischen den Kammern entstehen innerhalb der Injektionskapillare turbulente Gasströmungen. Durch diese bekommt die Flugrichtung der Pellets eine breitere Verteilung. Deswegen wird vor dem Eingang zum Vertexpunkt ein Skimmer eingesetzt, eine kegelförmige Blende, die stark abgelenkte Pellets zurückhält. Diese verdampfen in der Skimmerkammer und werden abgesaugt, während die restlichen Pellets weiterfliegen und mit dem COSY-Strahl interagieren. An dieser Stelle beträgt der Druck 10^{-7} mbar. Danach gelangen die Pellets in den Beam Dump und werden durch ein Blech abgelenkt, dass um 45° zur Pelletrichtung geneigt ist. Damit wird verhindert, dass die Pellets senkrecht nach oben reflektiert werden und zurück in das Pelletrohr gelangen. Das Gas, das durch das Verdampfen der Pellets entsteht, wird mit Hilfe von Pumpen abgesaugt. Idealerweise befindet sich immer mindestens ein Pellet im COSY-Strahl. Ein einzelnes Pellet hat eine Dichte von etwa 10¹⁹ Atome/cm².

Von der ursprünglichen Rate von 70.000 Droplets pro Sekunde bleibt am Interaktionspunkt eine Pelletrate von höchstens 10.000 Hz. Bis zu 90 % der Pellets gehen am Skimmer verloren. Für weitere Daten und Einzelheiten zum WASA-Pelletttarget siehe [E⁺96] und [Tro95].

Das Pelletttarget ist ein empfindliches System und stellt eine technische Herausforderung dar. Die geringste Verschmutzung der Gase liefert Kondensationskeime und verursacht ein Zufrieren der Düse. Deswegen muss auf hohe Reinheit der Gase geachtet und Lecks in den Leitungen verhindert werden. Das Targetgas wird deshalb vor dem Kühlen durch einen Wasserstoffreiniger geleitet, in dem durch eine Palladiummembran nur reiner Wasserstoff durchgeht.

Um einen stabilen Dropletstrahl zu erzeugen, müssen Temperatur, Frequenz und Heliumdruck passend eingestellt sein. Der Druck darf dabei nicht zu hoch sein, weil dann die Droplets zu sehr gestreut werden, und nicht zu tief damit die Düse nicht zufriert. Ausführliche Beschreibungen zum Aufbau und Funktionsweise von Pelletttargets finden sich in [Nor06].

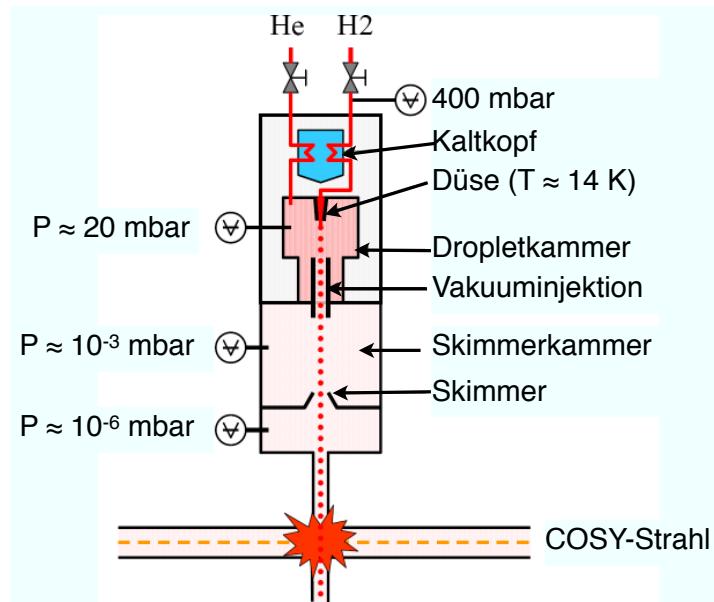


Abbildung 2.3: Skizze des Pellettgenerators, in dem der Pelletstrahl erzeugt wird.

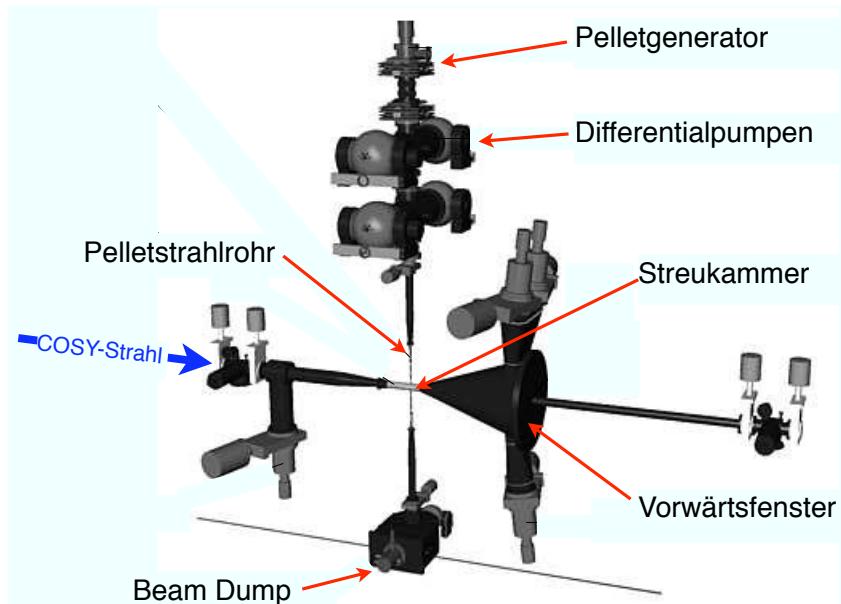


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des gesamten Pelletttargetsystems.

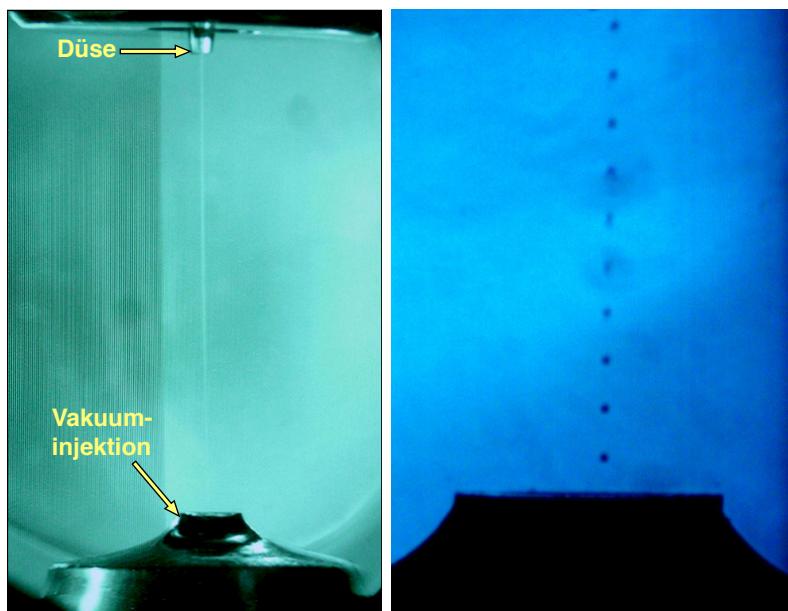


Abbildung 2.5: Dropletstrahl in der Dropletkammer zwischen Düse und Vakuuminjektion. Im rechten Bild ist nur der untere Bereich mit der Vakuuminjektion aufgenommen. Die einzelnen Droplets wurden hier mit Stroboskop sichtbar gemacht.

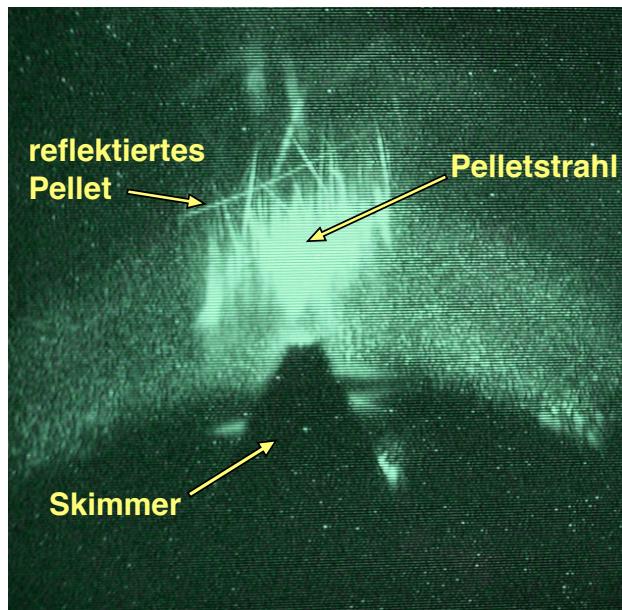


Abbildung 2.6: Pelletstrahl vor dem Skimmer. Zum Justieren wird der Bereich über dem Skimmer mit Laser beleuchtet. Der Pelletstrahl erscheint als ein leuchtender Fleck.

2.3 Das Detektorsystem

2.3.1 Der Zentraldetektor

Die Wechselwirkung zwischen dem COSY-Strahl und dem Target findet innerhalb einer Streukammer statt (Abbildung 2.4). Damit die Reaktionsejektile so wenig wie möglich mit dem passiven Material des Aufbaus interagieren, wurde die Streukammer und das Strahlrohr aus 1,2 mm dünnem Beryllium aufgebaut. Bei der geringen Atomgröße des Beryllium ist die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen der Teilchen mit der Streukammer minimal, während die geforderte Stabilität des Aufbaus gewährleistet wird. Der Zentraldetektor ist zylindersymmetrisch um die Streukammer herum gebaut. Er ist konstruiert zum Detektieren und Identifizieren von Zerfallsprodukten von π^0 - und η -Mesonen, also Photonen, Elektronen und geladenen Pionen. Die wichtigen Komponenten des Zentraldetektors sind die innere Driftkammer, ein Solenoid zur Erzeugung eines magnetischen Feldes, ein dünner Plastiksintillator zylindrischer Geometrie und ein CsI-Kalorimeter. Der Zentraldetektor ist umgeben von einem 5 Tonnen schweren Eisenjoch (Abbildung 2.2).

Mini Drift Chamber

Die Mini Drift Chamber (MDC) ist eine Driftkammer zur Rekonstruktion der Teilchenspuren und des Reaktionsvertex und ist direkt um das Strahlrohr herum gebaut. Sie hat eine zylindrische Form und deckt den Winkel von 24° bis 159° ab. Die Kammer besteht aus 1738 Driftröhren, die in 17 zylindrischen Lagen angeordnet sind (Abbildung 2.7). Der Durchmesser der Röhren variiert zwischen 4 und 8 mm, je nach Lage. Die Röhren in neun Lagen sind parallel zum COSY-Strahlrohr ausgerichtet und in den anderen acht Lagen sind sie um einen Winkel von 6° - 9° in der Zylinderebene verdreht. Aus den Trefferpositionen in der Driftkammer lassen sich die Teilchenspuren rekonstruieren. Mehr Informationen zu der MDC finden sich in [Jac04].



Abbildung 2.7: Minidriftkammer, Ansicht von außen auf die zylindersymmetrisch angeordnete Lagen von Driftröhren.

Plastic Scintillator Barrel

Das Plastic Scintillator Barrel (PS) ist eine Anordnung von insgesamt 146 Plasticszintillatoren mit je 8 mm Dicke. Das PS ist um die MDC herum angebracht und besteht aus einem zylindrischen Teil und zwei Endkappen. Der zylindrische Teil ist zusammengesetzt aus 48 geraden Szintillatorleisten (zwei davon sind für die Pellettargetröhre in je zwei Leisten aufgeteilt), die parallel zur Strahlrichtung angeordnet sind und miteinander überlappen (Abbildung 2.8), um Teilchenverluste durch Akzeptanzlücken zu vermeiden. Die Leisten sind 550 mm lang und 38 mm breit. Die beiden Endkappen bestehen aus je 48 keilförmigen Szintillatorelementen, die kreisförmig angeordnet sind. Der Durchmesser der Endkappen ist ca. 42 cm hinten und 51 cm vorne. Die hintere Endkappe ist aus Platzgründen leicht konisch. Die Signale des PS werden mit Lichtleitern zu den Photomultipliern geleitet, die sich ausserhalb des Eisenjoches befinden.

Das PS liefert schnelle Signale und wird deshalb als Trigger erster Stufe benutzt (vergleiche Abschnitt 2.4). Es ermöglicht zusammen mit der Driftkammer die Identifikation geladener Teilchen nach der $\Delta E-E$ - und $\Delta E-p$ - Methode (siehe Kapitel 3, 4) und dient als Veto für Photonen-Identifikation. Weitere Beschreibungen zum Aufbau und der Funktionsweise des PS sind in [Jac04] zu finden.

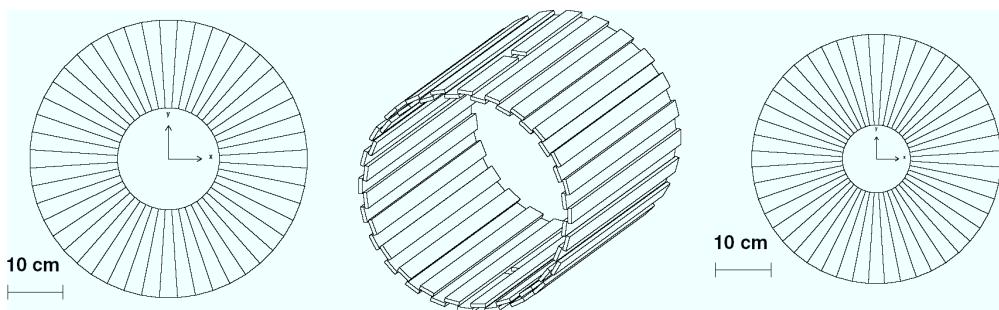


Abbildung 2.8: Skizze des Plastiksintillators, dargestellt ist der Zylinderteil und die Endkappen.

Super Conducting Solenoid

Das supraleitende Solenoid (SCS) ist direkt um das PS herum angebracht. Es erzeugt ein Magnetfeld innerhalb der MDC parallel zum COSY-Strahl in der Größenordnung von maximal 1,3 T. Der magnetische Fluss wird über den Eisenjoch geleitet, welcher gleichzeitig eine Unterstützung für den Zentraldetektor bietet und die Photomultiplier und die Ausleseelektronik vor dem Magnetfeld schützt. Das Magnetfeld lenkt geladene Teilchen ab, die aus der Vertexregion in den Zentraldetektor fliegen. Mit der MDC lässt sich dann die Krümmung der Teilchenbahn bestimmen und daraus der Teilchenimpuls. Die gesamte Wanddicke des SCS ist nur 0,18 Strahlungslängen dünn, deswegen sind die Energieverluste der Teilchen hier sehr gering. Das Solenoidmaterial ist NbTi/Cu, das bei tiefen Temperaturen supraleitend wird und deshalb während des Betriebs mit Hilfe von Flüssighelium auf 4,5 K kühlt gehalten wird. Näheres zu den Parametern des SCS siehe [Ryb99].

Scintillator Electromagnetic Calorimeter

Die abschließende Lage der Detektoren im Zentraldetektor bildet das Kalorimeter (SEC). Es besteht aus 1012 Na-dotierten CsJ-Kristallen als Szintillatoren (Abbildung 2.10) und ist zwischen dem SCS und dem Eisenjoch angebracht. Die Kristalle haben die Form von abgeschnittenen Pyramiden und sind in 24 Ringen entlang des Strahlrohres angeordnet. Mit dem SEC können Energien und Winkel von geladenen



Abbildung 2.9: Das supraleitende Solenoid. Im Hintergrund ist die Innenseite einer Kalorimeter-Halbschale mit CsI-Kristallen erkennbar.

und neutralen Teilchen bestimmt werden (Photonen, Elektronen und Positronen mit Energien bis 800 MeV).

Das Kalorimeter ist symmetrisch bezüglich des Azimutalwinkels ϕ , abgesehen von den kleinen Aussparungen für die Targetdurchführung. Die geometrische z -Richtung zeigt in die Richtung des COSY-Strahls. Der Akzeptanzbereich beim Polarwinkel Θ beträgt 20° - 169° . Damit hat das SEC eine geometrische Akzeptanz von 96 %, deckt also nahezu die gesamte Kugeloberfläche von 4π ab.

Das Kalorimeter und das Eisenjoch haben eine Kugelform und lassen sich in jeweils zwei Halbschalen trennen, falls die inneren Komponenten des Zentraldetektors erreicht werden müssen. Weitere Details zum SEC gibt es in [Koc04].

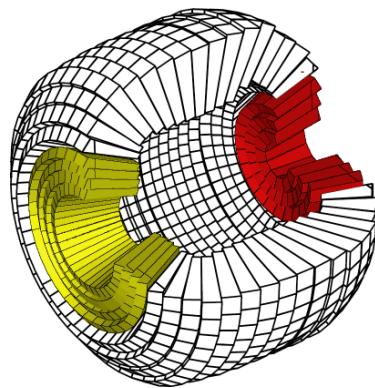


Abbildung 2.10: Skizze des Kalorimeters (in z -Richtung aufgeschnitten), Rückwärts- teil ist rot, Zentralteil weiß und Vorwärtsteil gelb.

2.3.2 Der Vorwärtsdetektor

Der Vorwärtsdetektor befindet sich direkt hinter dem Zentraldetektor in der COSY-Strahlrichtung. Er ist konstruiert um die Spuren und Energien von schweren Teilchen, die einen großen Vorwärtsimpuls haben, genau zu bestimmen. Diese Teilchen fliegen unter einem kleinen Polarwinkel Θ weiter in Strahlrichtung und müssen längere Wege zurücklegen damit ihre genaue Flugrichtung bestimmt werden kann. In der Regel sind es je nach Reaktion Protonen oder Deuteronen. Mit dem Nachweis im Vorwärtsdetektor werden die restlichen Teilchen identifiziert, die nicht in den Zentraldetektor gelangen. Zusätzlich werden dank genauer Spur- und Energierekonstruktion der Viererimpuls dieser Teilchen bestimmt und die Missing Mass-Methode wird angewendet um die Masse des Mesons nachzuweisen, falls dieses produziert wurde.

Der geometrischer Akzeptanzbereich des Vorwärtsdetektors liegt bei 4° - 21° für den Polarwinkel Θ . Im Azimutalwinkel ϕ ist der Detektor symmetrisch. Der Vorwärtsdetektor besteht aus mehreren Komponenten, die verschiedene Aufgaben erfüllen, um Teilchenidentifikation zu ermöglichen und die Teilchenbahnen möglichst genau zu rekonstruieren. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Vorwärtsdetektors beschrieben.

Forward Window Counter

Direkt vor dem Vakuumfenster der Streukammer befindet sich der Forward Window Counter (FWC). Es ist eine Lage aus 12 keilförmigen Szintillatorelementen von 5 mm Dicke, die zu einem Kreis angeordnet sind (Abbildung 2.11). Der FWC ist am Vakuumfenster befestigt und ist dafür um ca. 10° geneigt (Abbildung 2.2). Dieser Platiszintillator dient als Trigger erster Stufe. Mit seiner Hilfe werden Teilchen im Vorwärtsdetektor aussortiert, die nicht aus der Vertexregion kommen. Es werden nur die Ereignisse aufgenommen, dessen Teilchen im Vorwärtsdetektor einen Treffer im FWC verursachen.

Forward Proportional Chamber

Nach dem FWC folgt die Forward Proportional Chamber (FPC), eine Kammer zur Spurrekonstruktion. Sie besteht aus 4 Modulen mit je 4 Lagen von 122 Proportionaldriftröhren mit je 8 mm Durchmesser (Abbildung 2.12). Die Module sind in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr um 45° zueinander gedreht. Jede zweite Lage im Modul ist um einen Röhrenradius verschoben, um die Genauigkeit bei der Spurrekonstruktion zu erhöhen. Mehr Informationen zur FPC findet sich in [Dyr97].

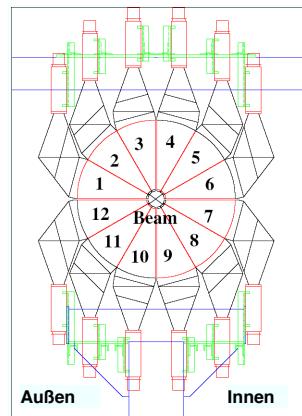


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Forward Window Counters.

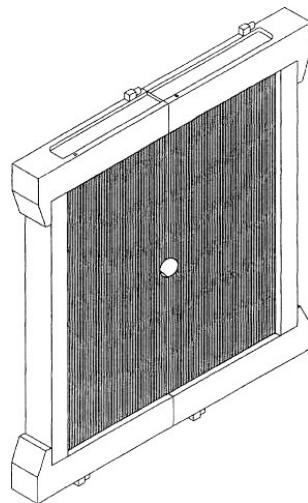


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung eines Moduls der Proportionalkammer.

Forward Trigger Hodoscope

Weiter in der Strahlrichtung folgt das Forward Trigger Hodoscope (FTH). Es besteht aus drei Lagen von 5 mm dicken Plastiksintillatoren. Die ersten zwei Lagen bestehen aus je 24 archimedischen Spiralenelementen, die im beziehungsweise gegen den Uhrzeigersinn angeordnet sind (vergleiche Abbildung 2.13). Die dritte Lage setzt sich zusammen aus 48 keilförmigen Elementen, die radial angeordnet sind. Die Kombination aus drei Lagen ergibt eine Pixelstruktur, mit der bestimmt werden kann ob ein oder mehrere Teilchen einen Treffer verursacht haben (Abbildung 2.13). Dafür wird das FTH als Trigger erster Stufe benutzt. Das FTH eignet sich außerdem zur Teilchenidentifikation nach der ΔE - E -Methode.

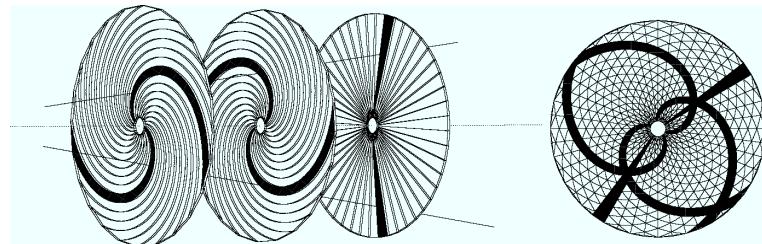


Abbildung 2.13: Das Forward Trigger Hodoscope. Die Kombination aus drei Lagen schränkt den möglichen Trefferort (dunkel) eines Teilchens ein.

Forward Range Hodoscope

Das Forward Range Hodoscope (FRH) befindet sich direkt hinter dem FTH und besteht aus 5 Lagen von Plastiksintillatoren. Jede Lage ist 11 cm dick und besteht aus je 24 keilförmigen Elementen (Abbildung 2.14). Das FRH dient zur Teilchenidentifikation durch die ΔE - E -Methode. Die Θ -Bestimmung ist bei diesem Hodoskop wegen der Form der Elemente nicht möglich. Die geladenen Teilchen sollen möglichst im FRH gestoppt werden um die genaue kinetische Energie zu ermitteln. Da die Teilchen auch im Zwischenmaterial Energie verlieren, ist die kinetische Energie höher als die deponierte. Die Teilchenart und ihre kinetische Energie kann trotzdem mit Hilfe des Musters im ΔE gegen E Histogramm unter Berücksichtigung der Dicke des passiven Materials bestimmt werden. So können auch die im FRH nicht gestoppten Teilchen zur Analyse verwendet werden.

Ursprünglich enthielt das FRH vier Lagen. Nach dem Umzug von WASA wurde die erste, kleinere Lage entfernt und dafür zwei weitere große Lagen hinter der vierten angebracht, um den Detektor an die höheren COSY-Energien anzupassen [Cal06]. Mit den neuen Lagen lassen sich Protonen mit 350 MeV im Vorwärtsdetektor stoppen, während es vorher 300 MeV waren [HR04]. Dank dieser Änderung wurde

Platz für ein weiteres FPC-Modul frei zur Verbesserung der räumlichen Auflösung (Abbildung 2.15).

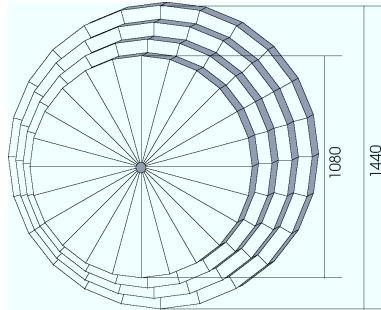


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Vorderansicht des Range-Hodoskops, vor dem Aufrüsten.

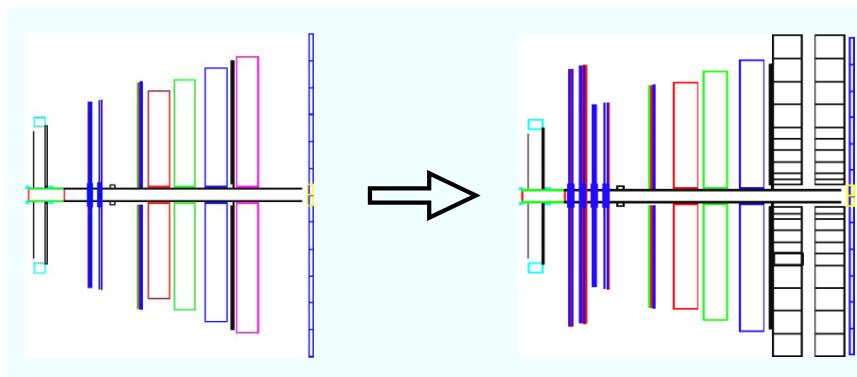


Abbildung 2.15: Das Aufrüsten des Vorwärtsdetektors für COSY. Eine FRH-Lage wurde durch zwei größere ersetzt. Ein weiteres FPC-Modul konnte eingebaut werden. Links: Vorwärtsdetektor vorher, Rechts: Vorwärtsdetektor nachher.

Forward Range Interleaving Hodoscope

Zwischen der dritten und der vierten FRH-Lage befindet sich das Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI). Es besteht aus zwei Lagen von Plastiksintillatorstangen. Jede Lage enthält 32 Stangen, die je 5,2 mm dick sind. Die Lagen sind um 90° zueinander gedreht und stellen dadurch ein Gitter dar (Abbildung 2.16). Der Hauptzweck des FRI ist eine zweidimensionale Positionsbestimmung der Teilchen innerhalb des FRH, die eine genaue Vertexrekonstruktion ermöglicht. Dadurch wird der Untergrund durch sekundäre Reaktionen im Strahlrohr und anderem Material reduziert. Mehr zum FRI ist in [Pau06] zu finden.

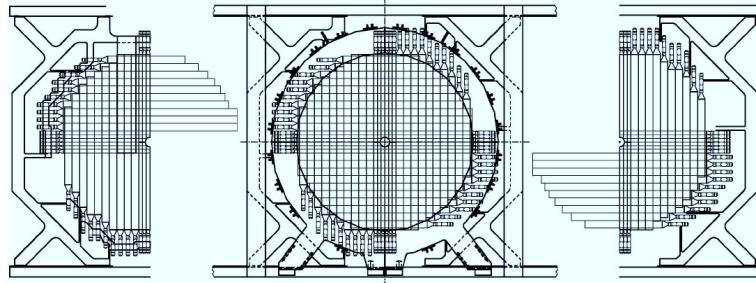


Abbildung 2.16: Das FRI hat eine Gitterstruktur (Mitte) und lässt sich zum Ein- oder Ausbauen in zwei Teile auseinandernehmen (links, rechts).

Forward Veto Hodoscope

Das Forward Veto Hodoscope (FVH) ist die letzte Lage des Vorrücksdetektors. Es stellt eine Wand aus 12 Plastiksintillatorleisten dar. Die horizontal angeordneten Leisten sind 2 cm dick und 13,7 cm breit und haben an beiden Enden Photomultiplier (Abbildung 2.17). Die Trefferposition entlang den Leisten wird aus dem Zeitunterschied der Photomultipliersignale ermittelt. Das FVH dient als Trigger erster Stufe. Die Teilchen, die das FRH und, falls verwendet, den Vorrückabsorber durchfliegen und einen Treffer im FVH verursachen haben demnach zu große kinetische Energie und stammen nicht aus der Mesonenproduktion. Es werden deswegen nur Ereignisse aufgenommen, bei denen keine Treffer im FVH nachgewiesen werden.

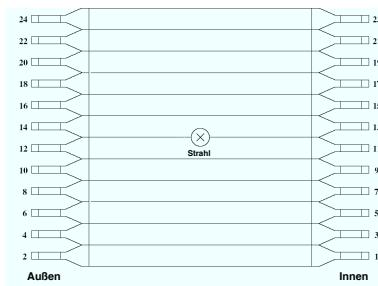


Abbildung 2.17: Forward Veto Hodoscope.

Forward Range Absorber

Der Forward Range Absorber (FRA) ist eine passive Absorberlage aus Eisen, die zwischen das FRH und das FVH nach Bedarf eingeschoben werden kann. Die Dicke des Absorbers ist von 5 mm bis 100 mm variierbar. Er wurde bis jetzt benutzt, um Protonen aus der Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \eta$ bei einer Strahlenergie von 1360 MeV zu stoppen. In diesem Fall würden die energiereichen Protonen aus der

elastischen Streuung oder zum Beispiel aus der direkten Einpionenproduktion den FRA durchdringen und können mit dem FVH aussortiert werden.

2.4 Das Triggersystem

Bei der großen Ereignisrate von WASA ist ein Triggersystem notwendig, um bei der Datenaufnahme eine erste Vorsortierung der gewünschten Ereignisse zu ermöglichen und den Untergrund zu reduzieren.

Das Triggersystem lässt sich aufteilen in den Trigger erster Stufe (First Level Trigger) und den Trigger zweiter Stufe (Second Level Trigger).

Der Trigger erster Stufe benutzt die schnellen Signale aus den Plastiksintillatoren und basiert auf der Mehrspurereignissen, auf ihrer Koinzidenz und der Spurrichtung der Teilchen. Dabei können bis zu vier Teilchenspuren gleichzeitig registriert werden. Dieser Trigger wird im Vorwärtsdetektor eingesetzt, um die gewünschte Teilchenanzahl, die in den Vorwärtsdetektor fliegen, auszuwählen. Er fordert, dass die Teilchen das FRH erreichen, nachdem drei überlappende FTH-Elemente getroffen wurden. Die Treffer in den aufeinanderfolgenden Lagen des Vorwärtsdetektors müssen auf einer Teilchenspur liegen. Dabei werden die Treffer in benachbarten Elementen innerhalb jeder Lage zusammengelegt. Ist der Absorber eingesetzt, dann wird auch das FVH im Trigger berücksichtigt. Zusätzlich wird der Plastiksintillator in dem Zentraldetektor im Trigger erster Stufe berücksichtigt. Dieser gibt ein Signal, dass geladene Teilchen im Zentraldetektor detektiert werden. Wenn Reaktionen nur mit Photonen im Zentraldetektor erwartet werden, dann wird ein Trigger verwendet, der fordert, dass keine Signale aus dem PS kommen.

Der Trigger zweiter Stufe arbeitet mit den langsamen Signalen des Kalorimeters und wird benutzt, um zusätzliche Information für die Selektion eines Ereignisses zu erhalten. Er basiert auf der Energiedeposition in Clustern aus benachbarten CsI-Kristallen und auf der Anzahl dieser Cluster. Dabei können ebenfalls mehrere Teilchen getrennt voneinander nachgewiesen werden.

Zum Auslesen und digitalisieren der Signale wird das Data Acquisition System (DAQ) benutzt. Darin werden die Signale aus den verschiedenen Detektorkomponenten synchronisiert und es wird daraus anschließend ein Ereignis gebildet. Mehr zum DAQ und Triggersystem findet sich in [Fra02].

Die für die Analyse verwendeten Rohdaten wurden nach verschiedenen Trigger-einstellungen vorselektiert, damit nicht alle aufgenommenen Daten analysiert werden müssen. Für den Nachweis der Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \eta \rightarrow p + p + 3\pi^0$ werden zwei geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor gefordert und sechs neutrale Teilchen im Zentraldetektor. Deswegen werden hierfür die Daten genommen, die nach folgenden Triggerbedingungen vorselektiert wurden: zwei geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor und zwei oder mindestens fünf neutrale Teilchen im Zentraldetek-

tor.

Für die Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \eta$ bei der das η -Meson in zwei Photonen und in π^+ und π^- beziehungsweise in e^+ und e^- zerfällt, werden entsprechend vorsortierten Daten verwendet. Hierfür fordern die Triggereinstellungen, dass zwei geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor gefunden werden und gleichzeitig mindestens zwei Treffer im PS registriert werden, was auf zwei geladene Teilchen im Zentraldetektor hinweist.

2.5 Die WASA-Software

Die aufgenommenen Daten werden mit der speziell für WASA entwickelten Software analysieren. Zusätzlich werden Simulationen von Reaktionen angefertigt, um das Verhalten ihrer Erektile in den Detektoren zu untersuchen. Es wird überprüft wie gut die Energie- und Impulsrekonstruktion der Teilchen für verschiedene Detektorkomponenten funktioniert und das Verhalten der Spektren studiert. Mit der Analyse der möglichen Untergrundreaktionen lässt sich feststellen in wie weit diese den Nachweis der gesuchten Reaktion beeinflussen.

Simulationssoftware

Für die Simulation von Reaktionen wurde der Monte Carlo Ereignisgenerator GIN (Geant INput) benutzt. GIN basiert auf FOWL [Jam77], einem Programm aus der CERN-Programmbibliothek [CER93a]. Die Anfangsbedingungen einer Reaktion werden in eine C++-Klasse eingegeben. Dafür werden als Informationen der Strahlimpuls bzw. die Strahlenergie und die Masse der beteiligten Teilchen eingegeben, um dessen Vierervektoren als Anfangszustand zu definieren. Weiter müssen die Massen der Teilchen aller Zwischen- und Endzustände angegeben werden. Für den Endzustand wird auch die Art der Teilchen als Geant-Code benötigt, die detektiert werden sollen. Nach dem Kompilieren der Datei werden die Viererimpulse der Teilchen im Endzustand in einer Ausgabedatei gespeichert. Jedes Ereignis hat einen Gewichtungsfaktor, um die Phasenraumverteilung der Kinematik auf bestimmte Bedingungen anzupassen. Beim späteren Füllen der Histogramme wird jeder Eintrag mit dem zugehörigen Gewichtungsfaktor multipliziert.

Für die Simulation aller Detektorkomponenten wird die Monte Carlo Detektorsimulation (WASA Monte Carlo = WMC) benutzt. Sie basiert auf dem Softwarepaket GEANT3 (GEometry ANd Tracking) [CER93b], das am CERN entwickelt wurde. Ausgehend von den Viererimpulsen der Teilchen in der Ausgabedatei werden Spuren im Detektorsystem simuliert unter der Berücksichtigung der Wechselwirkungen in den aktiven und passiven Bestandteilen des Detektors. Alle Energieverluste (ΔE) und Trefferzeitpunkte der Teilchen in den aktiven Detektorkomponenten werden in einer Ausgabedatei gespeichert, die das gleiche Format hat, wie die Ausgabedateien der echten Messungen.

Analysesoftware

Die Analyse der Simulationen und der echten Daten baut auf dem WASA RootSorter auf, einem Softwarepaket, dass am Forschungszentrum Jülich anfangs für das Experiment ANKE geschrieben wurde [HHM04]. Der RootSorter baut auf dem Satz an Programmbibliotheken auf, der von ROOT bereitgestellt wird.

Darin enthalten ist zum Beispiel die Klasse der Lorentzvektoren (TLorentzVector), die in C++ nicht enthalten ist.

Das Programm Paket ROOT wurde am CERN speziell für Experimente in der Kern- und Teilchenphysik entwickelt [BR96]. Es basiert auf C++ und bietet neben den Bibliotheken auch eine Arbeitsoberfläche.

Die Analyse einer bestimmten Reaktion wird in einer C++-Klasse geschrieben. Hier wird bestimmt, welche Histogramme gefüllt werden sollen. Sie wird von einer ausführbaren Hauptdatei aufgerufen, während gleichzeitig eine Option angegeben werden muss welche Ausgabedatei analysiert werden soll. Beim Analysieren greift die Analyseklasse auf andere Klassen im RootSorter zu, wie zum Beispiel den Track-finder der aus Treffern in verschiedenen Detektorkomponenten eine Teilchenstruktur rekonstruiert.

Die gefüllten Histogramme werden in einer ROOT-Datei gespeichert und können mit ROOT-Browser betrachtet werden. Mit Hilfe von Macros können die Histogramme modifiziert werden und Fitfunktionen eingezeichnet werden.

Im Zuge des Aufrüstens des WASA-Detektorsystems wurde die Analysesoftware neu geschrieben. Aus diesem Grund befindet sich der WASA-RootSorter zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Diplomarbeit noch in der Entwicklung. Genauso sind an der WMC weitere Optimierungen zu erwarten. Die Ergebnisse dieser Arbeit können deshalb bei einer Reproduktion mit der später weiterentwickelten Software geringe Abweichungen aufweisen. Alle Simulationen für diese Arbeit wurden mit der WMC-Version 246 gemacht und die Analysen mit der RootSorter-Revision 2792.

Kapitel 3

Die Analyse des Zerfalls

$$\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$$

Bevor die Suche nach einem sehr seltenen oder sogar verbotenen Zerfall gestartet werden kann, sollte das Detektorsystem und die Software verstanden und vertraut sein. Es soll sichergestellt werden, dass die simulierten Daten gut mit den echten gemessenen übereinstimmen. Dafür wird in diesem Teil der Zerfall

$$\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$$

untersucht. Dieser Zerfall ist gut erforscht und hat ein hohes Verzweigungsverhältnis, das mit ausreichend guter Genauigkeit bestimmt wurde (vergleiche Tabelle 1.2). Auch der Untergrund ist bekannt und lässt sich später subtrahieren. Mit Hilfe der Missing Mass-Methode kann hier bereits die Nachweisbarkeit des η -Mesons überprüft werden und damit auch die Qualität der Energie- und Teilchenspurrekonstruktion von den Protonen im Vorwärtsdetektor. Bei der Bildung der invarianten Masse der sechs Photonen im Zentraldetektor wird die Energierekonstruktion für die Photonen getestet anhand der Lage und der Breite des η -Peaks.

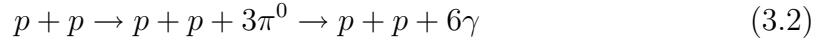
Wenn sich dieser Zerfall in den echten Daten eindeutig identifizieren und isolieren lässt, dann kann die Suche auf die weniger häufigen Zerfälle ausgeweitet werden, wie zum Beispiel auf den geladenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ der als Untergrund des verbotenen Zerfalls behandelt wird und auch zur Normierung dienen kann.

3.1 Ereignisselektion

Für die Analyse wurden Simulationen der hier betrachteten Reaktion

$$p + p \rightarrow p + p + \eta \rightarrow p + p + 3\pi^0 \rightarrow p + p + 6\gamma \quad (3.1)$$

und der direkten $3\pi^0$ -Produktion



mit je 100 000 Ereignissen erstellt. Die Strahlenergie in den Simulationen wurde auf 1,398 GeV gesetzt, berechnet aus dem Strahlimpuls der Strahlzeit, der 2,14 GeV/c betrug (vergleiche Gleichung 4.5).

Die echten Daten wurden während einer Strahlzeit im April 2007 aufgenommen. Analysiert werden die vorselektierten Daten, bei denen zwei geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor gefordert und zwei oder mindestens fünf neutrale im Zentraldetektor gefordert werden.

Für den Nachweis der Reaktion (Gleichung 3.1) müssen zwei Protonen aus der η -Produktion im Vorwärtsdetektor nachgewiesen werden. Gleichzeitig müssen sechs Photonen in dem Zentraldetektor detektiert werden. In der Analyse wird gefordert, dass die Histogramme nur gefüllt werden, wenn sechs neutrale Teilchen im Zentraldetektor gefunden werden und zwei geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor. Die Teilchenpursuche geschieht mit den Trackfinderklassen auf die die Analyse zugreift. Damit kann auch die Teilchenladung angegeben werden. Ob es sich bei den Teilchen im Vorwärtsdetektor um Protonen handelt, wird mit der ΔE - E -Methode herausgefunden. Dafür werden die Energieverluste der Teilchen in zum Beispiel der ersten Lage des FRH gegen die gesamte kinetische Energie der Teilchen aufgetragen. Das ΔE - E -Spektrum ist in dem folgenden Histogramm dargestellt.

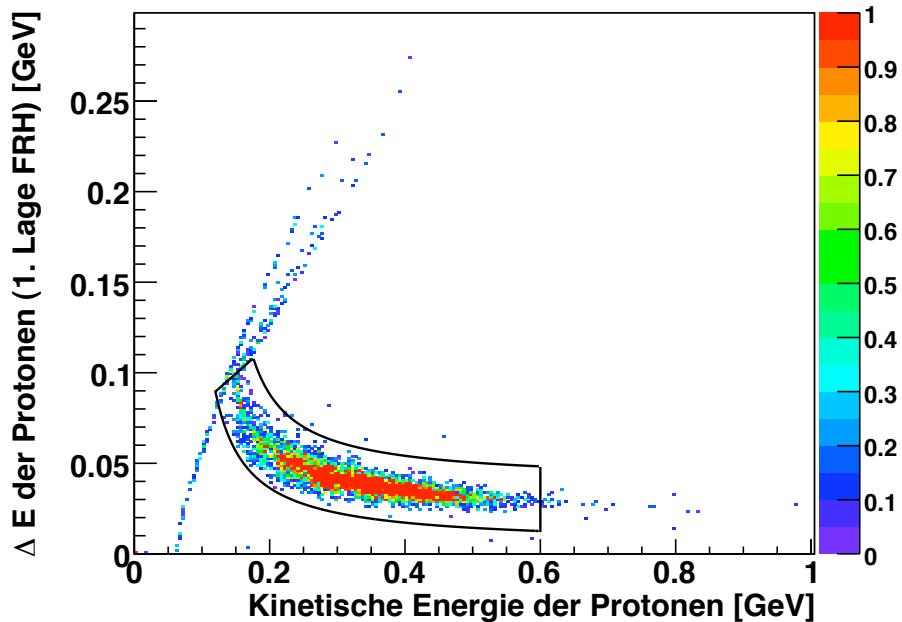


Abbildung 3.1: Energieverlust in der ersten Lage des FRH gegen die rekonstruierte kinetische Energie im Vorwärtsdetektor. Der Protonenband-Cut ist schwarz markiert. Die Farbskala verdeutlicht die Menge der Einträge multipliziert mit dem Eventgewicht.

Das Protonenband ist deutlich erkennbar, dessen Verteilung durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird. Die Formel beschreibt die Abhängigkeit des Energieverlustes eines Teilchens im Material von der kinetischen Energie, der Ladung und der Masse des Teilchens [E+04].

Um nur Protonen zu erhalten wird ein Schnitt (Cut) um das Protonenband gemacht. In der Analyse wird gefordert, dass zwei geladene Teilchen im Protonenband enthalten sein müssen um die Histogramme zu füllen.

Weiter wird die Missing Mass der Protonen und die invariante Masse der sechs Photonen bestimmt (Gleichungen 1.11 und 1.13). Beide Massen müssen um die η -Masse verteilt sein.

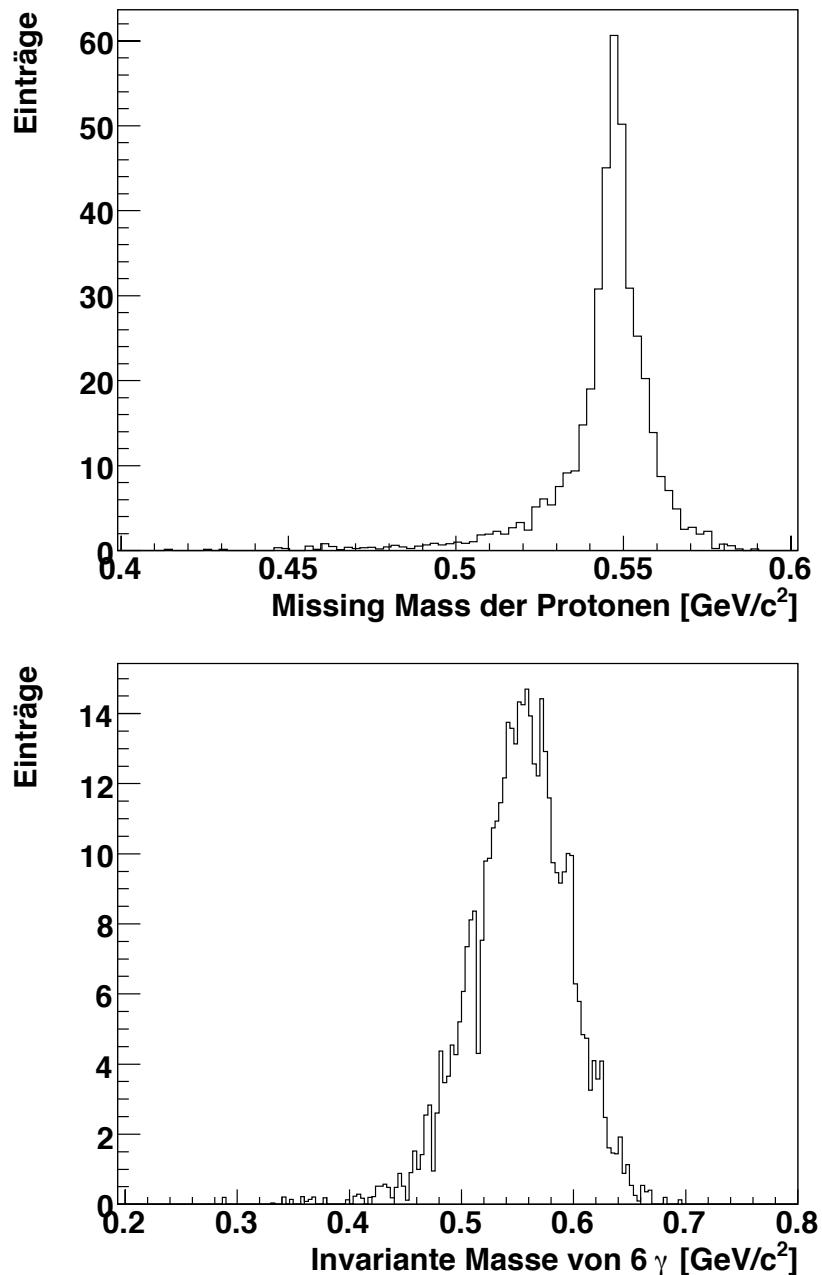


Abbildung 3.2: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Analysiert wurden die simulierten Daten des Zerfalls $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$.

In den echten Daten werden auch Photonen nachgewiesen, die nicht unbedingt aus dem Pionenzerfall stammen. Um diese auszuschließen und sicherzugehen, dass die drei Photonen-Paare aus den Pionenzerfällen kommen, wird die invariante Masse von je zwei Photonen bestimmt. Das geschieht in einer Schleife über alle Kombinationen der Photonen. Dabei wird gleichzeitig das Quadrat der Abweichung der invarianten Masse von der Pionenmasse $m_{\pi^0} \approx 135 \text{ MeV}/c^2$ bestimmt. Die Kombination der Photonen-Paare, die am besten drei π^0 darstellt wird durch die minimale Summe der drei Abweichungsquadrate ermittelt (χ^2). Das Spektrum von χ^2 ist in dem folgenden Histogramm dargestellt.

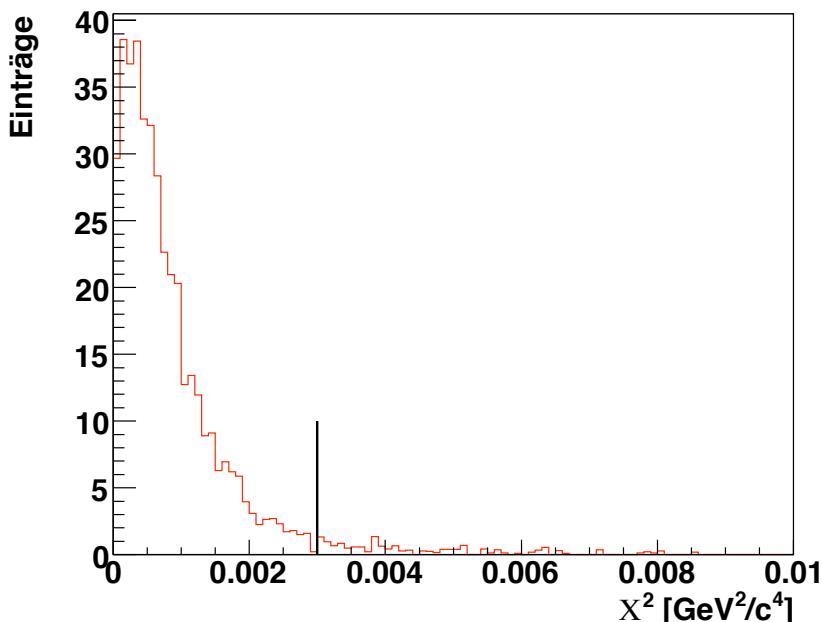


Abbildung 3.3: χ^2 der besten Kombination aus drei Photonen-Paaren in den Simulationen. Der Cut ist schwarz eingezeichnet.

Bei $0,003 \text{ GeV}^2/c^4$ kann ein Schnitt gemacht werden, das heißt, dass ab $\chi^2 > 0,003 \text{ GeV}^2/c^4$ die Photonen-Paare nicht mehr aus den Pionenzerfällen stammen und werden hiermit weggeschritten. Damit wird der Untergrund in den echten Daten reduziert. Da die Photonen-Paare jetzt bestimmt werden können, bietet sich die Möglichkeit ihre Impulsvektorsummen zu bestimmen. Wenn ein ruhendes Teilchen in zwei andere Teilchen zerfällt, dann fliegen diese wegen der Impulserhaltung in einem Winkel von 180° auseinander. Die Summe der Impulsvektoren von zwei Photonen die aus einem Pionenzerfall stammen muss also im Schwerpunktssystem des Interaktionspunktes (center of mass = CM) nahe null sein.

Auch hier wird ein Cut gesetzt und die Ereignisse mit den Impulssummen über

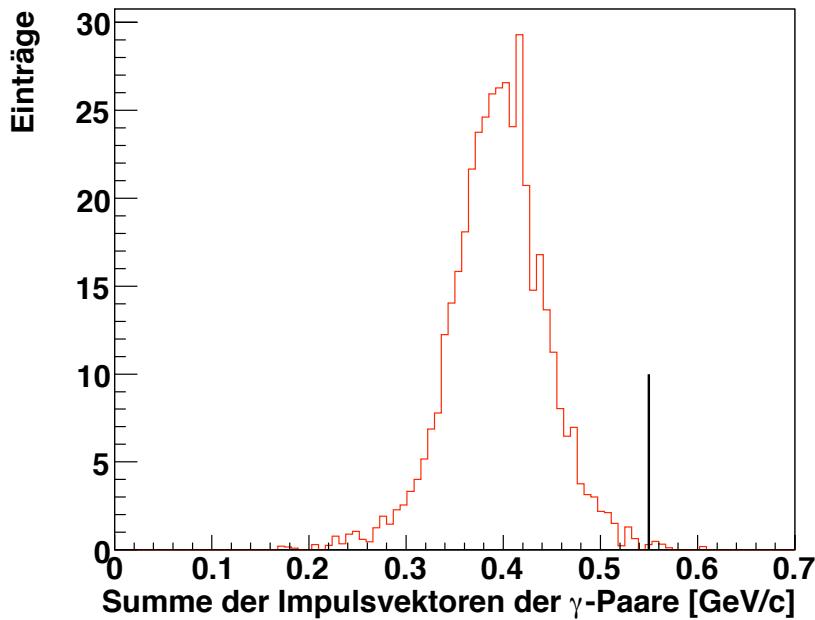


Abbildung 3.4: Summe der Impulsvektoren der Photonen-Paare in den Simulationen. Der Cut ist schwarz eingezeichnet.

0,55 GeV/c werden weggeschnitten. Die Impulssummen liegen über null, weil die Pionen nach der Produktion eine kinetische Energie haben und sich relativ zum Schwerpunkt des Reaktionsvertex bewegen.

Die gleiche Analyse muss mit den Untergrundreaktionen durchgeführt werden. In diesem Fall ist der hauptsächliche Untergrund von der direkten $3\pi^0$ -Produktion bestimmt. Es gibt kaum Reaktionen die sechs Photonen im Zentraldetektor ergeben. Die Simulationen haben ergeben, dass die direkte $4\pi^0$ -Produktion und die direkte $2\pi^0$ -Produktion einen vernachlässigbaren Beitrag zum Untergrund leisten.

3.2 Der Vergleich von Simulationen mit echten Daten

Die echten Daten werden mit der selben Analyse untersucht. Im Folgenden ist das Missing Mass Spektrum und das Spektrum der invarianten Masse von den echten Daten dargestellt.

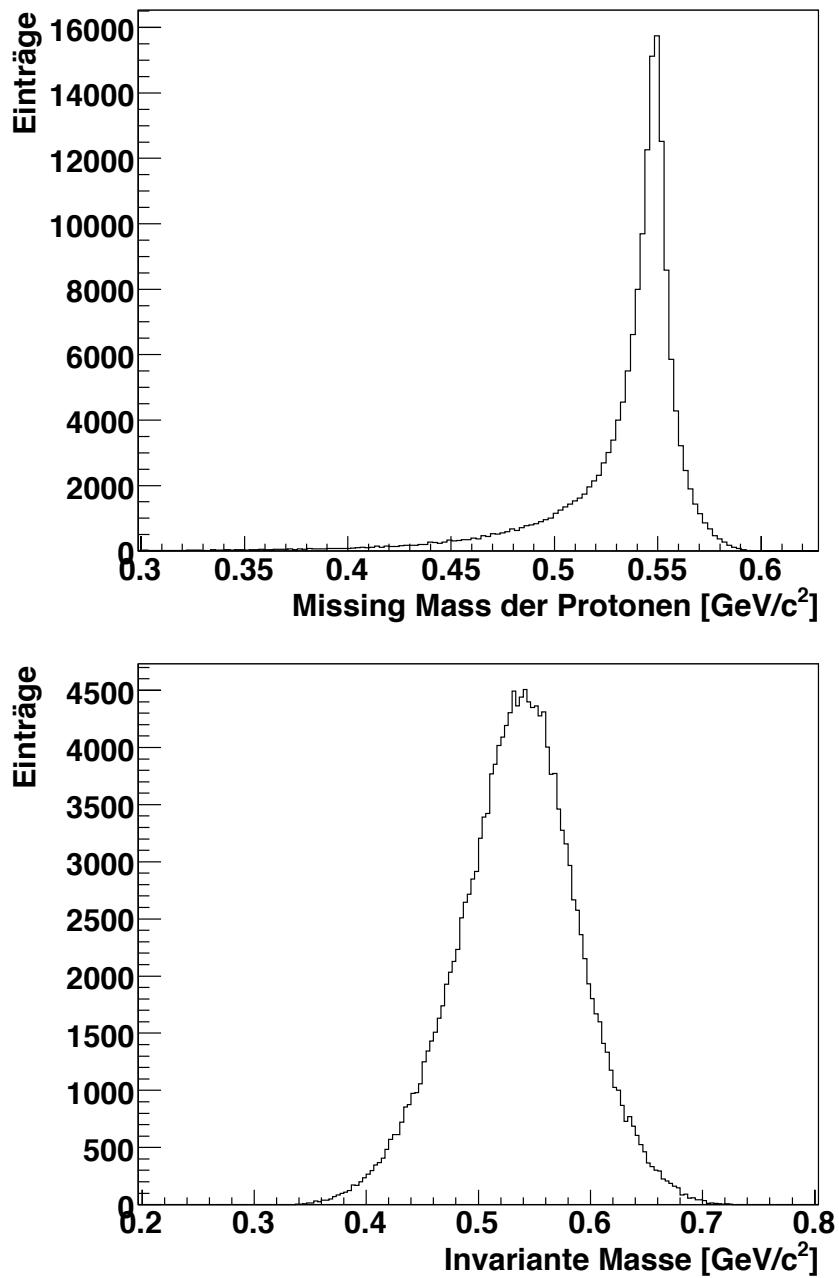


Abbildung 3.5: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Analyse der echten Daten.

Nach den oben verwendeten Cuts enthalten die Spektren der echten Daten nur noch den η -Zerfall in Pionen und die direkte Drei-Pionen-Produktion. Die simulierten Dateien müssen also in einem richtigen Verhältnis zueinander in ein Histogramm aufgetragen werden, um die echten Daten zu rekonstruieren. Dafür wird die folgende Fitfunktion verwendet.

$$E_{echteDaten} = a * E_{\eta \rightarrow 3\pi^0} + b * E_{direkte3\pi^0}. \quad (3.3)$$

E_{index} ist die Menge der Einträge innerhalb eines Intervalls der invarianten Masse oder der Missing Mass. a und b sind Parameter, die den Skalierungsfaktor der simulierten Reaktion für den besten Fit angeben. Die ersten Spektren der echten Daten mit dem Fit der Simulationen sind in den folgenden Histogrammen dargestellt.

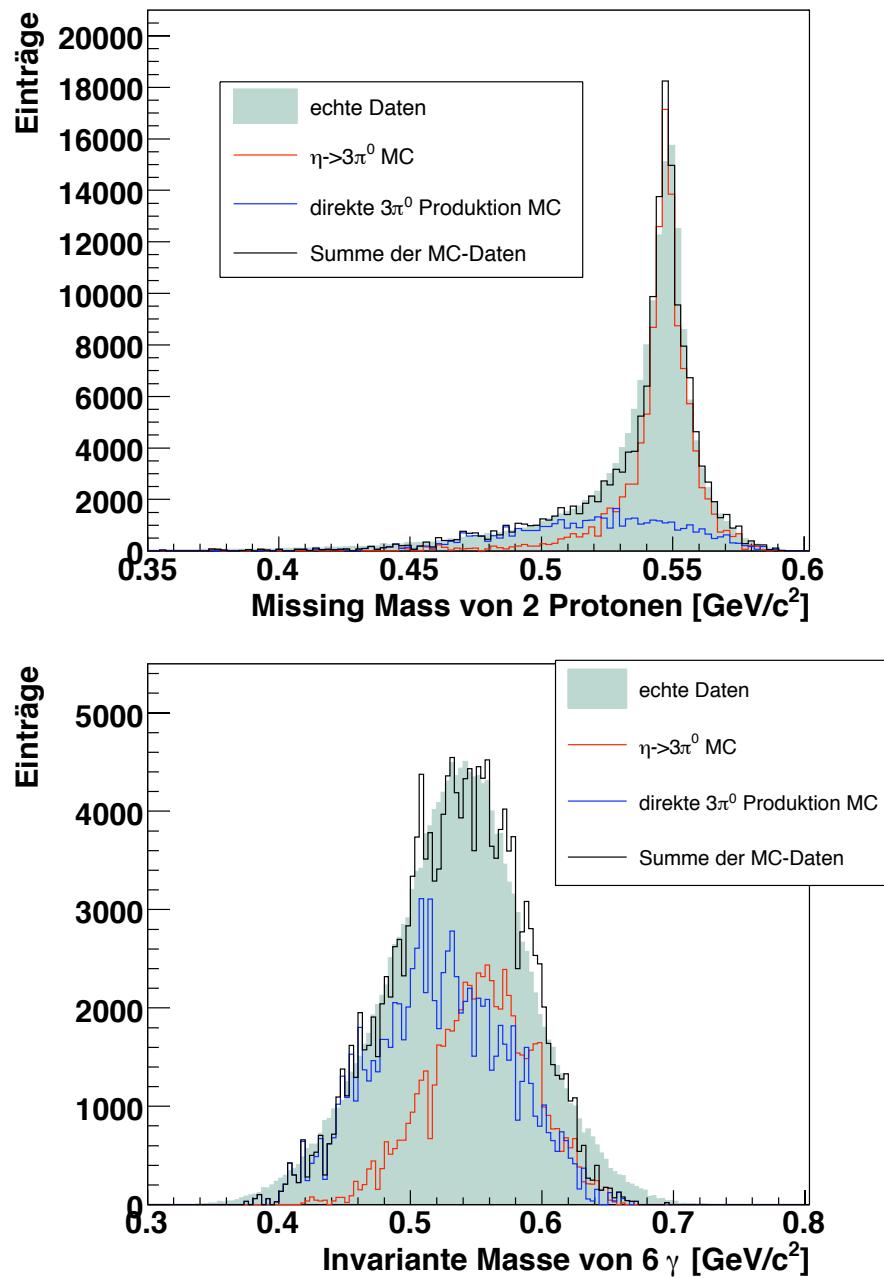


Abbildung 3.6: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Die simulierten Daten sind an die echten Daten gefittet worden.

Es ist eine gute Übereinstimmung der Simulationen mit den echten Daten zu erkennen, aber die Parameter für die beiden Spektren sind unterschiedlich. Für die Missing Mass ist $a = 0,817 \pm 0,003$ und $b = 0,079 \pm 0,001$ und für die invariante Masse ist $a = 0,443 \pm 0,004$ und $b = 0,566 \pm 0,004$. Die Unsicherheiten wurden mit Hilfe des MINUIT-Pakets bestimmt, welches Bestandteil des ROOT-Programmpakets ist. Eine mögliche Ursache für das Diskrepanz der Parameter ist eine zu klein angenommene Verschmierung bei der Energiemessung. Die meiste Energie verlieren die Teilchen im SEC, wenn sie im Zentraldetektor detektiert werden und im FRH, wenn sie nach vorne fliegen. Die Verschmierung für diese Detektorteile lässt sich einstellen und dadurch kann geprüft werden, ob damit bessere Ergebnisse erzielt werden können. Die Daten in den Histogrammen 3.6 sind bereits mit einer Verschmierung von 9 % im SEC und 9 % im FRH gemessen worden. Das Verhalten der Spektren wird bei verschiedenen Verschmierungen der Energie für SEC und FRH in den folgenden Histogrammen betrachtet und verglichen.

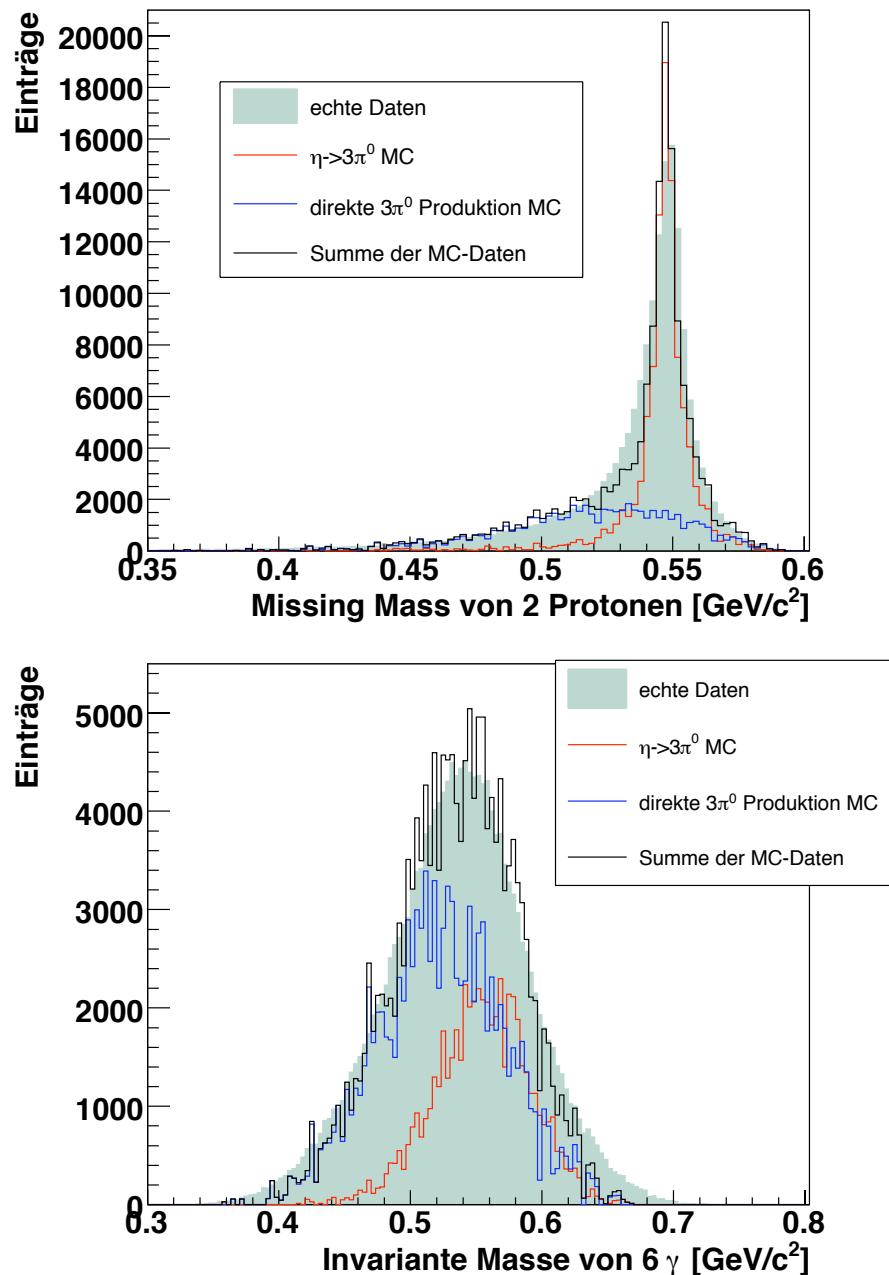


Abbildung 3.7: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Verschmierung bei FRH 5 %, bei SEC 5 %.

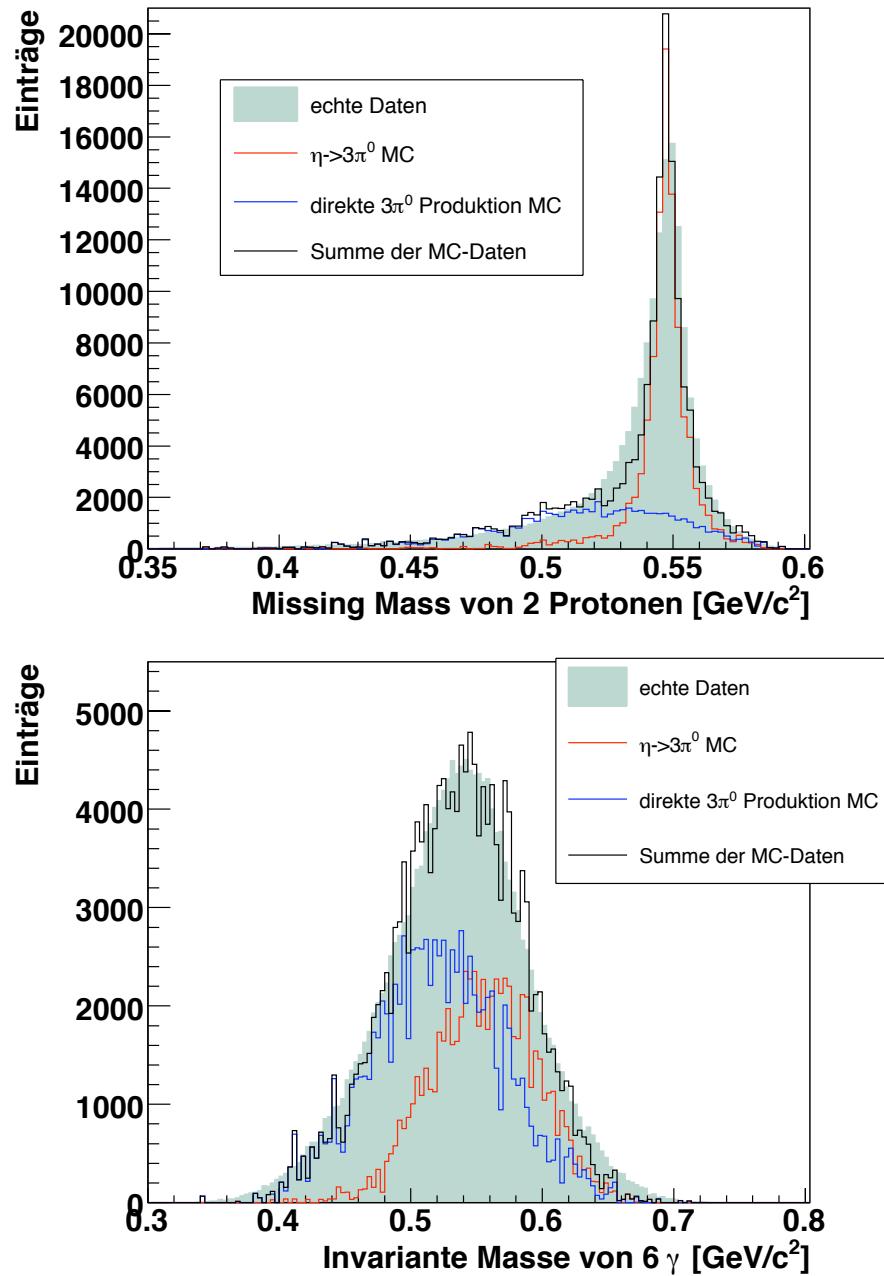


Abbildung 3.8: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Verschmierung bei FRH 5 %, bei SEC 9 %.

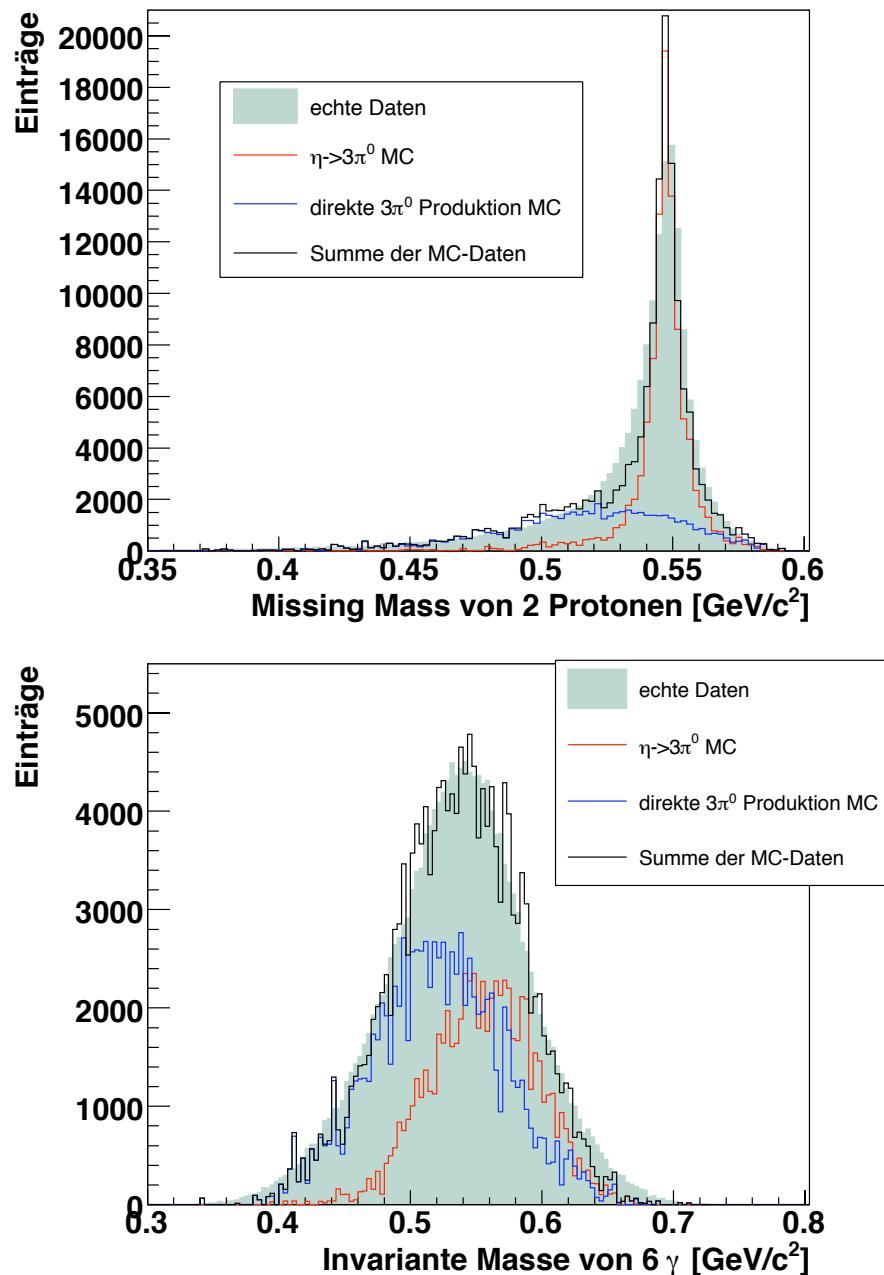


Abbildung 3.9: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Verschmierung bei FRH 9 %, bei SEC 5 %.

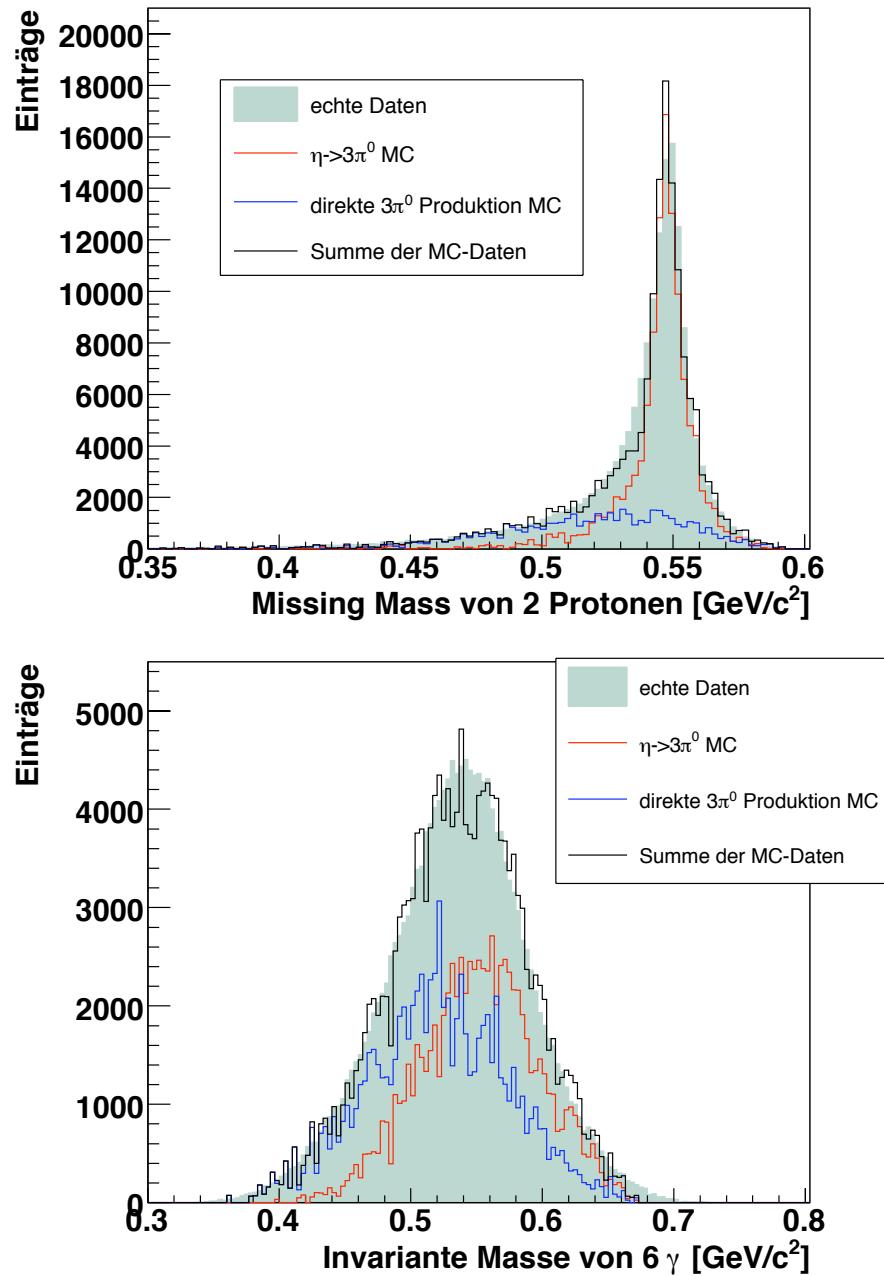


Abbildung 3.10: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Verschmierung bei FRH 9 %, bei SEC 15 %.

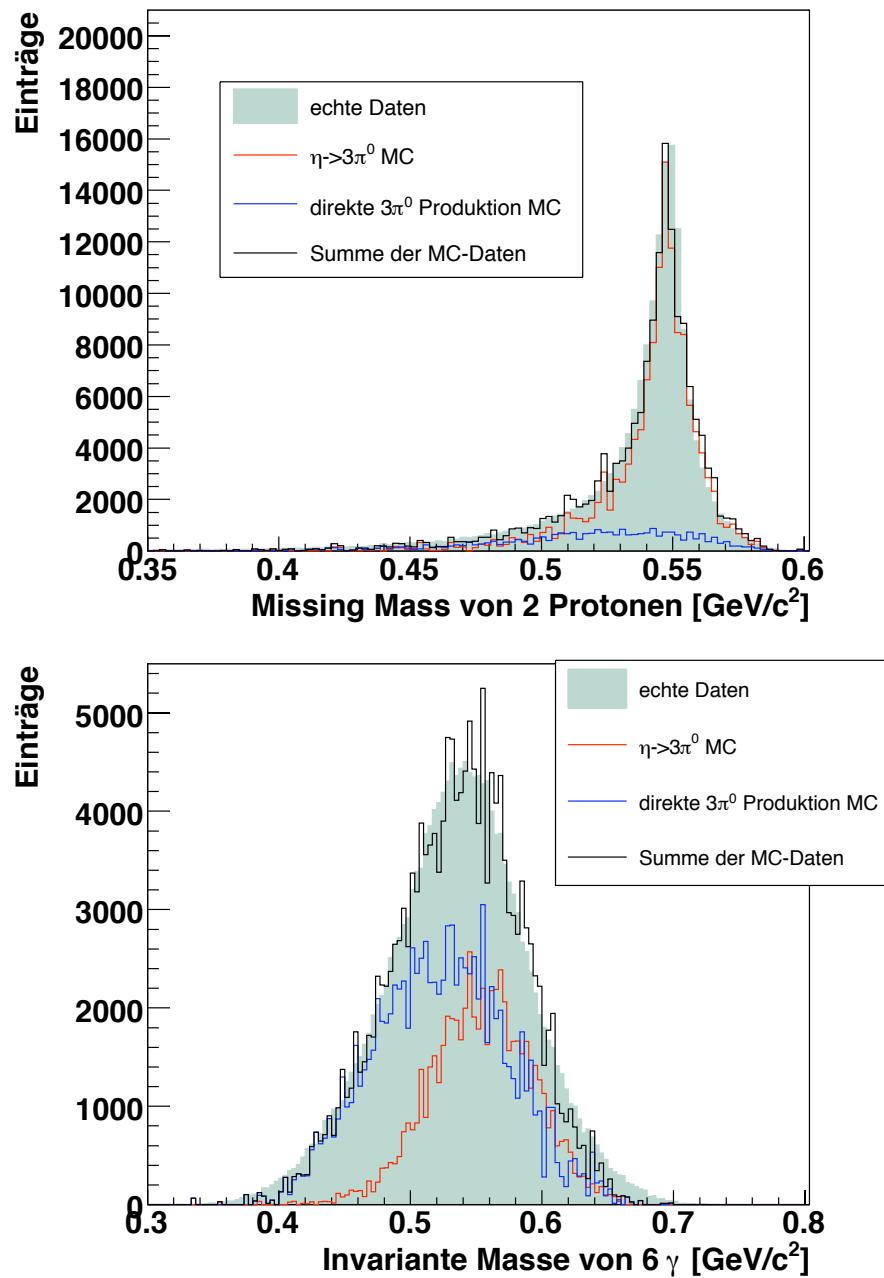


Abbildung 3.11: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Verschmierung bei FRH 15 %, bei SEC 9 %.

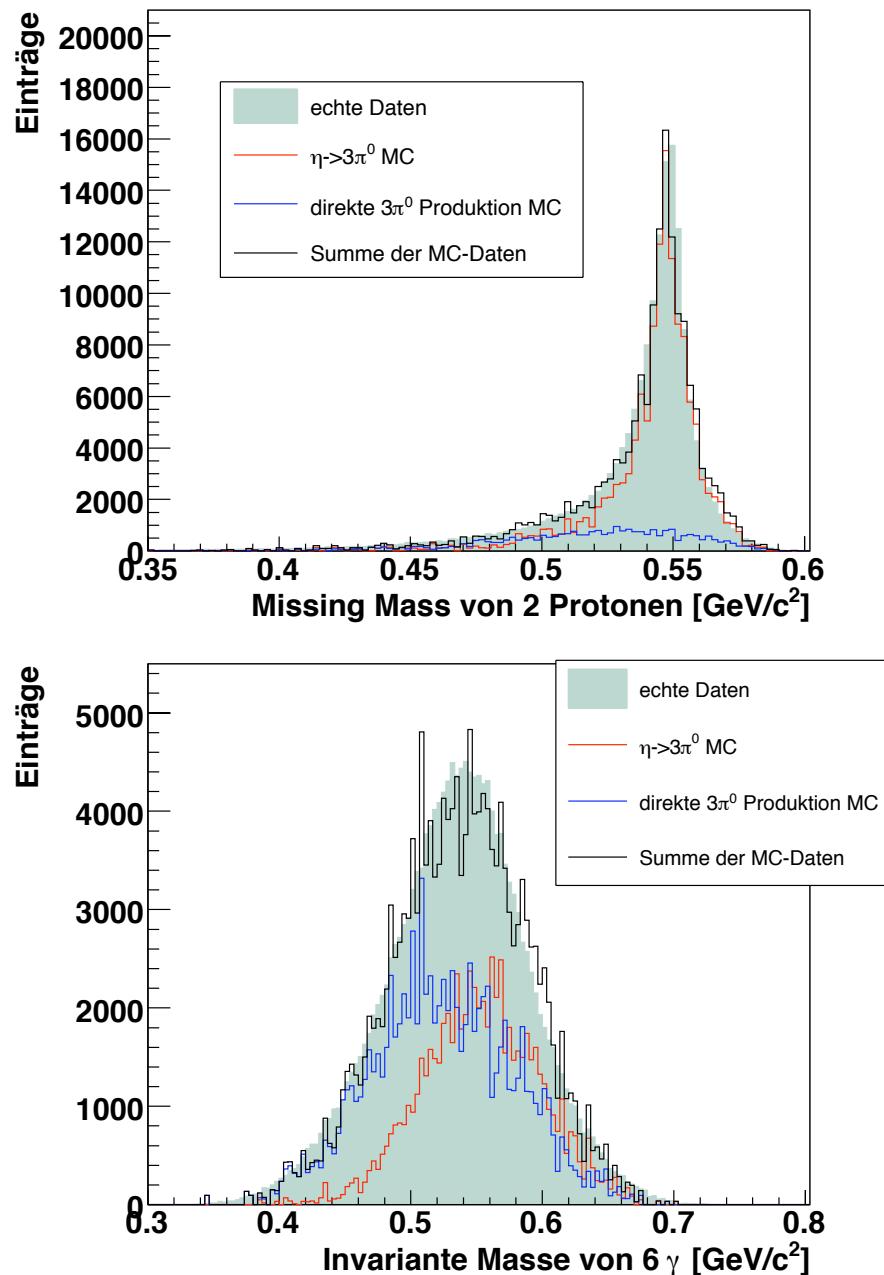


Abbildung 3.12: Missing Mass der Protonen (oben) und invariante Masse der sechs Photonen (unten). Verschmierung bei FRH 15 %, bei SEC 15 %.

Verschmierung [%]		Parameter MM		Parameter IM	
FRH	SEC	a	b	a	b
5	5	0,903±0,003	0,087±0,001	0,418±0,004	0,616±0,004
5	9	0,924±0,003	0,087±0,001	0,427±0,003	0,503±0,003
9	5	0,924±0,003	0,087±0,001	0,427±0,003	0,503±0,003
9	9	0,817±0,003	0,079±0,001	0,443±0,004	0,566±0,004
9	15	0,803±0,003	0,073±0,001	0,493±0,004	0,557±0,004
15	9	0,719±0,003	0,042±0,001	0,467±0,004	0,555±0,003
15	15	0,740±0,003	0,045±0,001	0,458±0,004	0,603±0,004

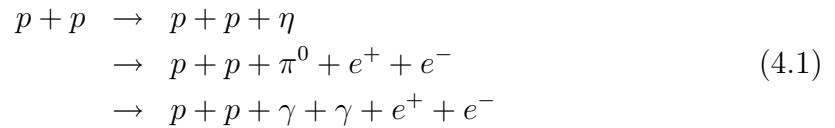
Tabelle 3.1: Parameter der Fitfunktion der Missing Mass und der invarianten Masse bei verschiedenen Verschmierungen der Energie im FRH beziehungsweise im SEC.

Die Parameter der Fitfunktionen für verschiedene Verschmierungen der Energie sind in der Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Unsicherheiten sind hier ebenfalls mit Hilfe des MINUIT-Pakets bestimmt worden. Die Fitfunktionen beschreiben gut die jeweiligen Verteilungen der echten Daten, eine Übereinstimmung der Parameter von Missing Mass und invarianter Masse konnte jedoch nicht gefunden werden. Eine mögliche Erklärung dafür ist der hohe Restgasanteil in der Streukammer. Wenn eine Reaktion, die gesucht wird aus der Wechselwirkung des COSY-Strahls mit dem Restgas entstanden ist, dann ist die Winkelbestimmung der Teilchenspuren, die auf den erwarteten Vertexpunkt mit dem Pelletttarget eingestellt ist, dadurch ungenau und es kommt bei der Rekonstruktion des η -Peaks zu Verschmierungen. Ein kleiner Anteil des Restgases ist unvermeidlich, da die Pellets in der Streukammer nach der Wechselwirkung mit dem Strahl aufplatzen und verdampfen. Ein geringer Teil des Gases aus dem Beam Dump trägt ebenfalls zum Restgasanteil bei. Eine weitere Erhöhung des Restgasanteils ist nach dem Auswechseln des Beam Dumps aufgetreten, was vor der Aprilstrahlzeit stattfand. Während früher die Pellets in diesem mit Hilfe einer Kryopumpe sofort zurückgehalten werden konnten, werden sie in dem neuen Beam Dump eventuell mehrmals an den Wänden reflektiert bevor sie verdampfen, so dass ein geringer Anteil der Pellets wieder in die Streukammer gelangt. Wenn sie dort verdampfen, bilden sie ebenfalls Restgas. Da diese hohen Anteile des Restgases erst seit kurzem auftreten, sind sie noch nicht in den Simulationen berücksichtigt. Zurzeit werden Lösungsvorschläge zu diesem Problem diskutiert. Deswegen ist eine Verbesserung der oben gemessenen Ergebnisse zu erwarten.

Kapitel 4

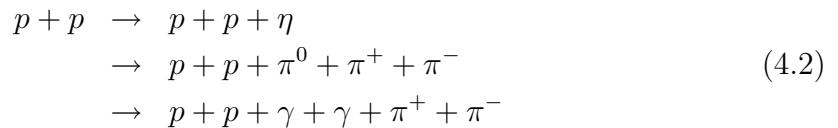
Untergrundreduzierung

Die ersten Studien zum verbotenen Zerfall (Abschnitt 1.3) werden mit den Daten durchgeführt, die während der Stahlzeit von April 2007 aufgenommen wurden. Dabei wurden die η -Mesonen in Proton-Proton-Srößen erzeugt. Um den verbotenen Zerfall zu rekonstruieren, müssen alle beteiligten Teilchen direkt oder indirekt nachgewiesen werden.



Es müssen also zwei Protonen, zwei Photonen, ein Positron und ein Elektron pro Ereignis nachgewiesen werden. Mit der Missing Mass-Methode und der invarianten Masse muss sichergestellt werden, dass dabei das η -Meson und ein π^0 -Meson erzeugt wurden und die Teilchen im Zentraldetektor aus den entsprechenden Zerfällen stammen.

Mit diesen Einschränkungen in der Analysekasse ist es noch nicht möglich den gesuchten Zerfall zu isolieren. Es gibt mehrere Reaktionen, die fälschlicherweise als die gesuchte Reaktion identifiziert werden können. Eine davon ist die Reaktion



Die Protonen stammen hier ebenfalls aus der η -Produktion und werden sich von den Protonen aus der gesuchten Reaktion 4.2 nicht unterscheiden lassen. Die invariante Masse der Photonen ergibt bei beiden Zerfällen die Masse des π^0 . Die geladenen

Pionen aus dem Untergrundzerfall können als Elektron beziehungsweise Positron fehlidentifiziert werden.

In diesem Teil der Arbeit wird das Verhalten der Teilchen aus dem gesuchten verbotenen Zerfall und dem Untergrundzerfall in verschiedenen Spektren betrachtet und verglichen. Dabei wird nach Spektren gesucht, in denen geeignete Selektionsbedingungen (Cuts) gesetzt werden können. Gefordert wird dabei eine Minimierung der nachgewiesenen Untergrundzerfälle, mit einer möglichst hohen Ausbeute an den gesuchten Zerfällen. Zu diesem Zweck wurden Simulationen von den beiden Zerfällen angefertigt. Von dem gesuchten Zerfall wurden 100 000 Ereignisse simuliert. Nach den Cuts sollte nach eine gute Statistik erhalten sein, ohne einen zu hohen Zeitaufwand für die Analyse. Von dem Untergrundzerfall werden nach den Cuts nur wenig Ereignisse erwartet, deswegen müssen hier mehr Ereignisse simuliert werden, um eine gute Statistik zu haben. Für die ersten Analysen wurden hier 2 000 000 Ereignisse simuliert. Mit dieser Zahl an Ereignissen sollen die Analysen einen Überblick über das Spektrenverhalten geben und schnell durchgeführt werden können. Für die endgültige Bestimmung der Effektivität der Cuts wurden Simulationen des Untergrundzerfalls mit 23 000 000 Ereignissen durchgeführt. Alle Analysen der simulierten Daten in diesem Teil wurden mit einer Energieverschmierung von 9 % im FRH und 9 % im SEC durchgeführt. Die Strahlenergie beträgt hier ebenfalls 1,398 GeV.

Um die obere Grenze des verbotenen Zerfalls herunterzusetzen zu können, müssen die Selektionsbedingungen eine bestimmte Effektivität erreichen. Das η -Meson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von $0,227 \pm 0,004$ in den erlaubten Untergrundzerfall 4.3 und mit einer nach dem aktuellen Kenntnisstand maximalen Wahrscheinlichkeit von $< 4 \cdot 10^{-5}$ in den verbotenen Zerfall 4.2. Das Verhältnis der beiden Zerfälle berechnet sich zu:

$$\frac{0,227 \pm 0,004}{4 \cdot 10^{-5}} > 5675 \pm 100. \quad (4.3)$$

Das bedeutet für die Selektionsbedingungen, dass die Reduzierung der Untergrundzerfälle um diesen Faktor größer sein muss, als die Reduzierung der gesuchten Zerfälle. Damit wäre es bereits möglich den verbotenen Zerfall soweit zu selektieren, dass die aktuelle obere Grenze seines Verzweigungsverhältnisses erreicht werden könnte.

4.1 Die Selektion der gesuchten Reaktion und der Untergrundreaktion

Für die Untersuchung der beiden Zerfälle wird dieselbe Analysekategorie benutzt. Die Analyse wird durchgeführt mit der Bedingung, dass zwei geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor gefunden werden sowie zwei neutrale und zwei geladene Teilchen

im Zentraldetektor. Bei den neutralen Teilchen wird zusätzlich gefordert, dass kein Energieverlust im Plastiksintillator erfolgt ist. Bei den geladenen Teilchen im Zentraldetektor ist die Impulsbestimmung mit der MDC wichtig und deshalb werden nur die Teilchen als geladen definiert, die in MDC ein Signal verursachen. Sie werden auch nach ihrer Ladung unterschieden, das heißt, in der Analyse werden den Teilchen im Zentraldetektor eine Ladung +1 oder -1 zugewiesen. In die Ereignisselektion wird wieder das Protonenband miteinbezogen (siehe Abbildung 4.1). Beim Füllen der Histogramme wird gefordert, dass die beiden geladenen Teilchen im Vorwärtsdetektor in dem Protonenband enthalten sind. Mit diesem Schnitt werden alle Ereignisse

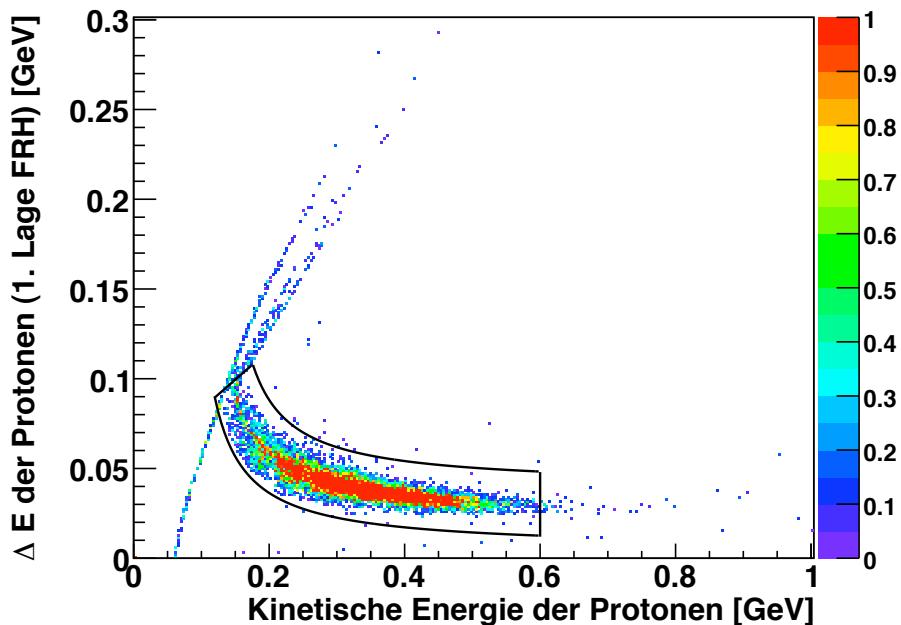


Abbildung 4.1: Energieverlust in der ersten Lage des FRH gegen die rekonstruierte kinetische Energie im Vorwärtsdetektor. Der Protonenband-Cut ist schwarz markiert. Dargestellt sind simulierte Daten des verbotenen Zerfalls.

weggeschnitten, dessen Teilchen im Vorwärtsdetektor nicht im Protonenband liegen (Abbildung 4.1). In den echten Daten werden solche Teilchen nicht als Protonen identifiziert.

Mit der Missing Mass Methode wird überprüft, ob die Protonen aus der η -Produktion stammen. Dieses Spektrum wurde nach dem Cut um das Protonenband

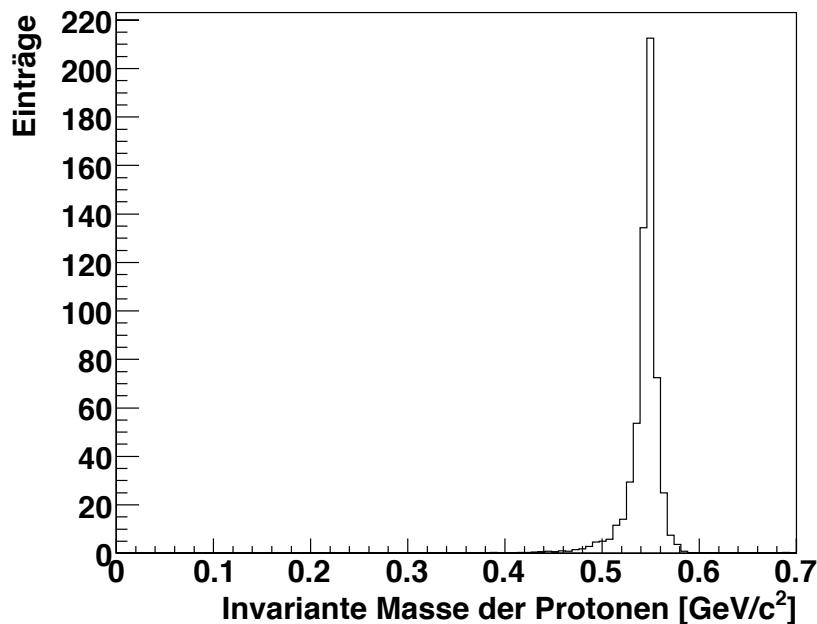


Abbildung 4.2: Missing Mass der Protonen aus dem Protonenband. Der Peak liegt wie erwartet bei der η^0 -Masse. Dargestellt sind simulierte Daten des verbotenen Zerfalls.

aufgenommen. Für beide Zerfälle ist die Missing Mass der simulierten Daten gleich und liegt bei der Masse des η -Mesons. Deshalb hätte ein Cut hier keinen Effekt.

Zusätzlich muss sichergestellt werden, dass die nachgewiesenen Photonen aus dem π^0 -Zerfall stammen. Ihre invariante Masse muss bei der Masse des neutralen Pions liegen. Da die invariante Masse der Photonen bei beiden Zerfällen gleich ist und einen Peak bei der Masse des π^0 -Mesons darstellt, wurde hier bei den simulierten Daten keine Cuts gesetzt.

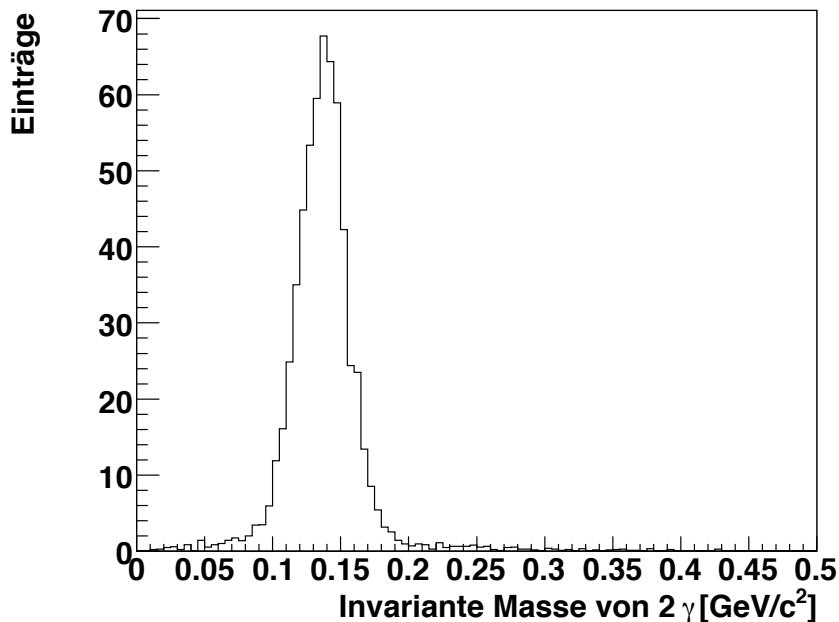


Abbildung 4.3: Invariante Masse von zwei Photonen im Zentraldetektor. Der Peak liegt bei der π^0 -Masse. Dargestellt sind simulierte Daten des verbotenen Zerfalls.

Die Analyse der simulierten Daten mit den oben angegebenen Bedingungen ergibt für die beiden Reaktionen folgende Ausbeuten:

Zerfall	Ereignisse	Anteil [%]
$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$:	$5\,378 \pm 73$	$5,38 \pm 0,07$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$:	$70\,642 \pm 266$	$3,53 \pm 0,01$

Tabelle 4.1: Menge der mit der Analyse identifizierten Ereignisse der Reaktionen mit dem gesuchten Zerfall und dem Untergrundzerfall. Der Anteil in % bezieht sich auf die Zahl der simulierten Ereignisse.

Die Menge der identifizierten Ereignisse wird eingeschränkt durch die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems und durch die Nachweiswahrscheinlichkeit mit der Analysesoftware.

4.2 Suche nach Unterscheidungskriterien der Zerfälle

Im Folgenden werden verschiedene Histogramme der beiden Reaktionen betrachtet und die Spektren miteinander verglichen. In diesem Abschnitt werden alle Spektren mit simulierten Daten durchgeführt.

4.2.1 Energieverluste im Plastiksintillator

Analog zum Protonenband im Vorwärtsdetektor könnten sich das Pionenband und das Elektronen- bzw. Positronenband im Zentraldetektor klar voneinander unterscheiden. Im Folgenden sind Spektren dargestellt, in denen der Energieverlust der geladenen Teilchen im PS gegen die gesamte deponierte Energie beziehungsweise gegen den Impuls dieser Teilchen aufgetragen ist (Abbildung 4.4).

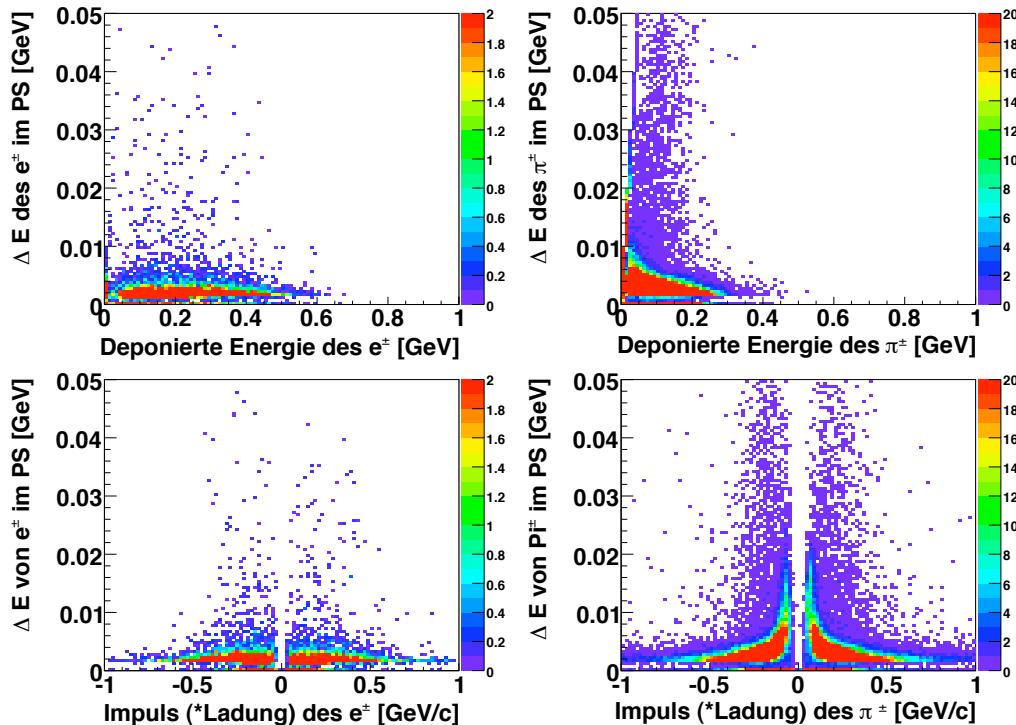


Abbildung 4.4: Energieverlust im PS gegen die gesamte deponierte Energie im Zentraldetektor (oben), Energieverlust gegen den Impuls, multipliziert mit der Ladung (unten).

Der Impuls wurde mit der Ladung der Teilchen multipliziert, um die Elektronen von den Positronen zu unterscheiden oder die negativ geladenen Pionen von den positiven. Es sind Unterschiede zwischen den Zerfallsprodukten zu erkennen, aber

eine Trennung ist nicht möglich, ohne zu viel von der gesuchten Reaktion wegzuschneiden.

4.2.2 Gesamtenergie und Impuls im Zentraldetektor

In diesem Abschnitt werden die Abhängigkeiten der gesamten deponierten Energie von dem Impuls der Teilchen verglichen. Die geladenen Pionen haben eine Ruhemasse von $m_{\pi^\pm} \approx 139,6 \text{ MeV}/c^2$, die Elektronen und die Positronen haben jeweils die Ruhemasse $m_{e^\pm} \approx 0,511 \text{ MeV}/c^2$ [Y⁺06]. Die Pionen sind mehr als zwei Größenordnungen schwerer, als die Elektronen oder Positronen. Ihre kinetische Energie ist deswegen beim konstanten Impulswert kleiner als die der Positronen und Elektronen. Der Energie-Impuls-Zusammenhang ist in den folgenden Gleichungen 4.4 und 4.5 verdeutlicht.

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 = (E_{kin} + m_0 c^2)^2. \quad (4.4)$$

Es gilt in der Kernphysik die übliche Konvention $\hbar = c = 1$. Damit lässt sich die Gleichung 4.4 einfach nach E_{kin} auflösen.

$$E_{kin} = -m_0 + \sqrt{m_0^2 + p^2}. \quad (4.5)$$

Dabei ist m_0 die Ruhemasse eines Teilchens, E seine Gesamtenergie und p der Impuls. Bei den Teilchen mit großer Ruhemasse ist die kinetische Energie bei konstantem Impuls kleiner als bei den Teilchen mit viel kleinerer Ruhemasse (Gleichung 4.5). Je kleiner die Masse des Teilchens, desto näher ist die Steigung der Impulsabhängigkeit der kinetischen Energie an eins. Die Abhängigkeit der Energien von den Impulsen für die beiden Zerfälle sind in den Histogrammen 4.5 dargestellt. Das Unterschiedliche Verhalten ist hier deutlich zu beobachten.

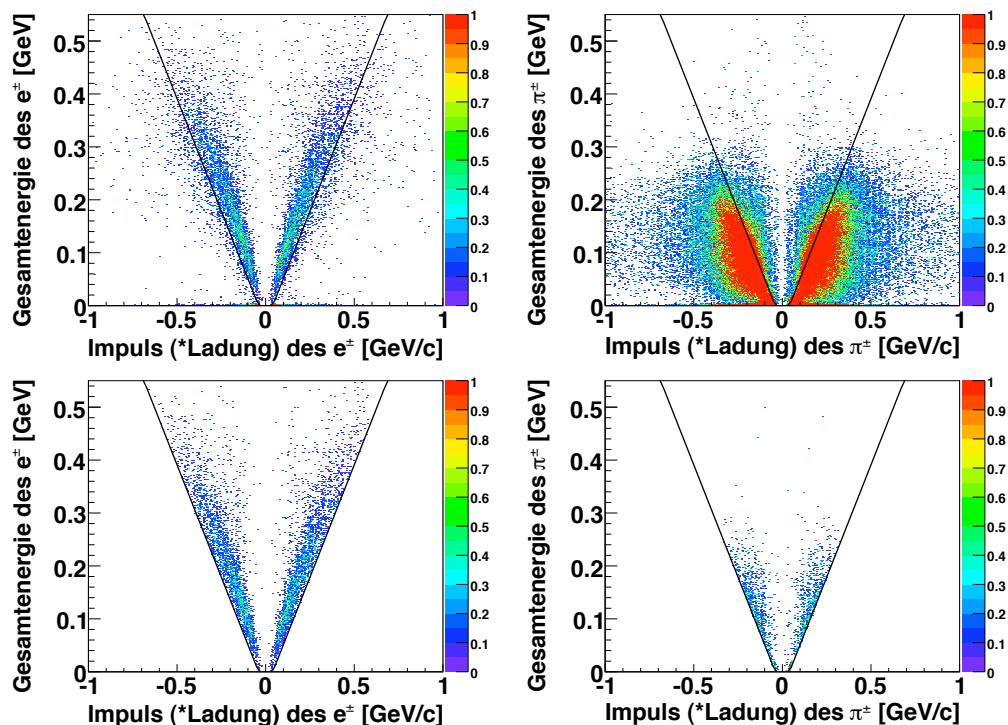


Abbildung 4.5: Gesamte deponierte Energie der geladenen Teilchen im Zentraldetektor aufgetragen gegen den Impuls der Teilchen. Links sind die Positronen und die Elektronen, rechts die geladenen Pionen dargestellt. Die unteren Spektren sind nach dem Anwenden des Cuts (schwarze Linien) aufgenommen worden.

An dieser Stelle ist eine gute Trennung der Reaktionen möglich. Vor dem Schneiden sind bei der gesuchten Reaktion 5 378 Ereignisse identifiziert und bei der Untergrundreaktion 70 642 (siehe Tabelle 4.1). Nach dem Schneiden bleiben von der gesuchten Reaktion noch $(3\,111 \pm 56)$ Ereignisse, also $(58 \pm 1)\%$ der mit der Analyse identifizierten Ereignisse. Von der Untergrundreaktion bleiben (991 ± 31) Ereignisse, also $(1,40 \pm 0,04)\%$. Damit ist ein erheblicher Teil des Untergrundes beseitigt.

4.2.3 Invariante Masse der Teilchen im Zentraldetektor

Die invariante Masse von zwei Photonen und zwei Pionen beziehungsweise einem Positron und einem Elektron entspricht der Masse des η -Mesons (Gleichung 1.13). Für die Rekonstruktion der Viererimpulse der Teilchen muss deren Masse in die Analysekasse eingegeben werden. Da später in der Analyse der echten Daten zunächst nicht bekannt ist, ob es sich bei geladenen Teilchen im Zentraldetektor um Pionen oder Elektronen handelt, wird für die Rekonstruktion der Vierervektoren die Masse des Elektrons benutzt. Die invariante Masse von zwei Photonen und zwei geladenen Pionen sollte deswegen niedrigere Werte als die η -Masse liefern, da zu geringe Massen angenommen wurden. Die Spektren der beiden Zerfälle sind zusammen in dem folgenden Histogramm 4.6 dargestellt.

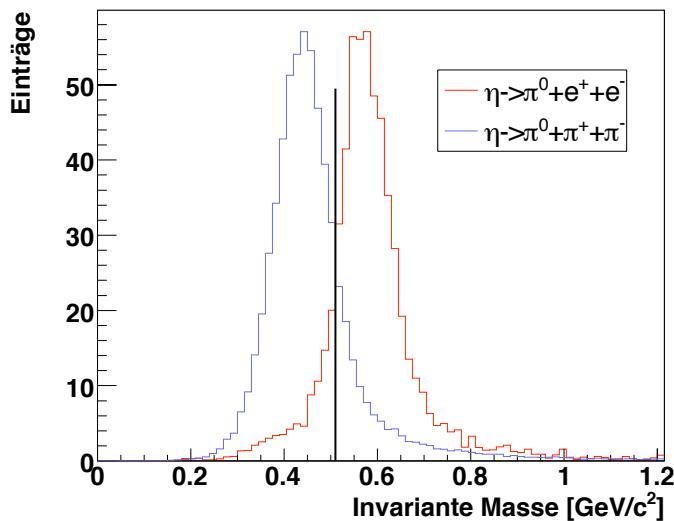


Abbildung 4.6: Invariante Masse der Zerfallsprodukte des η -Mesons für beide Zerfälle. Ein möglicher Cut ist schwarz eingezeichnet.

Die Maxima der Verteilungen sind klar getrennt, aber der Überlapp ist noch zu groß. Der Schnitt könnte bei $510\,\text{MeV}/c^2$ gemacht werden.

4.2.4 Missing Mass der Protonen und Photonen

Zusätzlich gibt es die Möglichkeit die Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen zu betrachten. Es fehlt in diesem Fall der Betrag des Viererimpulses eines Zwei-Teilchen-Systems. Die obere Grenze der Missing Mass-Verteilung ergibt sich aus dem kinematischen Limit der jeweiligen Reaktion. Die untere Grenze der Missing Mass-Verteilung liegt bei der Ruhemasse der beiden fehlenden Teilchen. Im Fall der Pionen muss die minimale Missing Mass also bei etwa $280 \text{ MeV}/c^2$ liegen, und im Fall der gesuchten Reaktion liegt sie bei etwa $1 \text{ MeV}/c^2$. Die Spektren der Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen sind in dem folgenden Histogramm dargestellt (Abbildung 4.7). Eine gute Trennung ist hier nicht möglich, da sich die

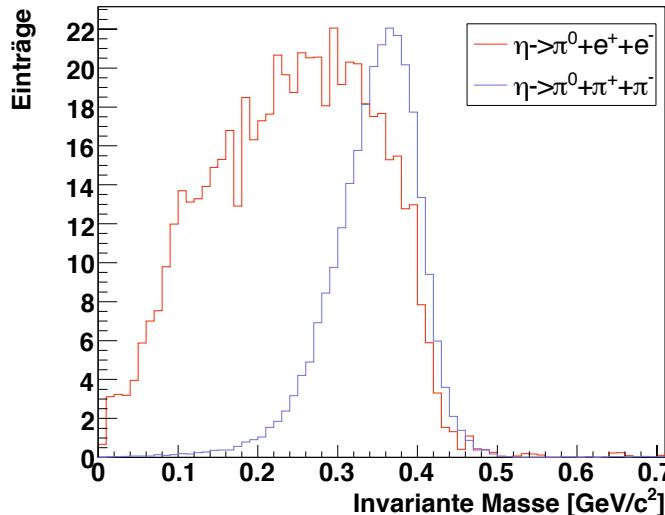


Abbildung 4.7: Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen für die Reaktionen mit dem gesuchten (rot) und dem Untergrundzerfall (blau).

beiden Verteilungen zu stark überlappen. Aber bei der Darstellung der Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen in Abhängigkeit von der invarianten Masse der geladenen Pionen beziehungsweise des Elektrons und des Positrons sind deutlichere Unterschiede zwischen den beiden Reaktionen zu beobachten (Abbildung 4.8).

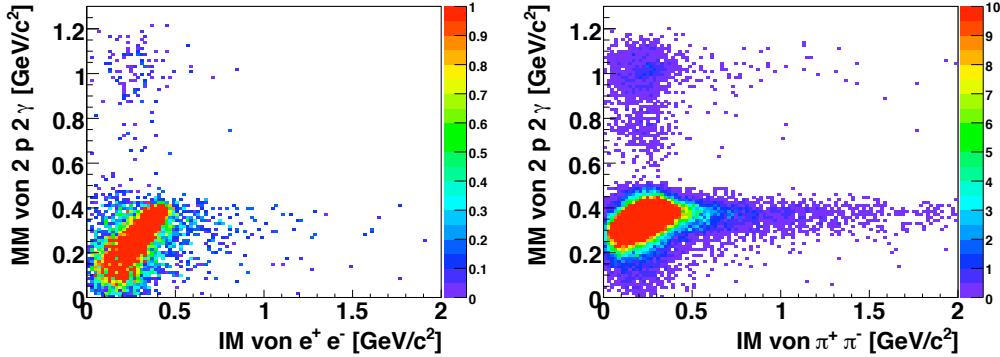


Abbildung 4.8: Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen in Abhängigkeit von der invarianten Masse der Elektronen und Positronen (links) beziehungsweise der geladenen Pionen (rechts).

Ebenfalls sind unterschiedliche Abhängigkeiten der Missing Mass von der invarianten Masse aller Teilchen im Zentraldetektor zu erkennen (Abbildung 4.9). Die

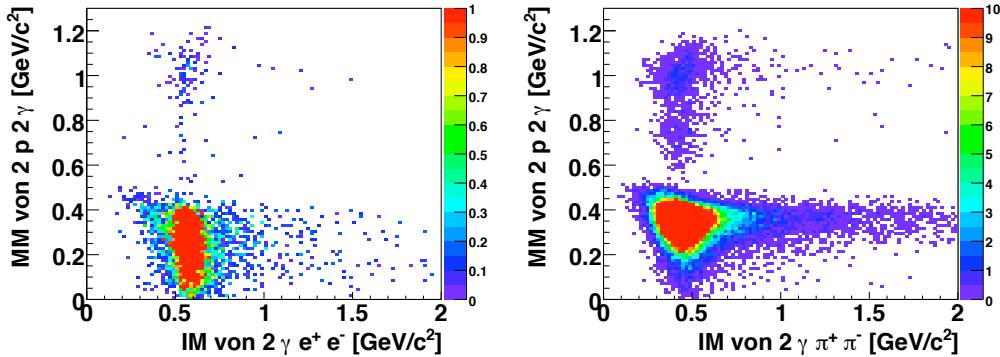


Abbildung 4.9: Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen in Abhängigkeit von der invarianten Masse der Zerfallsprodukte des η -Mesons. Links ist die gesuchte Reaktion und rechts die Untergrundreaktion.

Gebiete mit den maximalen Einträgen (rot) überlappen nicht so stark, ein zusätzlicher Cut könnte in beiden Fällen gemacht werden.

4.2.5 Der Dalitzplot

Ein unterschiedliches Verhalten der Teilchen wegen ihrer Massendifferenz könnte sich auch bei einem Dalitzplot herausstellen. Bei einem Drei-Teilchen-Zerfall ist der Dalitzplot eine graphische Darstellung von der invarianten Masse des ersten und des zweiten Teilchens, aufgetragen gegen die invariante Masse des zweiten und des dritten Teilchens. Im Fall des gesuchten Zerfalls wird die invariante Masse von dem Elektron und zwei Photonen (für π^0) gegen die invariante Masse von dem Positron und zwei Photonen aufgetragen. Entsprechend wird das Spektrum mit den geladenen Pionen für die Untergrundreaktion gemacht. Die Dalitzplots sind im Folgenden dargestellt. Ein effektiver Cut ist in diesem Spektrum noch nicht möglich. Der Da-

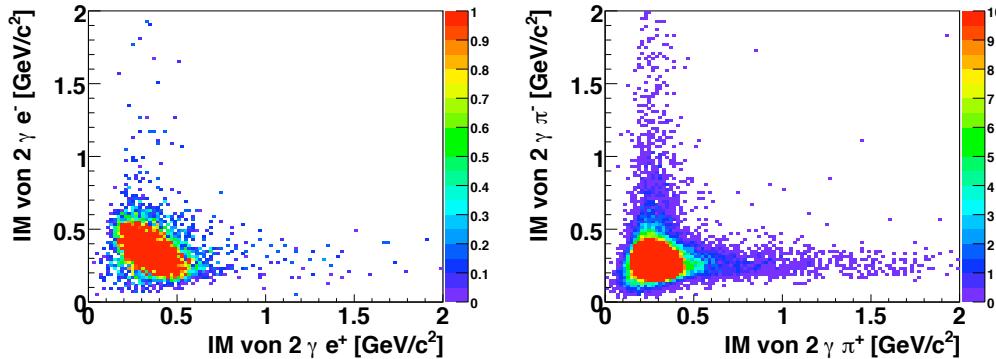


Abbildung 4.10: Dalitzplot des gesuchten η -Zerfalls (links) und des Untergrundzerfalls (rechts).

litzplot wird aber noch in dem nächsten Abschnitt 4.3 behandelt.

4.3 Kombinieren der Selektionsbedingungen

Das Aussehen der Spektren kann sich ändern, wenn dafür Ereignisse verwendet werden, die bereits mit einem anderen effektiven Cut vorselektiert wurden. Es ist möglich, dass durch diese Reduzierung der Ereignisse deutlichere Trennung der Teilchen in den Spektren möglich wird. Da eine besonders gute Selektion der Ereignisse bei dem Energie-Impuls-Cut (siehe Histogramme 4.5) zu beobachten ist, wird dieser Cut als Selektionsbedingung für alle weiteren Histogramme angewendet. Die Spektren, die danach eine bessere Trennung der Teilchen aufweisen, können wieder miteinander verglichen und kombiniert werden. Im Folgenden sind die Spektren dargestellt (Abbildungen 4.11, 4.12, 4.13 und 4.14), die nur Ereignisse enthalten, die nach dem Energie-Impuls-Cut noch vorhanden sind.

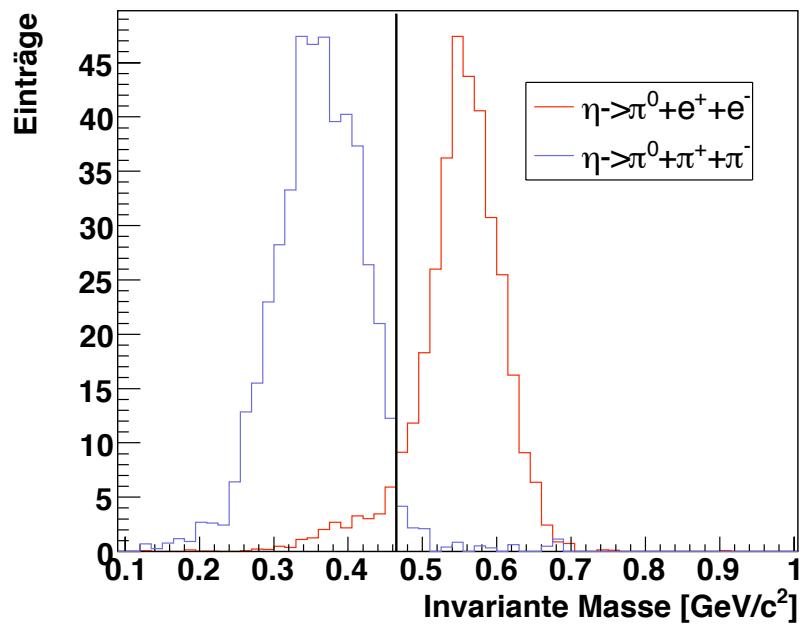


Abbildung 4.11: Invariante Masse der Zerfallsprodukte des η -Mesons nach dem Energie-Impuls-Cut. Der Cut der invarianten Masse (IM-Cut) ist schwarz eingezeichnet.

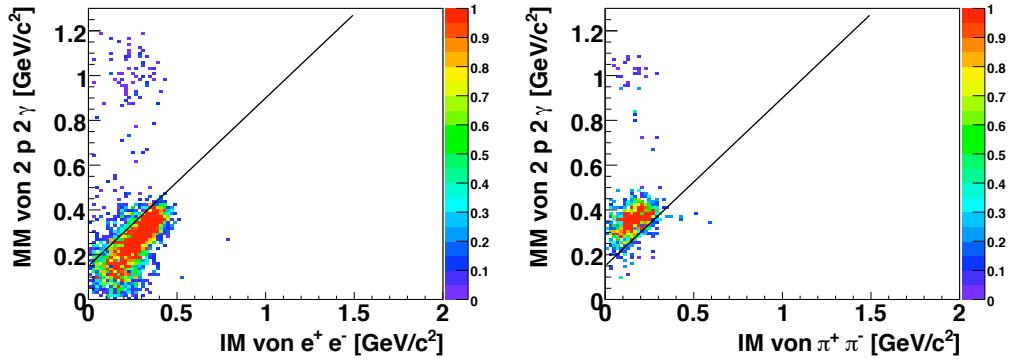


Abbildung 4.12: Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen in Abhängigkeit von der invarianten Masse des Positrons und des Elektrons beziehungsweise der Pionen nach dem Energie-Impuls-Cut. Ein möglicher Cut (Cut A) ist schwarz eingezeichnet.

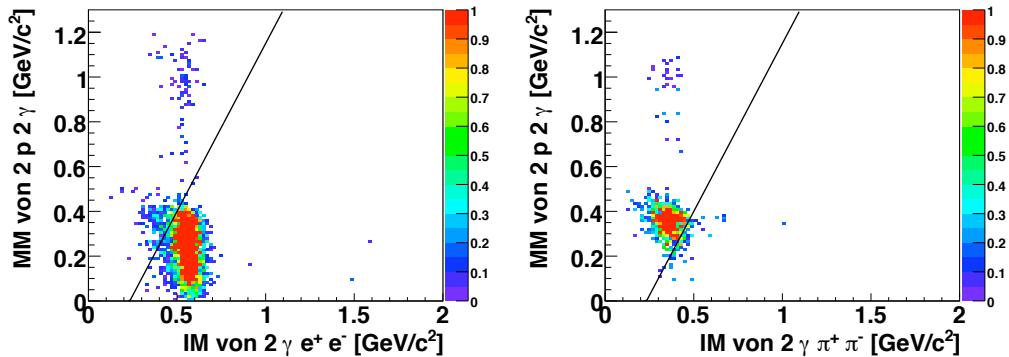


Abbildung 4.13: Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen in Abhängigkeit von der invarianten Masse der Zerfallsprodukte des η -Mesons nach dem Energie-Impuls-Cut. Ein möglicher Cut (Cut B) ist schwarz eingezeichnet.

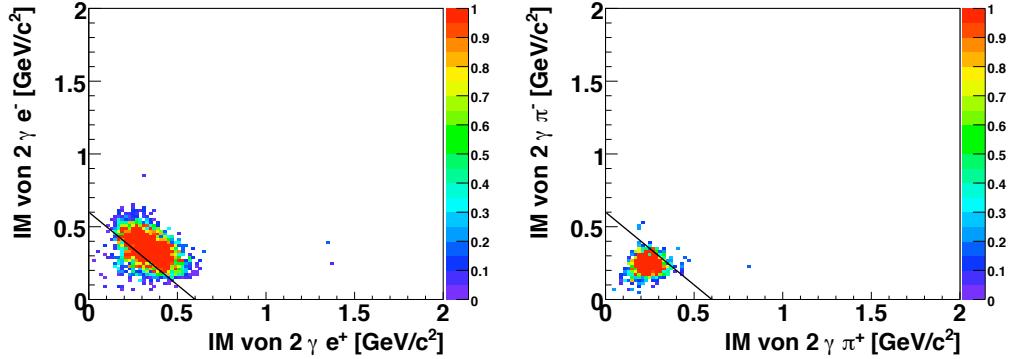


Abbildung 4.14: Dalitzplots nach dem Energie-Impuls-Cut. Ein Cut (Dalitzplot-Cut) ist schwarz eingezeichnet.

Wie erwartet ist das unterschiedliche Verhalten der geladenen Pionen und der Elektronen und Positronen nach dem Energie-Impuls-Cut noch deutlicher geworden. Die Effektivität der vier letzteren Selektionsbedingungen kann jetzt verglichen werden und der beste Cut ebenfalls global angewendet werden, um dadurch eine eventuelle Verbesserung der übrigen Cuts zu erzielen. Die Anteile beziehen sich auf die Ereignisse nach dem Energie-Impuls-Cut. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Cut	$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$		$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$	
	Ereignisse	Anteil [%]	Ereignisse	Anteil [%]
nur Energie-Impuls	3 111	100	991	100
IM-Cut	2 862 \pm 53	92,0 \pm 1,7	30 \pm 5	3,0 \pm 0,5
Cut A	2 774 \pm 53	89,2 \pm 1,7	67 \pm 8	6,8 \pm 0,8
Cut B	2 847 \pm 53	91,5 \pm 1,7	77 \pm 9	7,8 \pm 0,9
Cut Dalitzplot	2 524 \pm 50	81,1 \pm 1,6	54 \pm 7	5,4 \pm 0,7

Tabelle 4.2: Anteil der Ereignisse, die nach einem Cut noch identifiziert werden. Vier verschiedene Cuts für die beiden Zerfälle sind zum Vergleich aufgeführt.

Aus den in der Tabelle 4.2 aufgeführten Cuts, stellt sich der Cut bei der invarianten Masse als besonders effektiv heraus aufgrund der starken Untergrundreduktion bei einer hohen Ausbeute an gesuchten Zerfällen. Deshalb werden die drei anderen Spektrenpaare (Abbildungen 4.12, 4.13 und 4.14) nochmals nach dieser Selektionsbedingung aufgenommen und verglichen.

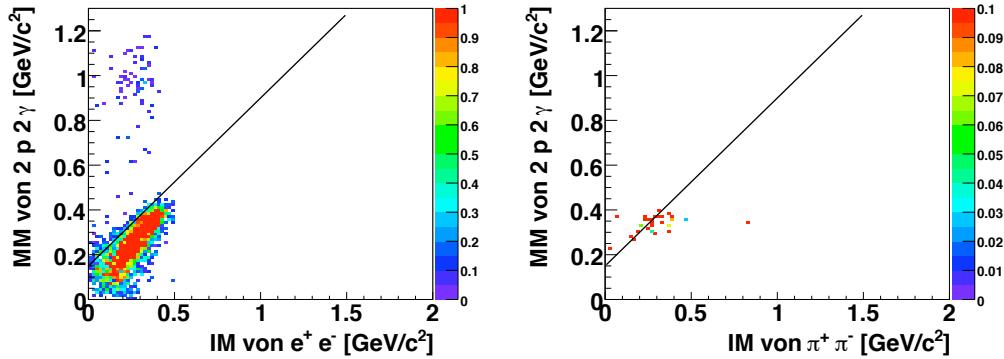


Abbildung 4.15: Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen in Abhängigkeit von der invarianten Masse des Positrons und des Elektrons beziehungsweise der Pionen nach dem IM-Cut zusätzlich zum Energie-Impuls-Cut. Ein Cut (Cut A) ist schwarz eingezeichnet.

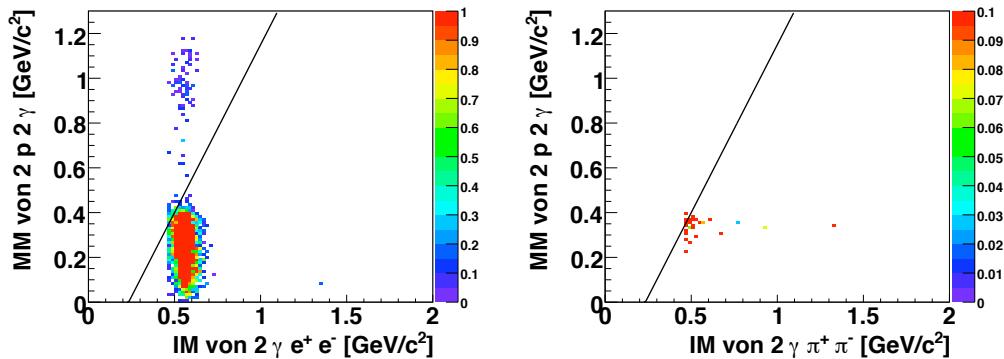


Abbildung 4.16: Missing Mass von zwei Protonen und zwei Photonen in Abhängigkeit von der invarianten Masse der Zerfallsprodukte des η -Mesons nach dem IM-Cut zusätzlich zum Energie-Impuls-Cut. Ein Cut (Cut B) ist schwarz eingezeichnet.

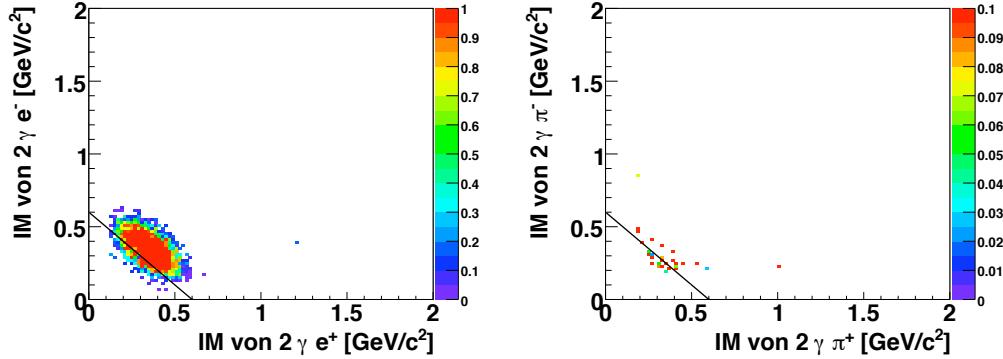


Abbildung 4.17: Dalitzplot nach dem IM-Cut zusätzlich zum Energie-Impuls-Cut. Ein Cut (Dalitzplot-Cut) ist schwarz eingezeichnet.

Die Ergebnisse sind wieder in der folgenden Tabelle zusammengefasst, wobei für die Untergrundreaktion die Simulation mit 23 000 000 Ereignissen verwendet wurde.

Cut	$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$		$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$	
	Ereignisse	Anteil [%]	Ereignisse	Anteil [%]
nur Energie-Impuls	3 111	100	11 440	100
IM-Cut + Cut A	2673 ± 52	$85,9 \pm 1,7$	286 ± 17	$2,5 \pm 0,1$
IM-Cut + Cut B	2655 ± 52	$85,3 \pm 1,7$	310 ± 18	$2,7 \pm 0,2$
IM-Cut + Cut Dalitzplot	2343 ± 48	$75,3 \pm 1,5$	220 ± 15	$1,9 \pm 0,1$

Tabelle 4.3: Anteil der Ereignisse, die nach einem Cut identifiziert werden. Drei verschiedene Cuts für die beiden Zerfälle sind zusätzlich zum IM-Cut angewandt. Von dem Untergrundzerfall wurden 23 000 000 simulierte Ereignisse analysiert.

Die Cuts liefern sehr ähnliche Ergebnisse. Beim Kombinieren des Cuts A mit dem Dalitzplot konnte eine weitere Verbesserung des Verhältnisses von dem Untergrund und dem gesuchten Zerfall erzielt werden. Damit bleiben von der Untergrundreaktion (162 ± 13) Ereignisse von den 23 000 000 simulierten Reaktionen und von dem gesuchten Zerfall (2343 ± 48) Ereignisse von den 100 000 simulierten. Damit wurde der Untergrund um den Faktor

$$\frac{23\,000\,000}{(162 \pm 13)} = 141\,975 \pm 11\,393 \quad (4.6)$$

reduziert. Der gesuchte Zerfall wurde mit den selben Akzeptanz- und Selektionsbedingungen um den Faktor

$$\frac{100\,000}{2\,343 \pm 48} = 43 \pm 1 \quad (4.7)$$

reduziert. Das Verhältnis der beiden Faktoren ist

$$\frac{141\,975 \pm 11\,393}{43 \pm 1} = 3\,302 \pm 342. \quad (4.8)$$

Es wurde damit bereits die Größenordnung des angestrebte Verhältnis 4.3 erreicht. Es fehlt nur noch ein Faktor von

$$\frac{5\,675 \pm 0,004}{3\,302 \pm 342} = 1,7 \pm 0,2 \quad (4.9)$$

um das obere Limit des gesuchten Zerfalls mit der Untergrundreduzierung unterbieten zu können.

4.4 Analyse der gemessenen Daten

In diesem Abschnitt werden die Spektren der echten Daten betrachten, welche in der Stahlzeit von April 2007 aufgenommen wurden. Dazu wurden vorselektierte Daten analysiert, bei denen zwei geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor gefordert wurden und mindestens zwei Treffer im Plastiksintillator des Zentraldetektors. Damit wurden die Ereignisse selektiert, die geladene Teilchen im Zentraldetektor haben. Es wurden für die folgenden gezeigten Spektren insgesamt 2 342 232 Ereignisse analysiert.

Das ΔE -E-Spektrum (Abbildung 4.18) der Teilchen im Vorwärtsdetektor wurde ohne weitere Einschränkungen aufgenommen um die Notwendigkeit eines Cuts um das Protonenband zu verdeutlichen.

In diesem Histogramm ist zu beobachten, dass das Protonenband über den Cut hinaus geht zu höheren kinetischen Energien. Bei diesen Teilchen muss es um Protonen handeln, aber diese sind sehr energiereich und stammen nicht aus der η -Produktion.

Für die weiteren Spektren wurden in der Analyse weitere Einschränkungen festgelegt. Es werden hier zwei geladene Teilchen im Protonenband gefordert, ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen im Zentraldetektor und zwei neutrale Teilchen im Zentraldetektor.

Für den Nachweis von η -Mesonen muss die Missing Mass der Protonen bestimmt werden (Abbildung 4.19).

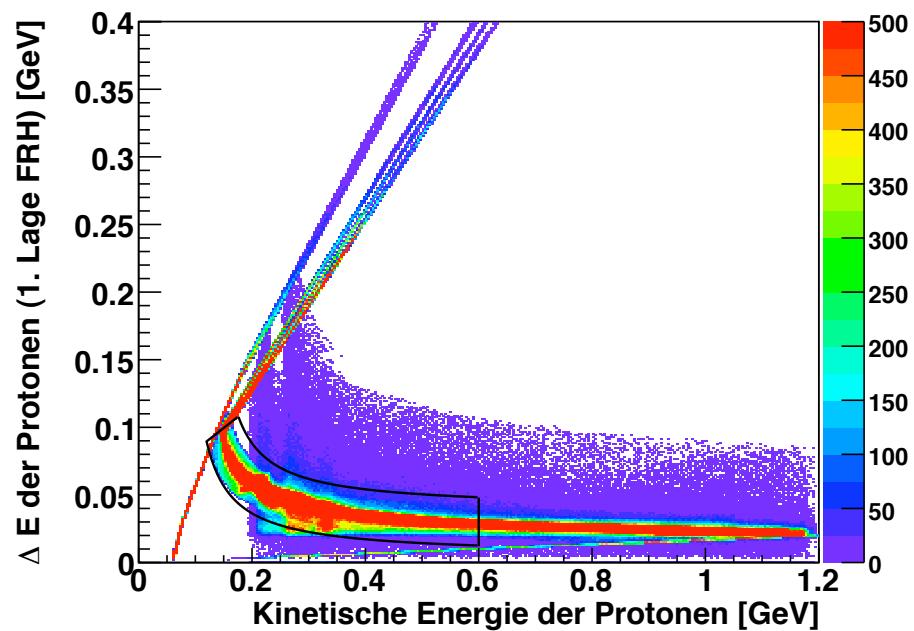


Abbildung 4.18: Energieverlust in der ersten Lage des FRH gegen die rekonstruierte kinetische Energie im Vorwärtsdetektor. Der Protonenband-Cut ist schwarz markiert.

In dem Spektrum ist ein Peak bei der η -Masse zu sehen. Als nächstes werden die Photonen im Zentraldetektor betrachtet. Ihre invariante Masse wird bestimmt (Abbildung 4.20) und überprüft, ob ein Peak bei der Masse des π -Mesons zu erkennen ist.

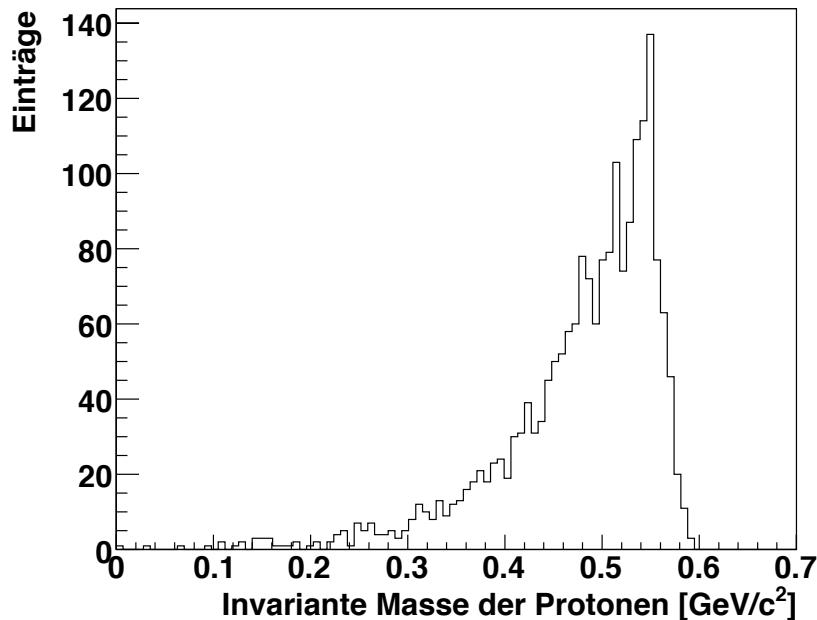


Abbildung 4.19: Missing Mass der Protonen aus dem Protonenband. Es ist ein Peak bei der η -Masse zu erkennen.

In dem Spektrum 4.20 ist ein Peak zu sehen, der bei der π^0 -Masse liegt. Damit lassen sich bereits die neutralen Pionen nachweisen. Von den geladenen Teilchen im Zentraldetektor wird das Energie-Impuls-Spektrum (Abbildung 4.21) untersucht, da es eine wichtige Rolle bei den Selektionsbedingungen des gesuchten verbotenen Zerfalls 4.2 dient.

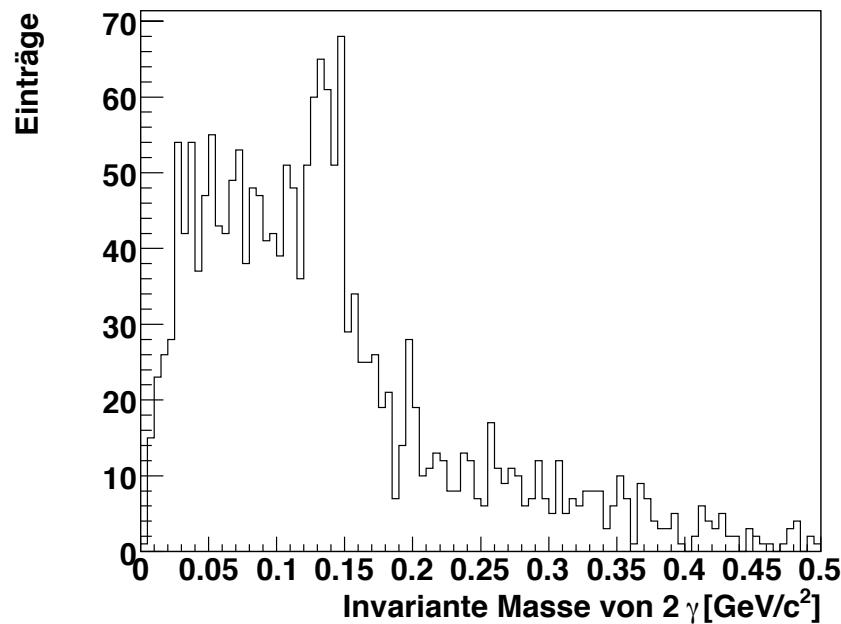


Abbildung 4.20: Invariante Masse von zwei Photonen im Zentraldetektor. Es ist ein deutlicher Peak bei der π^0 -Masse zu erkennen.

In dem Energie-Impuls-Histogramm der echten Daten (Abbildung 4.21) wurden die Cuts eingezeichnet, mit denen die geladenen Pionen von den Elektronen und Positronen getrennt wurden. Hier ist an dieser Stelle keine Trennung zu erkennen. Offensichtlich ist die Energie- beziehungsweise Impulsrekonstruktion der geladenen Teilchen im Zentraldetektor bei den echten Daten noch nicht optimal. An diesem Problem wird im Moment verstärkt gearbeitet, so dass demnächst Verbesserungen zu erwarten sind.

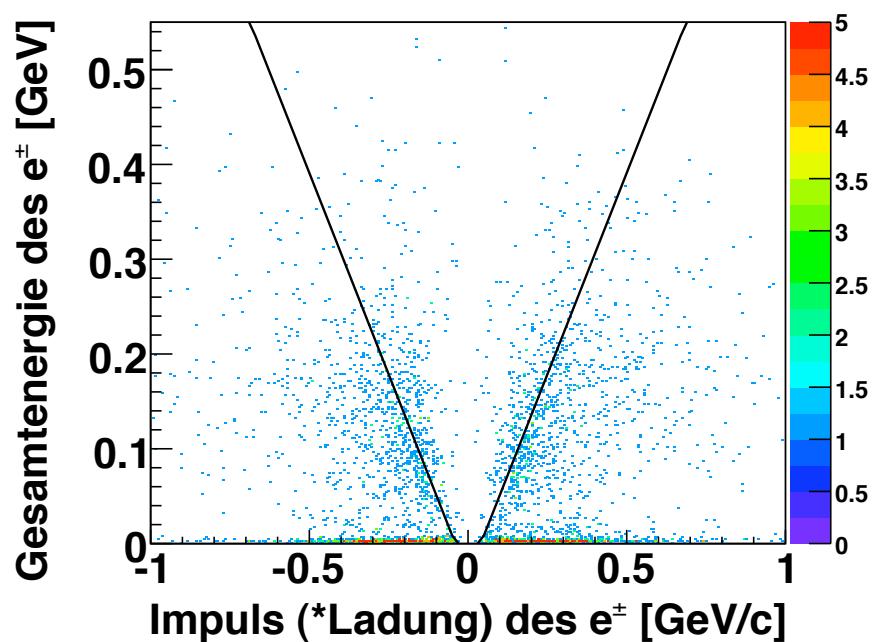


Abbildung 4.21: Gesamte deponierte Energie der geladenen Teilchen im Zentraldetektor aufgetragen gegen den Impuls der Teilchen. Die bei den simulierten Daten verwendeten Cuts sind schwarz eingezeichnet.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$

Bei der Untersuchung des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ konnten Peaks in den Spektren der Missing Mass und der invarianten Masse an den zu erwartenden Werten identifiziert werden. Mit den geeigneten Parametern konnten die simulierten Daten an die Peaks der echten Daten angepasst werden. Es konnte aber keine Übereinstimmung der Parameter zwischen den beiden Methoden gefunden werden. Die Analysen haben gezeigt, dass die Einstellungen der Energieverschmierung in Vorwärts- und Zentraldetektor allein nicht dafür verantwortlich sind. Eine weitere Ursache kann der erhöhte Anteil an Restgas sein, der erst seit kurzem Auftritt und in den Simulationen nicht berücksichtigt ist. Die in dem Restgas stattfindenden Reaktionen mit dem COSY-Strahl verursachen eine Verschmierung bei der Teilchenspurekonstruktion, da der Vertexpunkt nicht an der erwarteten Stelle liegt. Es wird zurzeit daran gearbeitet den Restgasanteil zu reduzieren.

Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Der Suche nach dem verbotenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ ist eine große Herausforderung und wird sicherlich noch viel Arbeit und Zeit benötigen. Mit dieser Diplomarbeit wurde bereits eine gute Vorarbeit geleistet bei der Trennung dieses Zerfalls von dem häufigen Untergrundzerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Eine Zusammenfassung der Cuts und ihrer Wirkung auf die Ereignisselektion wurden zur Übersicht in der Tabelle 5.1 zusammengefasst. Jeder Cut in der Tabelle wird zusätzlich zu den vorherigen angewandt.

Mit den herausgefundenen Selektionsbedingungen wurde ein Verhältnis der Zerfälle

Cut	$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ [Ereignisse]	$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ [Ereignisse]
simuliert	100 000	23 000 000
Protonenband	$5\ 378 \pm 73$	$814\ 870 \pm 903$
Energie-Impuls	$3\ 111 \pm 56$	$114\ 400 \pm 338$
IM-Cut	$2\ 862 \pm 53$	410 ± 20
Cut A	$2\ 673 \pm 52$	286 ± 17
Dalitzplot-Cut	$2\ 343 \pm 48$	162 ± 13

Tabelle 5.1: Verbleibende Ereignisse nach der Kombination der aufeinander folgenden Cuts für den gesuchten und den Untergrundzerfall.

von

$$\frac{\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-}{\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-} = \frac{141\ 975 \pm 11\ 393}{43 \pm 1} = 3\ 302 \pm 342 \quad (5.1)$$

erreicht. Damit wird nur noch ein Faktor von

$$\frac{5\ 675 \pm 0,004}{3\ 302 \pm 342} = 1,7 \pm 0,2 \quad (5.2)$$

benötigt um das obere Limit des Verzweigungsverhältnisses $< 4 * 10^{-5}$ von dem gesuchten Zerfall zu erreichen.

Bei der Analyse der echten Daten mit den Bedingungen, die für den verbotenen Zerfall geeignet sind, konnte eine sehr gute Nachweisbarkeit der Teilchen im Vorwärtsdetektor und der Photonen im Zentraldetektor beobachtet werden. An der Verbesserung der Identifikation von geladenen Teilchen im Zentraldetektor wird zurzeit intensiv gearbeitet. Viele Mitglieder der WASA-Kollaboration konzentrieren sich auf diese Aufgabe. Deswegen sind hier bald große Fortschritte zu erwarten.

Literaturverzeichnis

- [Ber06] C. Berger. *Elementarteilchenphysik*. Springer, 2006.
- [BR96] R. Brun and F. Rademakers. Root - an object oriented data analysis framework. *Proceedings AIHENP'96 Workshop*, Lausanne, 1996.
- [C⁺96] H. Calén et al. Detector setup for a storage ring with an internal target. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, A 379:57–75, 1996.
- [Cal06] H. Calén. Upgrade of the Forward Range Hodoscope of the WASA-at-COSY facility. *Annual Report*, 2006.
- [CER93a] CERNLIB - Catalog of Program packages and entries. *Program Library Long Writeup*, CERN, 1993.
- [CER93b] Geant-detector description and simulation tool. *CERN Program Library Long Writeup*, (W5013), 1993.
- [Che67] T. P. Cheng. C-Conserving Decay $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ in a Vector-Meson-Dominant Model. *Physical Review*, 162(5):1734–1738, 1967.
- [Dyr97] J. M. Dyring. Detailed Studies of the Reaction $pp \rightarrow pp\eta$ using a Straw Chamber Tracking Device. *PhD thesis*, Uppsala Universitet, 1997.
- [E⁺96] C. Ekström et al. Hydrogen pellet targets for circulating particle beams. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, A 371:572–574, 1996.
- [E⁺04] S. Eidelman et al. Physics Letters B: Review of Particle Physics. 592:242–246, 2004.
- [Fra02] K. Fransson. The Trigger System of the CELSUS/WASA Detector. *Physica Scripta*, T99:176–182, 2002.
- [HHM04] V. Hejny, M. Hartmann, and A. Mussgiller. ANKE RootSorter. *Users Guide*, 2004.

- [HR04] B. Höistad and J. Ritman. Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich “WASA at COSY” . Jülich, October 5 2004.
- [Jac04] M. Jacewicz. Measurement of the Reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ with CELSIUS/WASA at 1.36 GeV. *PhD thesis*, Uppsala Universitet, 2004.
- [Jam77] F. James. Fowl-a general monte-carlo phase space program. *Program Library Long Writeup*, CERN(W505), 1977.
- [Jan07] B. R. Jany. η' hadronic decays on WASA-at-COSY - first evidence for the WASA-at-COSY Collaboration. *Annual Report*, 2007.
- [K⁺06] H. Kleines et al. Development of the new DAQ System for WASA at COSY. *Annual Report*, 2006.
- [Kho07] A. Khoukaz. Precision Measurement of the η Mass at COSY. *Proposal*, 2007.
- [Koc04] I. Koch. Measurements of $2\pi^0$ and $3\pi^0$ Production in Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy of 2.465 GeV. *PhD thesis*, Uppsala Universitet, 2004.
- [Mai97] R. Maier. Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, A 390:1–8, 1997.
- [Nor06] Ö. Nordhage. On a Hydrogen Pellet Target for Antiproton Physics with PANDA. *PhD thesis*, Uppsala Universitet, 2006.
- [NP93] J. N. Ng and D. J. Peters. Study of $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ decay using the quark-box diagram. *Physical Review*, D 47(11):4939–4948, 1993.
- [Pau06] C. Pauly. Light Meson Production in pp Reaktions at CELSIUS/WASA above the η Threshold. Universität Hamburg, 2006.
- [Per90] D. H. Perkins. *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, 1990.
- [Pov04] B. Povh. Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte. Springer Verlag Berlin(6. Auflage), 2004.
- [Ryb99] R. J. M. Y. Ryber. An ultra-thin walled superconducting solenoid for meson-decay physics. *PhD thesis*, Uppsala Universitet, 1999.
- [Tro95] B. Trostell. Vacuum injection of hydrogen micro-sphere beams. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, A 362:41–52, 1995.

- [Win] A. Winnemöller. *Dissertation in Vorbereitung*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Y⁺06] W.-M. Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics*, G 33, 1, July 2006.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Menschen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Priv. Doz. Dr. A. Khoukaz danke ich dafür, dass er mir diese Diplomarbeit im Rahmen seiner Gruppe ermöglicht hat. Die tolle Arbeitsatmosphäre und gute Betreuung haben dies zu einer sehr angenehmen Zeit gemacht.

Herrn A. Winnemöller danke ich für die Rechtschreibkorrekturen an dieser Arbeit und seine Betreuung, die mein selbstständiges Arbeiten immer wieder gefördert hat.

Dem Prof. Dr. J. Wessels danke ich dafür, dass er sich bereit erklärt hat diese Arbeit als Zweitkorrektor zu benennen.

Allen meinen Kollegen danke ich für die tolle Arbeitsatmosphäre! Im einzelnen sind dies S. General, P. Goslawski, M. Mielke, J. Otte. Ganz besonders erwähnen möchte ich dabei T. Mersmann und A. Täschner und ihnen danken für ihre umfangreiche Hilfe bei Fragen und Problemen mit der Software. Gleichermaßen gilt für M. Papenbrock und T. Rausmann, die freundlicherweise umfangreiche Korrekturen zu dieser Arbeit beigesteuert haben. Meinem Nachfolger F. Bergmann möchte ich hiermit viel Erfolg bei seiner Diplomarbeit am WASA-Experiment wünschen.

Ein großer Dank gilt auch den hilfsbereiten Mitgliedern der WASA-Kollaboration, die sich fleißig im Forum beteiligen, in dem ich viele Antworten bei meinen Simulationen gefunden habe. Ganz besonders danke ich V. Hejny, A. Kupsz, C.F. Redmer, A. Pricking, C. Pauly, P. Vlasov und allen anderen Mitgliedern dafür, dass sie sich Zeit genommen haben sich mit meinen Fragen auseinander zu setzen.

Besonderer Dank gilt S. Suckro und E. Baresel, die mich durch das gesamte Studium begleitet und mich stets unterstützt haben.

Ganz herzlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken für das Verständnis und den Rückhalt, den sie mir geboten hat.

Ebenso danke ich meinem Freund Michael für die Unterstützung und dafür, dass er mich immer wieder aufgebaut hat.

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Münster, 21.01.2008

Natalie Milke