

WESTFÄLISCHE
WILHELMUS-UNIVERSITÄT
MÜNSTER

Analyse des verbotenen η -Meson Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der
Naturwissenschaften im Fachbereich Physik der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
ALEXANDER WINNEMÖLLER

– Münster, im Januar 2011 –

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1. Theoretische Grundlagen	5
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
1.2. Symmetrien, Erhaltungssätze und ihre Verletzung	9
1.3. Das η -Meson	11
1.4. Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$	15
1.5. Mathematische Grundlagen, Begrifflichkeiten und Analysemethoden	17
1.5.1. Kinematik	17
1.5.2. Die Missing Mass-Methode	18
1.5.3. Die Invariante Masse-Methode	19
1.5.4. Wirkungsquerschnitt und Luminosität	21
1.5.5. Confidence Level und oberes Limit	22
2. Experimenteller Aufbau	23
2.1. Der COSY-Beschleuniger	23
2.1.1. Das Zyklotron JULIC	23
2.1.2. Das Synchrotron	25
2.1.3. Die Strahlkühlung	25
2.2. Das WASA-Experiment	26
2.2.1. Der Vorwärtsdetektor	26
2.2.2. Der Zentraldetektor	35
2.2.3. Das Pellettarget	41
2.2.4. Das Triggersystem und das Data Acquisition System	57
2.3. Die WASA-Software	57
2.3.1. Simulationsteil	58
2.3.2. Analyseteil	62
3. Beschreibung der Analyseschritte	63
4. Datenbasis	65
5. Beschreibung der Messdaten	69
5.1. Kandidaten für die Untergrundbeiträge	69
5.1.1. η -Zerfälle	69

5.1.2. Direkte Pionenproduktion	70
5.2. Simulation der Untergrundbeiträge	71
5.3. Fit der Monte-Carlo-Daten an die Messdaten	71
5.4. Anmerkung zum „Luminositätseffekt“	77
6. Reduzierung des Untergrundes	79
6.1. Zur Untergrundreduzierung verwendete Cuts	79
6.1.1. Cut 1: Selektion der ${}^3\text{He}$ -Kerne	80
6.1.2. Cut 2: Signatur des gesuchten Zerfalls	81
6.1.3. Reduzierung des Detektorrauschens bei neutralen Teilchen	82
6.1.4. Cut 3: Invariante Masse der zwei geladenen Zerfallsprodukte	82
6.1.5. Cut 4: Verhältnis von Energie und Impuls der geladenen Zerfallsprodukte	83
6.1.6. Cut 5: Invariante Masse der zwei Photonen	84
6.1.7. Cut 6: Invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Zerfallsprodukts	84
6.1.8. Cut 7: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns	86
6.1.9. Cut 8: Invariante Masse aller Zerfallsprodukte	88
6.1.10. Zusammenfassung der Cuts	89
6.2. Effizienz der verwendeten Cuts	89
6.3. Optimierung der Cuts mit dem Cutfinder	91
7. Anwendung der ermittelten Cuts auf die Messdaten	93
8. Berechnung des Verzweigungsverhältnisses	105
9. Zusammenfassung und Ausblick	107
9.1. Analyse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$	107
9.2. Arbeiten am Pelletttarget im Forschungszentrum Jülich	109
A. Anhang	111
A.1. Anleitung für den Betrieb des Pelletttargets	111
A.1.1. Erreichen des Standby-Zustandes aus dem ausgeschalteten Zustand	112
A.1.2. Erreichen des Betriebszustandes aus dem Standby-Zustand .	112
A.1.3. Erreichen des Standby-Zustandes aus dem Betriebszustand .	114
A.1.4. Erreichen des ausgeschalteten Zustandes aus dem Standby-Zustand	115
A.1.5. Hinweise zum Betrieb des Targets und zur Wartung im laufenden Betrieb	116
A.1.6. Regeneration des Targets im Deuteriumbetrieb	117
A.1.7. Wechsel einer Düse oder Vakuuminjektionskapillare	119

A.1.8. Komplette Justierung des Targets nach Düsen- oder Kapilla- renwechsel	123
A.1.9. Wechsel der Gasflaschen	125
A.1.10. Betrieb des Deuteriumgenerators	125
A.1.11. Betrieb der Gasreiniger	126
A.1.12. Typische Betriebsparameter	126
A.1.13. Aufruf der Targetsoftware oder eines xh-Displays von belie- bigen Rechnern aus	127
A.1.14. Bekannte Probleme und deren Lösung	127
Literaturverzeichnis	130

Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau und der Zusammensetzung der Materie ist eine der ältesten wissenschaftlichen Fragestellungen der Menschheit. Die moderne Physik besitzt mit dem sogenannten Standardmodell ein Instrument, das nicht nur die Eigenschaften der Materie gut beschreibt, sondern auch Vorhersagen macht, die sich später experimentell bestätigen lassen. Sicherlich ist dieses Modell nicht vollständig und wird von künftigen Generationen von Physikern um weitere Aspekte erweitert oder durch ein anderes Modell ersetzt werden. Dennoch ist es heute eine der erfolgreichsten Theorien in der Physik.

Der Weg zum Standardmodell war sehr lang und nicht ohne Irrtümer. Die frühesten überlieferten Überlegungen zum Aufbau der Materie sind über 2500 Jahre alt und stammen von Thales von Milet (ca. 624 v. Chr. - 546 v. Chr.). Seiner Philosophie nach ist sämtliche Materie aus einem Grundstoff entstanden, den er als Wasser identifiziert zu haben glaubte. Anfang des 20. Jahrhunderts wurde diese Idee wieder aufgegriffen, als angenommen wurde, dass sich die gesamte Materie aus Wasserstoff entwickelt habe. Von Empedokles (ca. 494 v. Chr. - 434 v. Chr.) stammt die Vier-Elemente-Lehre, nach der alle Materie aus den vier Grundelementen Feuer, Wasser, Luft und Erde besteht. Er war auch der erste, der die Materie als in kleinste Teile zerlegbar ansah. Diese Idee wurde wieder von Demokrit (ca. 460 v. Chr. - 371 v. Chr.) aufgegriffen, welcher den Begriff des unteilbaren „Atoms“ prägte und dieses Atom bereits ähnlich beschreibt, wie wir es heute verstehen, nämlich als kleinsten Bestandteil der Materie, dessen Kombination mit anderen Atomen die uns bekannte Vielfalt der Materie hervorruft. Streng genommen hat Demokrit damit jedoch die Quarks und Leptonen, die heute als unteilbar gelten, und nicht die Atome beschrieben.

Erst im 19. Jahrhundert war die Technologie weit genug fortgeschritten, um Experimente durchführen zu können, welche direkt Aufschluss über den Aufbau der Materie gaben. In den ersten Jahren des 19. Jahrhunderts beschrieb Michael Faraday die Abhängigkeit von Elektrizität und Magnetismus und legte damit den Grundstein für die erste vereinheitlichte Theorie, die Elektrodynamik, welche Mitte der 1850er Jahre von James Clerk Maxwell mit den Maxwellgleichungen beschrieben wurde. Im Jahr 1874 schlug George Johnstone Stoney die Existenz elektrischer Ladungsträger vor. Der damit verknüpften Elementarladung gab er den Namen „Elektron“, das als Teilchen 1897 von Joseph John Thomson als erstes subatomares Teilchen entdeckt wurde. 1911 schuf Ernest Rutherford das rutherfordsche Atommodell, nach dem sich die positive Ladung und der größte Teil der Masse

des Atoms im sehr kleinen Atomkern befinden. Auch entdeckte er 1919 das Proton. Das rutherfordsche Atommodell wurde 1913 von Niels Bohr zum bohrschen Atommodell erweitert, indem er die Quantentheorie auf den Aufbau des Atoms anwandte und somit als erster die Linienspektren des Wasserstoffs erklären konnte. Nachdem viele Jahre lang nicht geklärt werden konnte, warum die beim Betazerfall emittierten Elektronen ein kontinuierliches Energiespektrum besitzen, obwohl die beim Zerfall freiwerdende Energie konstant ist, schlug Wolfgang Pauli 1930 ein weiteres Elementarteilchen vor, das Neutrino. Dieses wurde jedoch erst 1956 von Clyde L. Cowan und Frederick Reines entdeckt. Das 1928 von Paul Dirac vorhergesagte Positron wurde im Jahr 1932 von Carl David Anderson gefunden. Im gleichen Jahr entdeckte James Chadwick das Neutron. 1937 entdeckte ebenfalls Carl David Anderson in der kosmischen Strahlung das Myon als erstes Teilchen der zweiten Materiegeneration, das jedoch vorerst aufgrund der ähnlichen Masse für das 1935 von Hideki Yukawa als Austauschteilchen der Kernkraft postulierte Pion gehalten wurde. Erst etwa zehn Jahre später klärte sich das Missverständnis auf. Das eigentliche Pion wurde 1947 von Donald H. Perkins in der Höhenstrahlung nachgewiesen. Mitte der 1940er bis 1950er Jahre wurden durch Messungen in der Höhenstrahlung und durch erste Teilchenbeschleuniger zahlreiche bislang unbekannte Teilchen und Nukleonresonanzen entdeckt. Mitte der 1950er Jahre zeigte sich auch, dass das Proton und das Neutron keine elementaren Teilchen sind, sondern eine Substruktur besitzen. 1954 entwickelten Chen Ning Yang und Robert L. Mills die sogenannten Eichtheorien, die eine wichtige Grundlage für das heutige Standardmodell sind. Im Jahr 1964 postulierten Murray Gell-Mann und George Zweig Quarks als die elementaren Bausteine der Hadronen, wobei sie jedoch noch von nur drei Quarks (u, d, s) ausgingen. Obwohl Sheldon Lee Glashow und James Bjorken noch im gleichen Jahr die Existenz eines vierten Quarks (c) postulierten, wurde diese Idee vorerst wieder fallengelassen und erst später, 1970, wieder aufgenommen. 1965 schlugen Oscar Wallace Greenberg, Moo-Young Han und Yoichiro Nambu das Konzept der Farbladung als Eigenschaft der Quarks vor. Etwa zwei Jahre später fanden Steven Weinberg und Abdus Salam eine Theorie, welche die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt. Ende der 1960er Jahre häuften sich die Beweise für die Existenz von Quarks, zum Beispiel durch Streuung von Elektronen an Protonen. 1974 wurde mit der Entdeckung des J/Ψ -Teilchens die Existenz des c-Quarks experimentell bestätigt. 1975 wurde das Tauon entdeckt, das erste Teilchen der dritten Materiegeneration. Zur gleichen Zeit wurde ein weiteres Quark, das b-Quark entdeckt, was zum Beginn der Suche nach dem letzten Quark, dem t-Quark führte. 1979 gelang am DESY der experimentelle Nachweis der Gluonen, der Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. 1983 wurden am CERN die W- und Z-Bosonen, die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung nachgewiesen. 1995 gelang am Fermilab der Nachweis des t-Quarks.

Auch heute wird durch Experimente das Standardmodell weiter überprüft. Bei-

spielsweise existieren Symmetrien, welche laut Standardmodell erhalten sein sollen. Ein Nachweis der Brechung einer solchen Symmetrie würde auf neue Physik jenseits des Standardmodells hindeuten, wie sie in Ansätzen in der Supersymmetrie (SUSY) oder der Großen vereinheitlichten Theorie (GUT) beschrieben ist.

Diese Doktorarbeit soll einen Beitrag zur Suche nach derartiger Physik leisten. Der in dieser Arbeit betrachtete Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ würde in erster Ordnung die sogenannte C-Parität verletzen. Im Rahmen dieser Arbeit wird genau dieser Fall behandelt. Innerhalb des Standardmodells bricht nur die schwache Wechselwirkung die C-Parität. Der genannte Zerfall wäre, würde er nicht die C-Parität verletzen, jedoch der elektromagnetischen Wechselwirkung zuzuordnen [Wir10]. Da diese die C-Parität erhält, wäre ein Nachweis des Zerfalls ein Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells. Das η -Meson ist dabei ein geeignetes Instrument für die Suche. Einerseits ist es leicht in großer Zahl zu erzeugen, um Messungen mit großer Statistik durchführen zu können. Andererseits sind die erlaubten Zerfälle in erster Ordnung unterdrückt, so dass dessen seltene und verbotene Zerfälle von deutlich weniger Untergrund verdeckt sind. Ziel dieser Arbeit ist es, Methoden zu finden, diesen Zerfall in den Messdaten zu identifizieren. Des Weiteren soll der Untergrund so weit unterdrückt werden, dass der Zerfall, wenn vorhanden, sichtbar wird. Am Ende der Analyse steht dann die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses bzw. dessen oberen Limits.

Durchgeführt wurden die Messungen am WASA-at-COSY-Experiment im Forschungszentrum Jülich. COSY (**CO**oler **S**Ynchrotron) ist ein Kühlersynchrotron für polarisierte und unpolarisierte Protonen und Deuteronen im Mittelenergiebereich. Der Umfang beträgt 184 m, der erreichbare Impuls für Protonen und Deuteronen liegt bei 0,3 bis 3,7 GeV/c bei ca 10^{11} Teilchen im Strahl. Es existieren sowohl interne als auch externe Experimente. COSY zeichnet sich vor allem durch seine besondere Strahlkühlung aus, es sind sowohl Elektronenkühlung als auch stochastische Kühlung verfügbar.

Bei WASA (**W**ide **A**ngle **S**hower **A**pparatus) handelt es sich um einen 4π -Detektor mit Pelletttarget. Ursprünglich wurde WASA für den CELSIUS-Beschleuniger am TSL (The Svedberg Laboratory) in Uppsala, Schweden entwickelt. Nach dessen Schließung im Jahr 2005 wurde der gesamte Aufbau nach verschiedenen Umbauten und Anpassungen am COSY-Beschleuniger wieder aufgebaut. Die Hauptaufgabe waren und sind die Erzeugung von leichten bis mittelschweren Mesonen, vor allem Pionen und η -Mesonen. Die betrachtete Physik umfasst Studien von Symmetrien sowie die Suche nach Symmetriebrechungen, zum Beispiel in verbotenen Zerfällen des η - und η' -Mesons.

Mit der Kombination von WASA und COSY können hohe Luminositäten erzielt werden, was eine wichtige Voraussetzung für die Suche nach seltenen und verbotenen Zerfällen ist.

1. Theoretische Grundlagen

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Theorie, welche drei der vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen und die bekannten Elementarteilchen beschreibt. Die enthaltenen Wechselwirkungen sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation wird nicht vom Standardmodell betrachtet, ihre Auswirkungen sind jedoch in der Größenordnung der Elementarteilchen in der Regel vernachlässigbar. Die beschriebenen Teilchen sind die Quarks und Leptonen, welche den Materienteilchen angehören, sowie die Austauschteilchen der jeweiligen Wechselwirkungen.

Mit der Kombination der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung unter Einbeziehung des Higgs-Mechanismus, welcher den Teilchen ihre Masse verleiht, legten Glashow, Weinberg und Salam in den 1960er Jahren den Grundstein zum Standardmodell [Hig64, Wei67]. Etwa zur gleichen Zeit schufen Gell-Mann und Zweig mit der Postulierung der Quarks einen weiteren Pfeiler des Standardmodells [GM64], das bis heute zu einer der erfolgreichsten Theorien in der modernen Physik geworden ist. Die aus den seit Mitte des 20. Jahrhunderts durchgeführten Teilchenbeschleunigerexperimenten gewonnenen Erkenntnisse decken sich gut mit den Vorhersagen des Standardmodells. Jedoch bietet das Modell aufgrund von freien Parametern, die nicht von der Theorie vorhergesagt werden, wie zum Beispiel der Massen der Elementarteilchen, eine gewisse „Anpassungsfähigkeit“ an die Messergebnisse. Das Standardmodell erhebt nicht den Anspruch, vollständig zu sein, da es beispielsweise, wie bereits erwähnt, die Gravitation nicht beschreibt.

Die Anzahl der freien Parameter im Standardmodell lag zunächst bei 18. Dies waren die Massen der sechs Quarks, der drei massiven Leptonen, der W- und Z-Bosonen und des Higgs-Bosons, die elektromagnetische und starke Kopplungskonstante und vier Einträge der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, der Mischungsmatrix der Quarks. Je nach Sichtweise sind auch andere Parameter möglich, letztlich sind diese jedoch ineinander umrechenbar, so dass die Gesamtanzahl immer 18 betrug. Die Neutrinomasse wurde per Definition auf Null gesetzt, tauchte also bei den Leptonenmassen nicht auf. Als jedoch experimentell eine von Null verschiedene Neutrinomasse festgestellt wurde [C⁺06], reichten die 18 freien Parameter nicht mehr aus und das Standardmodell musste entsprechend erweitert werden. Es ka-

1. Theoretische Grundlagen

men also drei weitere Parameter für die Neutrinomassen hinzu. Damit wurde auch eine Mischungsmatrix für die Neutrinos nötig - die Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix mit vier weiteren unabhängigen Parametern. Zuletzt kam noch die kosmologische Konstante hinzu, was zu einer Gesamtzahl von 26 unabhängigen freien Parametern führt. Das Ziel einer über das Standardmodell hinausgehenden Theorie ist es, auch diese freien Parameter aus der Theorie heraus berechnen zu können.

Das Standardmodell beschreibt 12 verschiedene Materienteilchen, je sechs Quarks und sechs Leptonen, welche sich in drei Generationen zu je vier Teilchen aufteilen lassen. Dazu gibt es jeweils die entsprechenden Antiteilchen. Die uns umgebende Materie besteht ausschließlich aus Teilchen der ersten Generation, die Teilchen höherer Generationen sind sozusagen schwerere „Kopien“. Zwischen den Teilchen wirken die drei vom Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen. Die Übertragung der Kräfte wird durch den Austausch von 12 sogenannten Austauschteilchen vermittelt. Diese sind das Photon für die elektromagnetische Wechselwirkung, acht Gluonen für die starke Wechselwirkung, sowie das W^+ - W^- - und Z^0 -Boson für die schwache Wechselwirkung. Die Austauschteilchen koppeln an die Ladungen der Materienteilchen, das Photon an die elektrische Ladung, die W - und Z -Bosonen an die schwache Ladung und die Gluonen an die Farbladung. Eine Auflistung aller Materie- und Austauschteilchen ist in Abb. 1.1 gegeben.

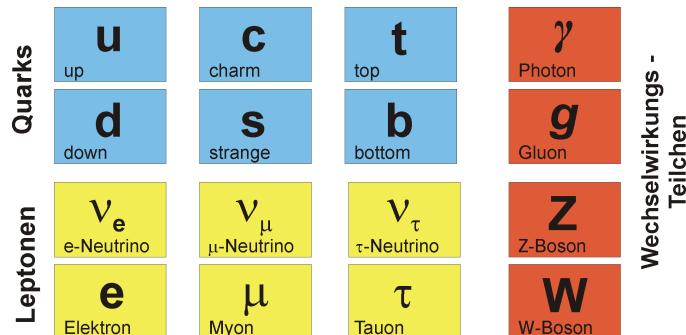


Abbildung 1.1.: Auflistung der vom Standardmodell vorhergesagten Materie- und Austauschteilchen.

Eine Sonderrolle unter den Austauschteilchen nimmt das in der Abbildung nicht gezeigte Higgs-Boson ein. Das Higgs-Boson oder auch Higgs-Teilchen liefert eine Erklärung für die Masse der Elementarteilchen. Higgs beschreibt ein Universum durchziehendes Hintergrundfeld, welches mit den eigentlich masselosen Teilchen wechselwirkt und ihnen damit Masse verleiht [Hig64]. Das Higgs-Boson ist das bislang einzige vom Standardmodell vorhergesagte Teilchen, das noch nicht experimentell nachgewiesen wurde.

Die Quantenchromodynamik ist die Theorie der starken Wechselwirkung. Sie beschreibt den Aufbau der Hadronen, also der stark wechselwirkenden Teilchen. Die

Hadronen lassen sich in Baryonen und Mesonen unterteilen. Die Baryonen setzen sich aus drei Quarks (qqq) zusammen, sind also Fermionen, die Mesonen setzen sich aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$) zusammen, sind also Bosonen. Die Ladungen, an welche die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung koppeln, sind die sogenannten Farbladungen. Dabei gibt es drei verschiedene Farbladungen, die mit rot, grün und blau bezeichnet werden (antirot, antigrün und antiblau für Antiteilchen). Eine Aussage der Quantenchromodynamik ist, dass Teilchen nur in farbneutralen Zuständen auftreten dürfen. Bezogen auf Baryonen bedeutet dies, dass die drei Quarks die Farbladungen rot, grün und blau besitzen müssen, damit das gesamte Teilchen farbneutral ist (antirot, antigrün und antiblau für ein Antibaryon). Bei einem Meson tragen das Quark und das Antiquark jeweils entgegengesetzte Farbladungen, zum Beispiel rot und antirot. Diese Festlegung auf farbneutrale Teilchen erlaubt auch andere mögliche Teilchen, zum Beispiel wären auch aus vier ($q_x\bar{q}_xq_y\bar{q}_y$) oder fünf Quarks ($q_rq_gq_bq_x\bar{q}_x$, auch Pentaquark genannt) aufgebaute Teilchen möglich [D⁺97] (die Indizes x und y bezeichnen hier beliebige Farben). Die Suche nach derartigen Teilchen ist zwar Gegenstand gegenwärtiger Forschungen, war jedoch bislang nicht erfolgreich bzw. die Ergebnisse waren nicht eindeutig [B⁺06, Hic05]. Eine weitere Folgerung ist, dass Quarks nicht einzeln auftreten dürfen, da sie alleine nicht farbneutral sind. Diese Eigenschaft nennt sich auch „Confinement“.

Die Quarks unterscheiden sich untereinander in ihrer Masse und einigen weiteren Quantenzahlen, welche in Tabelle 1.1 aufgeführt sind. Die Antiquarks unterschei-

Quark	I	I_3	S	C	B	T	Q/e	$m/(\text{MeV}/c^2)$
up (u)	1/2	+1/2	0	0	0	0	+2/3	1,7 - 3,3
down (d)	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3	4,1 - 5,8
strange (s)	0	0	-1	0	0	0	-1/3	101^{+29}_{-21}
charm (c)	0	0	0	1	0	0	+2/3	1270^{+70}_{-90}
bottom (b)	0	0	0	0	-1	0	-1/3	4190^{+180}_{-60}
top (t)	0	0	0	0	0	1	+2/3	$(172 \pm 0,9 \pm 1,3) \cdot 10^3$

Tabelle 1.1.: Auflistung der Quarks mit ihren Quantenzahlen (I : Isospin, I_3 : dritte Komponente des Isospins, S , C , B , T : Strange-, Charm-, Bottom- und Top-Quantenzahl, Q/e : elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung) [N⁺10].

den sich von den Quarks im Falle der additiven Quantenzahlen (I_3 , S , C , B , T und Q) nur in deren Vorzeichen. In der starken Wechselwirkung sind diese Quantenzahlen erhalten, gleiches gilt natürlich für die weiteren bekannten Erhaltungsgrößen Energie, Impuls und Drehimpuls. Darüber hinaus gibt es als weitere Quantenzahl die Baryonenzahl, sie beträgt 1/3 für Quarks, -1/3 für Antiquarks und 0 für alle anderen Teilchen. Damit erhalten Baryonen wie das Proton oder Neutron die

Baryonenzahl 1 (-1 für die entsprechenden Antiteilchen), Mesonen erhalten die 0. Auch die Baryonenzahl ist im Standardmodell erhalten, aus diesem Grund gilt das Proton als leichtestes Baryon als stabil. Jedoch existiert für die Baryonenzahl keine entsprechende Symmetrie (siehe Kap. 1.2).

Mit Hilfe dieser Quantenzahlen lassen sich die aus Quarks zusammengesetzten Teilchen klassifizieren. Dazu wird zunächst der Gesamtdrehimpuls \vec{J} des Teilchens betrachtet:

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}. \quad (1.1)$$

Dabei ist \vec{S} der Gesamtspin, welcher beispielsweise bei Mesonen nur den Wert 0 oder 1 annehmen kann (Kombination aus zwei Spin 1/2-Teilchen) und \vec{L} der Drehimpuls. Eine weitere für die Teilchenklassifikation wichtige Größe ist die Parität P :

$$P = (-1)^{l+1}. \quad (1.2)$$

l ist hier die Drehimpulsquantenzahl. Auf diese Weise lassen sich sogenannte Multipletts definieren, denen die Teilchen zugeordnet werden können. Die übliche Schreibweise für ein bestimmtes Multiplett ist J^P . Bei den Mesonen existieren unter anderem folgende Multipletts: die pseudoskalaren Mesonen mit $J^P = 0^-$, die Vektormesonen mit $J^P = 1^-$, die skalaren Mesonen mit $J^P = 0^+$, die axialen Mesonen mit $J^P = 1^+$ und die Tensormesonen mit $J^P = 2^+$. Ein solches Multiplett soll im Folgenden am Beispiel der pseudoskalaren Mesonen näher erläutert werden.

Werden nur die drei leichtesten Quarks und die entsprechenden Antiquarks betrachtet (Triplet aus u,d,s und Triplet aus $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$), ergeben sich 9 Kombinationen, das sogenannte Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Die Mesonen bestehen jedoch teilweise nicht aus Kombinationen von je einem Quark und einem Antiquark, sondern aufgrund der ähnlichen Masse der beiden leichtesten Quarks aus Überlagerungszuständen mehrerer Quark-Antiquark-Zustände. Soll das Multiplett grafisch dargestellt werden, wird die Strange-Quantenzahl S gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 aufgetragen. Dies ist für das Beispiel der pseudoskalaren Mesonen in Abbildung 1.2 zu sehen. Dabei ergeben sich die folgenden Zustände, die sich direkt den physikalischen Teilchen zuordnen lassen: $d\bar{s} = K^0$, $u\bar{s} = K^+$, $s\bar{u} = K^-$, $s\bar{d} = \bar{K}^0$, $d\bar{u} = \pi^-$, $u\bar{d} = \pi^+$. Die drei Zustände in der Mitte können aufgrund der gleichen Quantenzahlen $S=0$ und $I_3=0$ mischen. Hier setzt sich das relativ leichte π^0 -Meson aus den beiden leichtesten Quarks zusammen: $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$. Die beiden übrigen Zustände gehören zum η - und η' -Meson, entsprechen jedoch mit

$$\eta_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \quad \text{und} \quad \eta_8 = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \quad (1.3)$$

nicht den physikalischen Teilchen η und η' , welche Mischzustände der Zustände η_1 (Singulettzustand) und η_8 (Zustand aus dem Oktett der übrigen Teilchen) sind. Der Mischungswinkel zwischen η und η' liegt je nach Messung zwischen -18° und -24° [N⁺10].

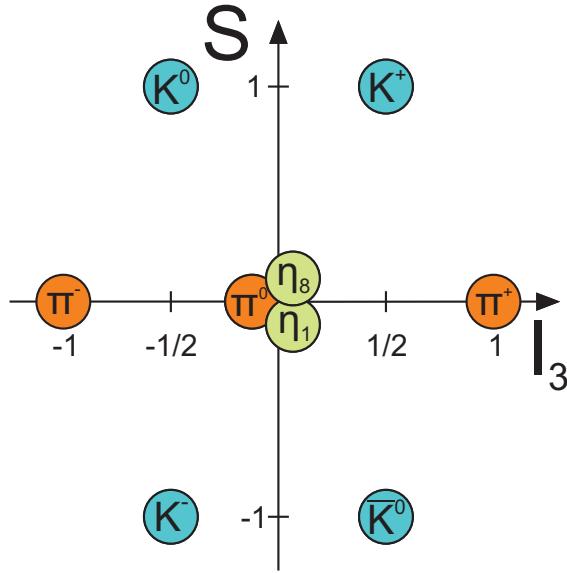


Abbildung 1.2.: Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen.

1.2. Symmetrien, Erhaltungssätze und ihre Verletzung

Das Verhalten der Elementarteilchen und der zwischen ihnen wirkenden Wechselwirkungen wird vom Standardmodell, einer relativistischen Quantenfeldtheorie, beschrieben. Eine derartige Theorie ist invariant unter CPT-Transformation, also einer gleichzeitigen Anwendung einer C-, P- und T-Transformation. Invarianz bedeutet hier, dass die physikalischen Gesetze nach der Transformation ihre Gültigkeit behalten und die Vorgänge weiterhin möglich sind. Dabei bedeutet die C-Transformation (C für „charge“) eine Umwandlung eines Teilchens in sein Antiteilchen, ein rotes u-Quark wird also zu einem antiroten \bar{u} -Quark. Die Händigkeit der Neutrinos bleibt jedoch erhalten. Damit verbunden ist ein Wechsel der Ladung und der Leptonen- und Baryonenanzahl, genauer ändern alle additiven Quantenzahlen ihr Vorzeichen. Teilchen, deren sämtliche additiven Quantenzahlen gleich null sind, sind dabei Eigenzustände zum C-Operator. Dabei handelt es sich um Teilchen, die ihre eigenen Antiteilchen sind, sogenannte Majorana-Teilchen. Eine P-Transformation (P für „parity“) bewirkt einen Wechsel der Vorzeichen der drei Raumkoordinaten. Dies führt zu einer Umkehrung der Richtung des Impulses und des elektrischen Feldvektors. Der Vektor des magnetischen Feldes bleibt dabei unverändert. Die T-Transformation (T für „time“) bewirkt einen Wechsel des Vorzeichens der Zeitkoordinate, t wird zu $-t$. Damit laufen Prozesse rückwärts in der Zeit, Anfangszustände werden zu Endzuständen und umgekehrt. Ist ein System invariant unter einer bestimmten Transformation, so wird auch von einer entsprechenden Symmetrie

gesprochen.

Im Standardmodell ist die Invarianz gegenüber der Kombination aus C-, P- und T-Transformation (CPT) immer erhalten. Einzelne Transformationen wie C oder P, oder Kombinationen aus zwei Transformationen wie CP können jedoch diese Invarianz verletzen, wobei in der Regel von C-, P- oder CP-Verletzungen bzw. Verletzungen oder Brüchen der C-, P- oder CP-Symmetrie gesprochen wird. Ob eine Symmetrie gebrochen sein kann, hängt von der jeweils betrachteten Wechselwirkung ab. Bei den Wechselwirkungen der Alltagsphysik, also Gravitation und elektromagnetischer Wechselwirkung bleibt jede einzelne der Symmetrien und damit auch jede beliebige Kombination unverletzt. Auch in der Teilchenphysik wurde zunächst angenommen, dass die einzelnen Symmetrien erhalten sind. Jedoch wurde im Jahr 1957 entdeckt, dass in der schwachen Wechselwirkung die C-Symmetrie und die P-Symmetrie maximal verletzt sind [W⁵⁷]. Für die C-Symmetrie ist dies einfach nachzuvollziehen, da die Anwendung des C-Operators ein Neutrino in ein Antineutrino umwandelt, die Händigkeit dabei aber erhalten bleibt. Da jedoch alle bislang beobachteten Neutrinos linkshändig und alle Antineutrinos rechtshändig sind, ist die C-Symmetrie maximal verletzt. Auch die Kombination CP kann in der schwachen Wechselwirkung verletzt sein [C⁶⁴]. Die einzelnen Symmetrien sind eng miteinander verknüpft. Dies wird beispielsweise durch die Feynman-Stückelberg-Interpretation [Fey87] deutlich, welche besagt, dass ein Antiteilchen (C) als ein rückwärts durch die Zeit laufendes Teilchen (T) gesehen werden kann.

Im Jahr 1918 entdeckte Noether, dass jeder Symmetrie eine Erhaltungsgröße zugeordnet werden kann und umgekehrt [Noe18]. Dabei ergibt sich beispielsweise aus der Impulserhaltung die Homogenität des Raumes, also die Translationsinvarianz im Raum. Der Energieerhaltung kann die Homogenität der Zeit, also die Translationsinvarianz in der Zeit zugeordnet werden. Der in dieser Arbeit näher betrachteten C-Symmetrie kann die C-Parität zugeordnet werden. Ist also die C-Symmetrie gebrochen, bedeutet dies automatisch eine Nichterhaltung der C-Parität.

Die C-Parität eines Teilchens ergibt sich, wenn der Operator der Ladungskonjugation, der sogenannte C-Operator auf das Teilchen angewendet wird, was in Gleichung 1.4 am Beispiel eines geladenen Pions verdeutlicht werden soll.

$$C |\pi^+ \rangle = a |\pi^- \rangle \quad (1.4)$$

Das π^+ -Meson wird in sein Antiteilchen, das π^- -Meson umgewandelt, a ist hier ein Phasenfaktor. Erneutes Anwenden des C-Operators ergibt wieder das ursprüngliche Teilchen, das π^+ -Meson. Wird der C-Operator auf ein Majorana-Teilchen (s.o.) angewendet, so ergibt sich direkt wieder das ursprüngliche Teilchen. Derartige Teilchen sind Eigenzustände zum C-Operator mit den Eigenwerten $C = \pm 1$. Diese Eigenwerte nennen sich C-Parität. Dies ist in Gleichung 1.5 am Beispiel eines Photons gezeigt.

$$C |\gamma \rangle = - |\gamma \rangle \quad (1.5)$$

Das Photon besitzt demnach negative C-Parität. Dies ist auch anschaulich leicht verständlich, da eine Anwendung des C-Operators alle Ladungen und damit auch die Quellen des elektromagnetischen Feldes umkehrt. Damit kehrt sich auch das Vorzeichen des elektrischen Vektorpotentials \vec{A} um. Da die Wellenfunktion des Photons proportional zum elektrischen Vektorpotential ist, wird das Vorzeichen der Wellenfunktion durch die Anwendung des C-Operators umgekehrt. Die C-Parität ist eine multiplikative Quantenzahl. Die gesamte C-Parität eines Systems aus mehreren Teilchen ergibt sich also aus dem Produkt der C-Paritäten der einzelnen Teilchen in diesem System. Die C-Parität anderer Teilchen, zum Beispiel des η -Mesons, lässt sich häufig über deren Zerfälle bestimmen. Das η -Meson zerfällt unter anderem in zwei Photonen (Gleichung 1.6).

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.6)$$

Da angenommen wird, dass bei derartigen elektromagnetischen Zerfällen die C-Parität erhalten ist und es sich um eine multiplikative Quantenzahl handelt, ergibt sich die C-Parität einfach aus dem Produkt der C-Paritäten der beiden Photonen. Damit ergibt sich für das η -Meson eine C-Parität von $(-1) \cdot (-1) = +1$.

Die Suche nach Verletzungen derartiger Symmetrien ist von großem Interesse für das Verständnis des Standardmodells und damit auch für andere damit zusammenhängende Theorien wie beispielsweise die Urknalltheorie. Die allgemein angenommene Baryonen- und Leptonenzahlerhaltung führt dazu, dass das Universum aus gleichen Teilen Materie und Antimaterie bestehen sollte. Dies hätte jedoch schon im frühen Universum zu massiven Teilchen-Antiteilchen-Annihilationsreaktionen geführt, welche die Gesamtmenge der im Universum vorhandenen Materie stark reduziert und einen deutlichen Gammastrahlhintergrund verursacht hätten. Beides lässt sich jedoch nicht beobachten. Bislang kann der große Überschuss von Materie gegenüber Antimaterie nicht ausreichend erklärt werden. Die anfangs als Erklärung angenommene CP-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung scheint dafür nicht auszureichen [Coh93, N⁺05]. Daher ist es interessant zu überprüfen, ob auch eine C-Verletzung dafür in Frage kommt [Sak67]. Eine solche zu finden ist äußerst schwierig, da nur die wenigsten Teilchen Eigenzustände zum C-Operator sind. Ein geeigneter Kandidat für derartige Messungen ist das η -Meson.

1.3. Das η -Meson

Das η -Meson [P⁺61] oder kurz η ist ein pseudoskalares Meson. Durch seine vergleichsweise geringe Masse (Tab. 1.2) ist das η -Meson mit relativ niedrigen Energien erzeugbar und damit auch kleinen Beschleunigern für Experimente zugänglich. Die Erzeugung findet in der Regel nahe der Produktionsschwelle in $\pi^- p$ -, γp -, pp - oder pd -Reaktionen statt. Dabei entstehen die η -Mesonen unter anderem durch Zerfälle von Kernisobaren, vor allem des $N^*(1535)$.

1. Theoretische Grundlagen

Masse (m)	$547,853 \pm 0,024 \text{ MeV}/c^2$
Lebensdauer (τ)	$(5,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-19} \text{ s}$
Zerfallsbreite (Γ)	$1,30 \pm 0,07 \text{ keV}/c^2$
Ladung (Q)	0
Isospin (I)	0
Strangeness (S)	0
Baryonenzahl (B)	0
Leptonenzahl (L)	0
C-Parität (C)	+1
G-Parität (G)	+1
Parität (P)	-1

Tabelle 1.2.: Eigenschaften des η -Mesons [N⁺¹⁰] (Der Wert für die Masse ist Gegenstand aktueller Messungen [Gos08]).

Das η -Meson zerfällt über die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung sowohl in geladene (28%) als auch in neutrale (72%) Kanäle. Die vier häufigsten Kanäle machen dabei über 99% aller Zerfälle aus. Tabelle 1.3 zeigt die bisher beobachteten Zerfälle und ihre Häufigkeiten.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	$39,31 \pm 0,34\%$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$32,57 \pm 0,23\%$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$	$22,74 \pm 0,28\%$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$	$4,60 \pm 0,16\%$
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	$0,70 \pm 0,07\%$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$	$(2,68 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$	$(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma + \gamma$	$(2,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$(5,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$

Tabelle 1.3.: Bisher beobachtete Zerfälle des η -Mesons und ihre Häufigkeiten [N⁺¹⁰].

Darüber hinaus gibt es weitere erlaubte Zerfälle des η -Mesons, die jedoch bislang nicht beobachtet wurden (Tabelle 1.4).

Des Weiteren existieren so genannte „verbotene“ oder auch „seltene“ Zerfälle, bei denen eine oder mehrere Symmetrien bzw. Erhaltungssätze (Kap. 1.2) verletzt sind. Diese möglichen Zerfälle sind in Tabelle 1.5 aufgeführt.

Das η -Meson eignet sich besonders gut für die Suche nach seltenen und verbotenen Zerfällen, da alle starken Zerfälle in erster Ordnung verboten sind. $\eta \rightarrow 2\pi$ und $\eta \rightarrow 4\pi^0$ verletzen P und CP. Bei $\eta \rightarrow 3\pi$ sind die G-Parität (s.u.), der Isospin und

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma + \gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-3}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma + \gamma$	$< 1,2 \cdot 10^{-3}$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \gamma$	$< 5 \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow 4\gamma$	$< 2,8 \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \mu^+ + \mu^-$	$< 3,6 \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \pi^+ + \pi^-$	$< 3,6 \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$	$< 1,6 \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$	$< 6,9 \cdot 10^{-5}$
$\eta \rightarrow e^+ + e^-$	$< 2,7 \cdot 10^{-5}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \mu^- + \gamma$	$< 3 \cdot 10^{-6}$
nicht sichtbar	$< 6 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.4.: Bisher nicht beobachtete erlaubte Zerfälle des η -Mesons und ihre Häufigkeiten [N+10].

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis	Verletzte Symmetrie
$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma$	$< 9 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$< 1,3 \cdot 10^{-5}$	P,CP
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0$	$< 3,5 \cdot 10^{-4}$	P,CP
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma$	$< 5 \cdot 10^{-4}$	C
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \gamma$	$< 6 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow 3\gamma$	$< 1,6 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow 4\pi^0$	$< 6,9 \cdot 10^{-7}$	P,CP
$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$	$< 4 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \mu^-$	$< 5 \cdot 10^{-6}$	C
$\eta \rightarrow \mu^+ + e^- / \mu^- + e^+$	$< 6 \cdot 10^{-6}$	Leptonenfamilie

Tabelle 1.5.: Auflistung der verbotenen Zerfälle des η -Mesons [N+10].

die Ladungssymmetrie nicht erhalten. Gleichermaßen gilt für elektromagnetische Zerfälle: $\eta \rightarrow \pi^0\gamma$, $\eta \rightarrow 2\pi^0\gamma$ und $\eta \rightarrow 3\pi^0\gamma$ verletzen C. Der einzige in erster Ordnung erlaubte Zerfall ist $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, dieser ist jedoch deutlich unterdrückt. Erst in zweiter Ordnung sind weitere Zerfälle erlaubt, angefangen bei dem elektromagnetischen Zerfall $\eta \rightarrow 2\gamma$. Die starke Unterdrückung von Zerfällen über die starke Wechselwirkung führt zu einer erheblich längeren Lebensdauer als bei vergleichbaren Teilchen, gleichzeitig ist die Zerfallsbreite mit $\Gamma=1,3\text{ keV}$ deutlich geringer. Dies führt zu einer deutlich höheren Empfindlichkeit bei der Suche nach seltenen und verbotenen Zerfällen. Würde das η -Meson in erster Ordnung über die starke Wechselwirkung zerfallen, wäre die Zerfallsbreite um 5 Größenordnungen größer, wie es beispielsweise beim ρ -Meson der Fall ist, was derartige Analysen des η -Mesons um einen Faktor 10^5 empfindlicher macht.

Die oben genannte G-Parität ist eine Erweiterung der C-Parität auf geladene Teilchen und gilt in der starken Wechselwirkung als erhalten. Zur Veranschaulichung sei das Pionentriplett genannt. Die C-Parität ist hier nur für das π^0 -Meson definiert. Da jedoch die starke Wechselwirkung nicht auf die elektrische Ladung empfindlich ist, wird die G-Parität so definiert, dass sie für alle Ladungszustände des Multipletts gilt:

$$G \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} = \eta_G \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

$\eta_G = \pm 1$ sind hier die Eigenwerte der G-Parität und sind nicht mit dem η -Meson zu verwechseln. Der G-Operator ist definiert als

$$G = Ce^{-i\pi I_2}. \quad (1.8)$$

Dies bedeutet eine Drehung um die I_2 -Achse des Isospins (also ein „Umklappen“ der I_3 -Achse) und ein anschließendes Anwenden des C-Operators.

Die Betrachtung der Zerfälle des η -Mesons ist nicht nur in Hinsicht auf die Suche nach seltenen Zerfällen interessant, auch andere Größen lassen sich über die Zerfälle bestimmen. Der in erster Ordnung verbotene Zerfall $\eta \rightarrow 3\pi$ kann aufgrund der Massendifferenz des u- und des d-Quarks auftreten. Damit lässt sich aus der Breite des Zerfalls die Quarkmassendifferenz bestimmen. Genauer ist $\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi) \sim (m_u - m_d)^2$ [A⁺04].

Der Nachweis des η -Mesons ist aufgrund der kurzen Lebensdauer und der damit verbundenen geringen Reichweite niemals direkt möglich, da das Teilchen selbst bei hochrelativistischen Energien keinen Detektor erreichen kann. Um dennoch die Erzeugung nachzuweisen, gibt es im Wesentlichen zwei Möglichkeiten. Bei der „missing mass“-Methode (Kap. 1.5.2) wird die Differenz der Viererimpulse der an der Kollision beteiligten Teilchen vor und nach der Kollision gebildet. Der Betrag des Ergebnisses ist die Masse des erzeugten Teilchens. Die „invariante Masse“-Methode (Kap. 1.5.3) verläuft analog mit den Zerfallsprodukten des erzeugten Teilchens, wobei zwingend notwendig ist, dass alle Zerfallsprodukte nachgewiesen werden bzw.

deren Viererimpulse rekonstruiert werden. Wird der Betrag der Summe der Viererimpulse der Zerfallsprodukte berechnet, so ergibt sich die Masse des zerfallenen Teilchens.

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

Der Zerfall

$$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \quad (1.9)$$

[B⁺65, P⁺65, R⁺65, B⁺67a, B⁺67b, B⁺68, J⁺75] ist ein geeignetes Instrument für die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Da dieser Zerfall in erster Ordnung die C-Parität verletzt, wäre er innerhalb des Standardmodells nur über die schwache Wechselwirkung möglich. Da der Zerfall, würde er die C-Parität nicht verletzen, aber der elektromagnetischen Wechselwirkung zuzuordnen wäre [Wir10], ist er im Rahmen des Standardmodells nicht möglich und wurde auch bislang nicht nachgewiesen. Das obere Limit für das Verzweigungsverhältnis liegt bei $4 \cdot 10^{-5}$ [N⁺10]. Der Zerfall findet in erster Ordnung über ein virtuelles Photon statt (Abb. 1.3):

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma^* \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \quad (1.10)$$

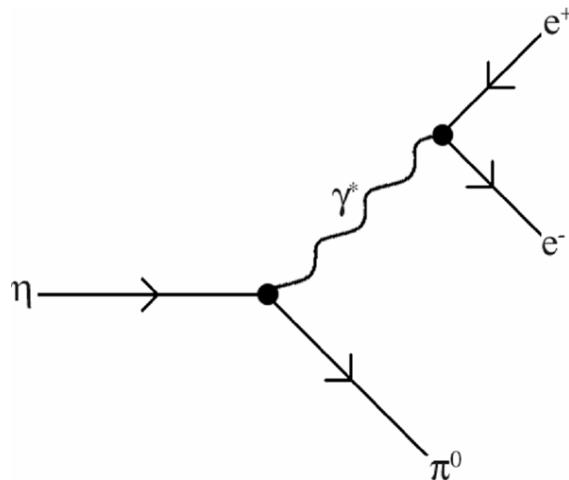


Abbildung 1.3.: Feynman-Diagramm des verbotenen Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$.

Die Verletzung der C-Parität tritt an der Stelle

$$\eta_{(+1)} \rightarrow \pi_{(+1)}^0 + \gamma_{(-1)}^* \quad (1.11)$$

auf. Die entsprechenden C-Paritäten sind als Indizes angegeben. Die gesamte C-Parität vor dem Zerfall beträgt +1 (C-Parität des η -Mesons), nach dem Zerfall

1. Theoretische Grundlagen

beträgt sie -1 (C-Parität des π^0 -Mesons \cdot C-Parität des Photons). Es muss jedoch beachtet werden, dass auch ein erlaubter Zerfallsprozess höherer Ordnung, welcher über zwei virtuelle Photonen stattfindet, existiert (Abb. 1.4):

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

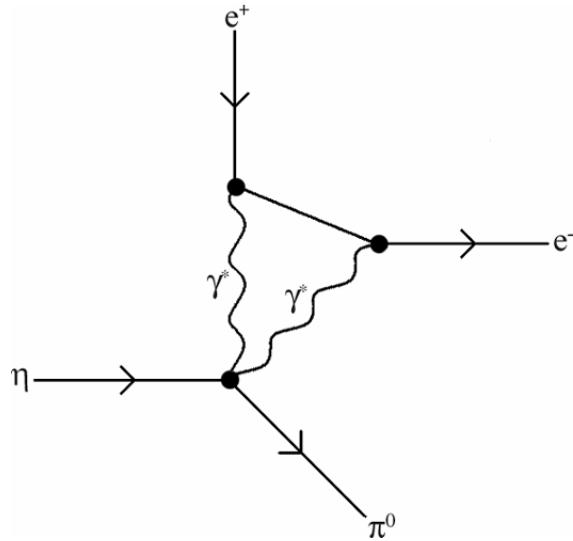


Abbildung 1.4.: Feynman-Diagramm des erlaubten Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$.

Die Bilanz der C-Paritäten

$$\eta_{(+1)} \rightarrow \pi_{(+1)}^0 + \gamma_{(-1)}^* + \gamma_{(-1)}^* \quad (1.13)$$

zeigt hier keine Verletzung, sie beträgt vor dem Zerfall +1 (C-Parität des η -Mesons) und nach dem Zerfall ebenfalls +1 (C-Parität des π^0 -Mesons \cdot C-Parität des ersten Photons \cdot C-Parität des zweiten Photons). Das Verzweigungsverhältnis für diesen Fall berechnet sich aus dem Verzweigungsverhältnis des Zerfalls

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma + \gamma . \quad (1.14)$$

Theoretische Berechnungen [Che67, Smi68, NP93, J⁺02] ergeben ein Verzweigungsverhältnis zwischen 10^{-8} und 10^{-11} . Der verbotene und der erlaubte Zerfall sind nicht voneinander zu unterscheiden. Ergibt nun die Suche nach dem Zerfall ein Verzweigungsverhältnis in der Größenordnung von 10^{-8} oder kleiner, dann lässt sich aufgrund der Ununterscheidbarkeit keine Aussage mehr über den Zerfallsmechanismus treffen. Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ wäre dann kein geeignetes Instrument mehr für die Suche nach einer Verletzung der C-Parität. Wird das Verzweigungsverhältnis jedoch bei deutlich mehr als 10^{-8} gefunden, dann ist davon auszugehen,

dass es sich nicht um den erlaubten Zerfall handelt. Dies wäre ein deutlicher Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells.

Die Suche nach dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ ist eine überaus anspruchsvolle Aufgabe. Das aktuelle obere Limit für das Verzweigungsverhältnis von $4 \cdot 10^{-5}$ bedeutet, dass der Zerfall von anderen Zerfällen um mindestens einen Faktor 25000 überlagert wird. Selbst kleinste Fehler bei der Identifikation von Teilchen können hier drastische Auswirkungen haben. Daher ist es für eine derartige Analyse zum einen nötig, η -Mesonen in ausreichender Menge, das heißt in einer Größenordnung von mehreren Millionen, erzeugen zu können. Zum anderen muss der verwendete Detektor eine ausreichende Impuls- und Energieauflösung besitzen, um die beteiligten Teilchen mit entsprechender Genauigkeit identifizieren zu können. Das WASA-at-COSY-Experiment erfüllt alle genannten Anforderungen und ist deshalb ideal geeignet, um eine solche Messung durchzuführen.

1.5. Mathematische Grundlagen, Begrifflichkeiten und Analysemethoden

1.5.1. Kinematik

Die Kinematik der in dieser Arbeit vorgestellten Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ lässt sich aufgrund der hohen Teilchenenergien nicht mehr klassisch beschreiben. Damit wird eine relativistische Kinematik notwendig. Aus diesem Grund ist die Anwendung von Vierervektoren, welche den Viererimpuls des jeweiligen Teilchens beschreiben, sinnvoll. Die hilfreiche Konvention $\hbar = c = 1$ vereinfacht dabei die folgenden Betrachtungen erheblich. Der Viererimpuls ist folgendermaßen definiert:

$$\mathbb{P} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

Das Betragsquadrat ist definiert als

$$|\mathbb{P}|^2 = E^2 - \vec{p}^2. \quad (1.16)$$

Durch die relativistische Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (1.17)$$

wird schnell sichtbar, dass der Betrag des Viererimpulses eines Teilchens in jedem Bezugssystem der Ruhemasse des Teilchens entspricht.

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung ist für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ die Summe der Viererimpulse der einlaufenden Teilchen gleich der Summe der Viererimpulse der auslaufenden Teilchen:

$$\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d = \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} + \mathbb{P}_\eta. \quad (1.18)$$

Der Betrag der Summe der Vierervektoren der ein- bzw. auslaufenden Teilchen wird als Schwerpunktsenergie \sqrt{s} bezeichnet:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d| = |\mathbb{P}_{{}^3\text{He}} + \mathbb{P}_\eta|. \quad (1.19)$$

Diese Energie wird nach der Kollision in Masse und kinetische Energie Q der auslaufenden Teilchen umgewandelt:

$$\sqrt{s} = m_{{}^3\text{He}} + m_\eta + Q. \quad (1.20)$$

Q wird auch Überschussenergie genannt. Ist $Q < 0$, kann die Reaktion nicht stattfinden, da nicht genügend Energie vorhanden ist, um die Massen $m_{{}^3\text{He}}$ und m_η zu erzeugen. Die sogenannte Produktionsschwelle liegt bei $Q = 0$. Hier können beide Teilchen gerade erzeugt werden, besitzen jedoch im Schwerpunktsystem keine kinetische Energie. Sie ruhen also nebeneinander. Auf diese Weise können Interaktionen wie zum Beispiel gebundene Zustände zwischen Atomkernen und Mesonen untersucht werden [Mer07]. Ist $Q > 0$, so haben beide erzeugten Teilchen einen im Schwerpunktsystem entgegengesetzten Impuls, ihre Summe ist gleich Null. Dies gilt genauso für die einlaufenden Teilchen:

$$\vec{p}_p + \vec{p}_d = \vec{p}_{{}^3\text{He}} + \vec{p}_\eta = \vec{0}. \quad (1.21)$$

1.5.2. Die Missing Mass-Methode

In vielen Fällen kann ein an einer Reaktion beteiligtes Teilchen nicht direkt nachgewiesen werden, zum Beispiel aufgrund einer sehr kurzen Lebensdauer. Es ist jedoch trotzdem möglich, dieses Teilchen mit Hilfe der Missing Mass-Methode zu rekonstruieren. Dies soll hier beispielhaft an der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ gezeigt werden. Um das η -Meson zu rekonstruieren, müssen zunächst die Viererimpulse aller anderen beteiligten Teilchen bekannt sein, also \mathbb{P}_p , \mathbb{P}_d und $\mathbb{P}_{{}^3\text{He}}$. \mathbb{P}_p lässt sich einfach aus der Strahlenergie bestimmen. \mathbb{P}_d ist im in dieser Arbeit behandelten

Fall gleich $\begin{pmatrix} m_d \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, da die Targetteilchen aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeit

als ruhend angesehen werden können. $\mathbb{P}_{{}^3\text{He}}$ lässt sich berechnen, wenn der ${}^3\text{He}$ -Kern im Detektor nachgewiesen wurde. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung gilt

$$\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d = \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} + \mathbb{P}_\eta. \quad (1.22)$$

Durch Umstellung der Gleichung lässt sich der Viererimpuls des η -Mesons bestimmen:

$$\mathbb{P}_\eta = \mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{^3\text{He}}. \quad (1.23)$$

Durch die Bildung des Betrags ergibt sich die Masse des η -Mesons:

$$m_\eta = |\mathbb{P}_\eta| = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{^3\text{He}}|. \quad (1.24)$$

Mit den aus dem Experiment zugänglichen Werten sieht diese Berechnung für das Laborsystem folgendermaßen aus:

$$m_\eta = \sqrt{(E_{\text{kin},p} + m_p + m_d - m_{^3\text{He}} - E_{\text{kin},^3\text{He}})^2 - (p_p - p_{^3\text{He}} \cdot \cos \vartheta_{^3\text{He}})^2 - (p_{^3\text{He}} \cdot \sin \vartheta_{^3\text{He}})^2} \quad (1.25)$$

$E_{\text{kin},p}$ ist die kinetische Energie des Strahlprotons, also die Strahlenergie. m_p , m_d und $m_{^3\text{He}}$ sind die Massen des Protons, Deuterons und ^3He -Kerns. $E_{\text{kin},^3\text{He}}$ und $\vartheta_{^3\text{He}}$ lassen sich aus den Detektordaten berechnen. Die Impulse des Protons und des ^3He -Kerns, p_p und $p_{^3\text{He}}$, lassen sich leicht mit $p = \sqrt{(E_{\text{kin}} + m)^2 - m^2}$ aus den jeweiligen kinetischen Energien berechnen. Allgemein wird die auf diese Weise berechnete Masse auch als Missing Mass bezeichnet. Wird bei einer derartigen Reaktion die Missing Mass für jedes Ereignis in ein Histogramm eingetragen, so zeigt sich zusätzlich zum Untergrund ein Peak bei der η -Masse. Dies ist in Abb. 1.5 am Beispiel der Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + X$ gezeigt. Auf diese Weise kann die Erzeugung von Teilchen indirekt nachgewiesen werden, auch wenn diese keinen Detektor erreichen. Diese Methode wird auch verwendet, um die Anzahl an erzeugten Teilchen zu bestimmen. In diesem Fall wird der entsprechende Peak ausgezählt.

1.5.3. Die Invariante Masse-Methode

Die Methode der invarianten Masse dient wie die Missing Mass-Methode der Rekonstruktion eines nicht direkt nachweisbaren Teilchens. Der Unterschied besteht darin, dass nicht die an der Reaktion beteiligten Teilchen untersucht werden, sondern die Zerfallsprodukte des zu rekonstruierenden Teilchens. Hier ist es notwendig, dass alle Zerfallsprodukte nachgewiesen und ihre Viererimpulse bestimmt werden. Als Beispiel sei hier der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^-$ angeführt. Zunächst müssen die Viererimpulse der Zerfallsprodukte \mathbb{P}_{γ_1} , \mathbb{P}_{γ_2} , \mathbb{P}_{e^+} und \mathbb{P}_{e^-} bestimmt werden. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung gilt:

$$\mathbb{P}_\eta = \mathbb{P}_{\gamma_1} + \mathbb{P}_{\gamma_2} + \mathbb{P}_{e^+} + \mathbb{P}_{e^-}. \quad (1.26)$$

Die Bildung des Betrags ergibt die Masse des η -Mesons:

$$m_\eta = |\mathbb{P}_\eta| = |\mathbb{P}_{\gamma_1} + \mathbb{P}_{\gamma_2} + \mathbb{P}_{e^+} + \mathbb{P}_{e^-}|. \quad (1.27)$$

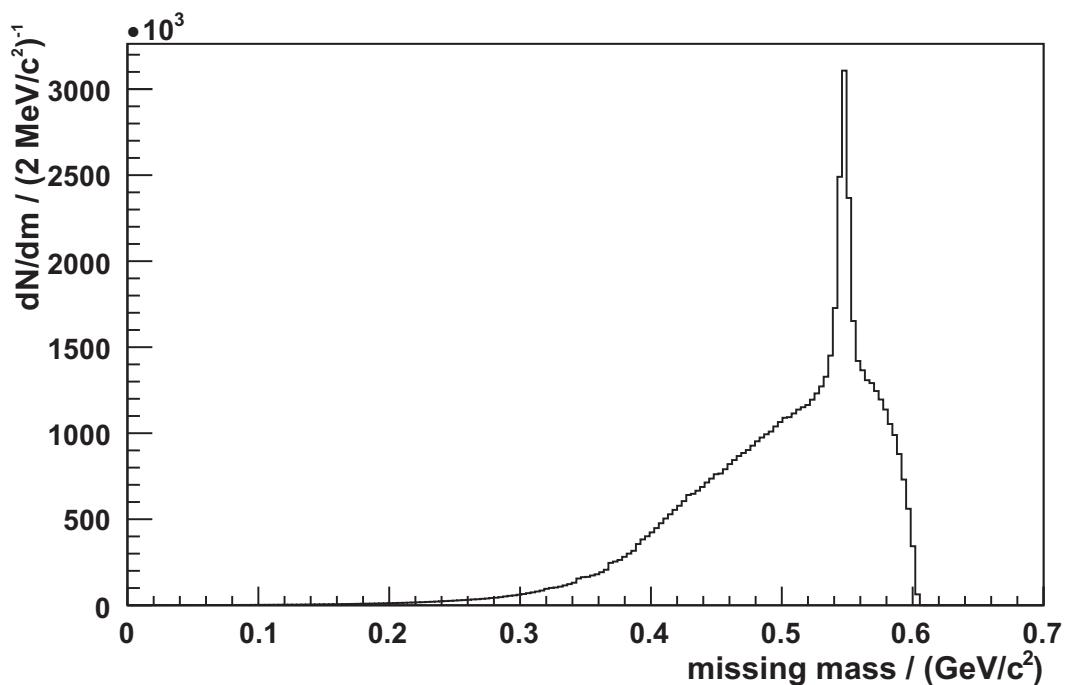


Abbildung 1.5.: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns bei der Reaktion $\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{X}$ bei $1,69 \text{ GeV}/c$. Der Peak liegt bei der η -Masse. Der Untergrund entsteht vor allem durch die direkte 2- und 3-Pionenproduktion.

Diese Masse wird auch als invariante Masse bezeichnet. Wird die invariante Masse in ein Histogramm eingetragen, so ergibt sich zusätzlich zum Untergrund ein Peak bei der η -Masse. Würde bei diesem Zerfall die invariante Masse der zwei Photonen bestimmt, so ergäbe sich ein Peak bei der Masse des π^0 -Mesons, da die Photonen aus dessen Zerfall stammen. Dies ist am Beispiel des Zerfalls des η -Mesons in Abb. 1.6 gezeigt. Betrachtet wurden hier aufgenommene Ereignisse vom Typ $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 2\gamma + X$ bei einem Strahlimpuls von $1,69 \text{ GeV}/c$.

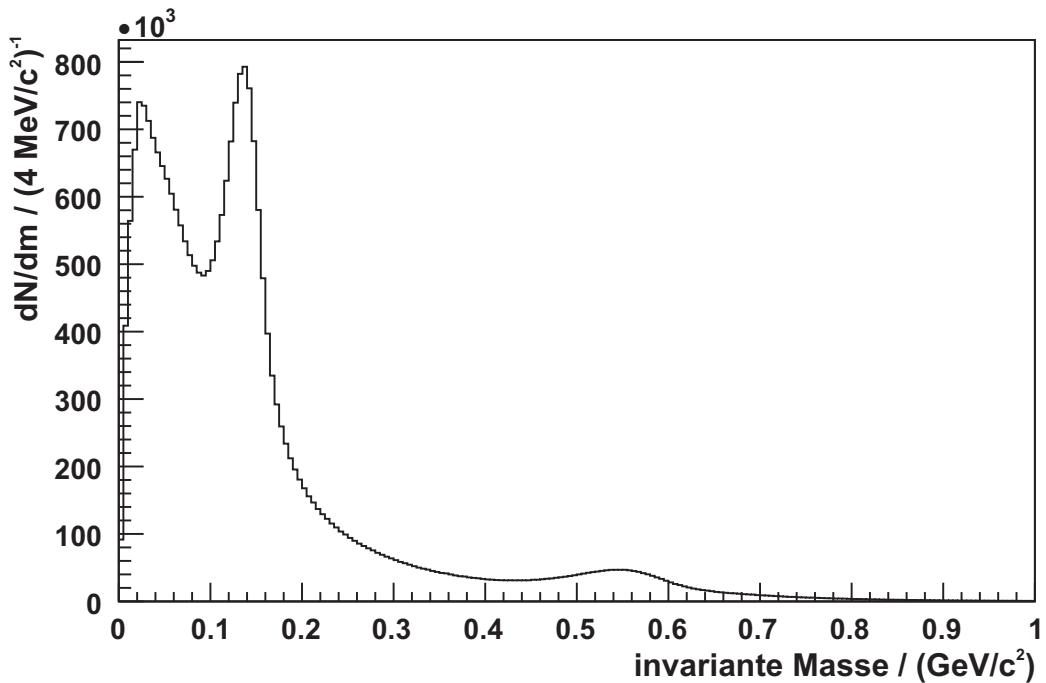


Abbildung 1.6.: Invariante Masse von 2 Photonen bei der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 2\gamma + X$ bei $1,69 \text{ GeV}/c$. Der Peak bei der Masse des π^0 -Mesons ist deutlich sichtbar, ebenso wie ein kleinerer Peak bei der η -Masse vom Zerfall in zwei Photonen.

1.5.4. Wirkungsquerschnitt und Luminosität

In der Teilchenphysik wird der Begriff Wirkungsquerschnitt benutzt, um die Wahrscheinlichkeit einer Interaktion zwischen Teilchen zu beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt hat die Einheit einer Fläche, welche in der Regel in der Einheit „barn“ ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) angegeben wird und ist stark abhängig von der Energie des einfallenden Teilchens sowie der Art der Wechselwirkung. Zur Definition wird angenommen, dass ein Teilchen eines Targets von einer Fläche σ umgeben ist und

eine Reaktion dann stattfindet, wenn ein einfallendes punktförmiges Teilchen diese Fläche trifft. Diese Fläche entspricht dem Wirkungsquerschnitt für die jeweilige Reaktion. Dieser Wirkungsquerschnitt wird auch als totaler Wirkungsquerschnitt bezeichnet, im Unterschied zum differenziellen Wirkungsquerschnitt, welcher die Ableitung des totalen Wirkungsquerschnitts nach dem Raumwinkel Ω bezeichnet. $d\sigma/d\Omega$ ist proportional zur Wahrscheinlichkeit, dass das gestreute Teilchen oder Reaktionsprodukt in einen bestimmten Raumwinkelbereich $d\Omega$ gestreut wird. Das Integral des differenziellen Wirkungsquerschnitts über alle Richtungen ergibt den totalen Wirkungsquerschnitt.

Die Luminosität ist eine Größe, die sich aus dem Strahl, dem Target und deren Überlapp berechnet und angibt, wie viele Reaktionen pro Sekunde erwartet werden können. Anschaulich ist die Luminosität der Proportionalitätsfaktor zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ und der Ereignisrate dN/dt :

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma. \quad (1.28)$$

Sie berechnet sich im Fall eines Ringbeschleunigers mit festem Target und vollem Überlapp von Strahl und Target aus der Flächendichte des Targets (auch Targetdicke genannt) ρ_T , der Anzahl der im Beschleuniger gespeicherten Teilchen n_S und der Umlauffrequenz f :

$$L = \rho_T \cdot n_S \cdot f. \quad (1.29)$$

1.5.5. Confidence Level und oberes Limit

Die Angabe eines oberen Limits p_{up} erfordert die Angabe eines sogenannten Confidence Levels, auch Konfidenzintervall oder Vertrauensbereich genannt. Bei der Bestimmung des oberen Limits eines Verzweigungsverhältnisses wird in der Regel ein Confidence Level von 90% angegeben. Dies bedeutet jedoch nicht, wie häufig fälschlicherweise angenommen, dass der wirkliche Wert des Verzweigungsverhältnisses mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% im Intervall $[0; p_{\text{up}}]$ liegt. Stattdessen bedeutet ein Confidence Level von 90%, dass bei mehrfacher Wiederholung der Messung in 90% der Fälle das Intervall den Mittelwert einer unendlichen Anzahl von derartigen Messungen enthält. Im Fall dieser Arbeit berechnet sich das obere Limit aus der Anzahl der Ereignisse, die laut Monte-Carlo-Daten nach Anwendung der Cuts, also des Herausschneidens von Bereichen aus verschiedenen Verteilungen, übrig bleiben und der Anzahl der Ereignisse, die in den Messdaten wirklich übrig bleiben. Der genaue Zusammenhang zwischen erwarteten und gemessenen Ereignissen sowie dem oberen Limit ist in [FC98] nachzulesen.

2. Experimenteller Aufbau

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden am WASA-Detektor (**Wide Angle Shower Apparatus**) [A⁺04] des Synchrotrons COSY (**COoler SYnchrotron**) im Forschungszentrum Jülich vorgenommen.

Bei COSY handelt es sich um ein Kühlersynchrotron und einen Speicherring für Protonen und Deuteronen im Mittelenergiebereich, das sich vor allem durch seine besondere Strahlkühlung auszeichnet. COSY ist in der Lage, sowohl unpolarisierte als auch polarisierte Strahlen zu erzeugen, wobei allerdings bei polarisierten Strahlen deren Intensität deutlich geringer ist.

Das WASA-Experiment wurde ursprünglich für den CELSIUS-Beschleuniger in Uppsala, Schweden, entwickelt und gebaut. Nach der Schließung des Beschleunigers im Jahre 2005 wurde der WASA-Aufbau nach Deutschland gebracht und nach verschiedenen Umbauten und Anpassungen am COSY-Beschleuniger aufgebaut, wo bereits 2006 die erste Strahlzeit stattfand. Die Hauptaufgaben von WASA waren und sind die Erzeugung von leichten bis mittelschweren Mesonen, um Wechselwirkungen zwischen Mesonen und Kernmaterie bzw. Nukleonen sowie deren Produktionsmechanismen zu untersuchen. Eine weitere Aufgabe ist die Suche nach Symmetrieverletzungen und seltenen Mesonenzerrfällen.

2.1. Der COSY-Beschleuniger

Der COSY-Beschleuniger besteht aus mehreren Hauptkomponenten, die im Folgenden näher beschrieben werden sollen [G⁺07, Mai97].

2.1.1. Das Zyklotron JULIC

Da das COSY-Synchrotron Teilchen erst ab einer bestimmten Mindestenergie beschleunigen kann, muss zuvor eine Vorbeschleunigung stattfinden. Dies findet im Zyklotron JULIC statt, das als Injektor für das Synchrotron dient. JULIC erreicht einen Strahlstrom von ca. $10 \mu\text{A}$ bei unpolarisierten Protonen- und Deuteronenstrahlen, was ausreicht, um innerhalb von 20 ms ca. $2 \cdot 10^{11}$ Teilchen zu produzieren. Dabei werden Energien von 45 MeV bei Protonen und 90 MeV bei Deuteronen erreicht. Bei der Injektion in das Synchrotron treffen die noch negativ geladenen Teilchen auf eine Kohlenstofffolie, an der sie ihre Elektronen verlieren und dann

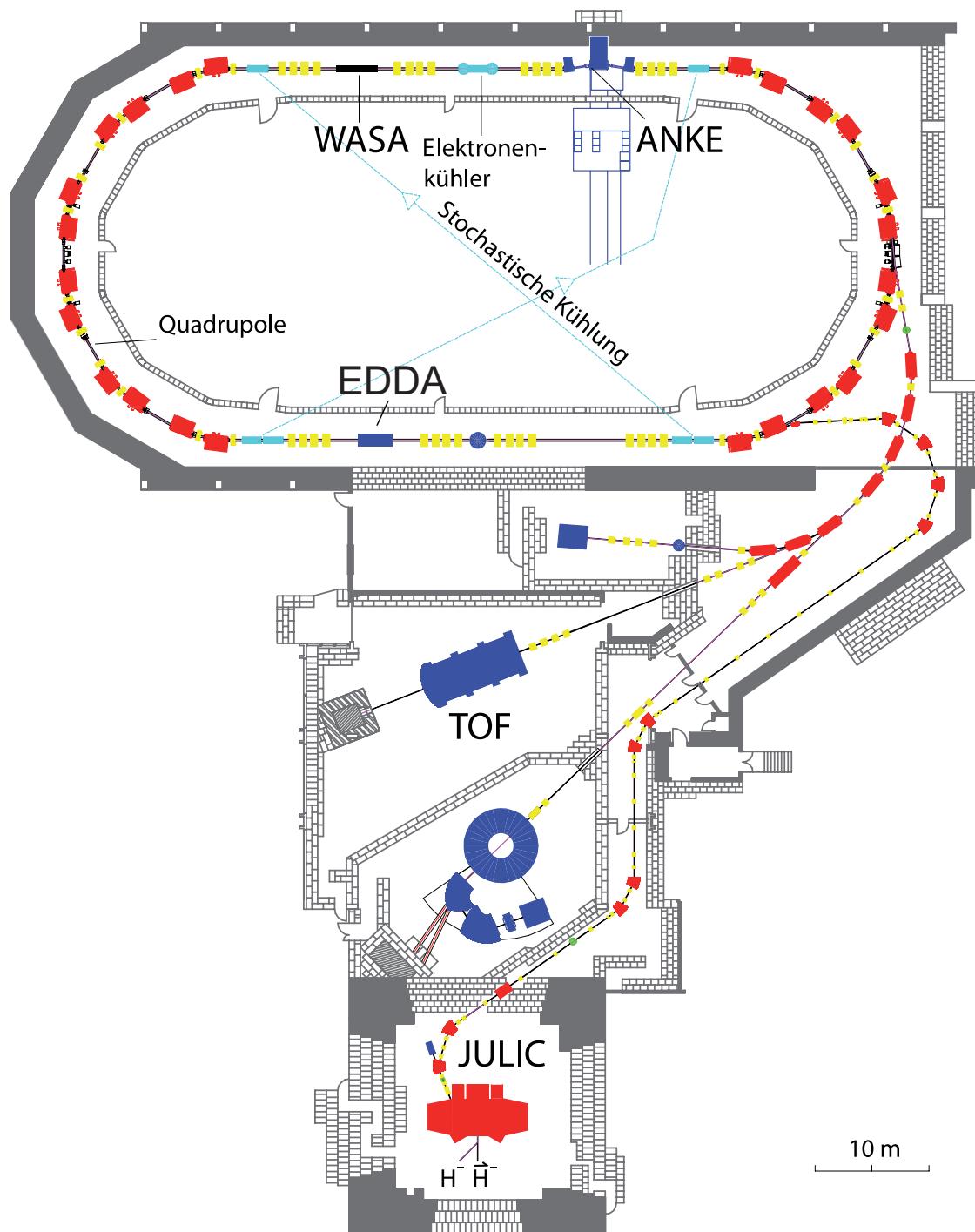


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des COSY-Beschleunigers.

als positiv geladene Teilchen injiziert werden. Seit 1999 können auch polarisierte Protonenstrahlen und seit 2001 polarisierte Deuteronenstrahlen produziert werden.

2.1.2. Das Synchrotron

COSY ist ein Kühlersynchrotron und Speicherring mit einem Umfang von 184 m. Es können Protonen und Deuteronen in einem Impulsbereich von 0,3 bis 3,7 GeV/c erzeugt werden, was anschaulich ca. 97 % der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Die maximale Teilchenzahl im Strahl liegt bei etwa 10^{11} Teilchen. Dabei werden an den Experimenten typische Luminositäten von $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erzielt. Experimente am umlaufenden Strahl innerhalb des Beschleunigerrings werden „interne Experimente“ genannt (WASA, ANKE), Experimente am extrahierten Strahl außerhalb des Beschleunigerrings nennen sich „externe Experimente“ (TOF). Der Ring selbst besteht aus zwei 40 m langen geraden Sektionen und zwei 52 m langen halbkreisförmigen Sektionen. 24 Dipolmagnete halten den Strahl in den Halbkreisen auf seiner Bahn, zusätzlich gibt es 56 Quadrupolmagnete, die der Strahlfokussierung dienen. Die Zeit, die der Strahl braucht, um auf die maximale Geschwindigkeit beschleunigt zu werden, liegt in der Größenordnung von wenigen Sekunden. Die Strahllebensdauer liegt, je nach Experiment, bei einigen Minuten bis einigen Stunden.

2.1.3. Die Strahlkühlung

Da der COSY-Strahl bei seinem Umlauf Abweichungen von der idealen Form aufweisen kann, stehen zwei Arten der Strahlkühlung zur Verfügung, um diese Abweichungen zu korrigieren und das Volumen des Strahls im Phasenraum zu verkleinern: Eine Elektronenkühlung für Impulse bis zu 0,6 GeV/c und eine stochastische Kühlung für Impulse ab 1,5 GeV/c [Mai97]. Bei der Elektronenkühlung wird ein gekühlter Elektronenstrahl in das COSY-Strahlrohr geleitet und nach einigen Metern wieder herausgeleitet. Die Elektronen bewegen sich parallel zu den Protonen bzw. Deuteronen und nehmen durch die Coulomb-Wechselwirkung deren Wärme, d.h. deren Relativenergie, auf. Damit wird der Beschleunigerstrahl gekühlt und dessen transversale und longitudinale Ausdehnung verringert. Da die Elektronen auf die gleiche Geschwindigkeit wie der Protonen- bzw. Deuteronenstrahl beschleunigt werden müssen, ist dies bedingt durch die begrenzte Beschleunigungsspannung für die Elektronen nur für vergleichsweise geringe Impulse bis zu 0,6 GeV/c möglich. Bei höheren Impulsen kommt die stochastische Kühlung zum Tragen. Dabei wird mit Hilfe einer „Pick-Up“-Elektrode die Position des Strahls im Phasenraum festgestellt. Danach wird ein Korrektursignal an eine „Kicker“-Elektrode auf der anderen Seite des Beschleunigerrings übertragen, welche die Strahlposition korrigiert. Diese beiden Methoden der Strahlkühlung garantieren die hohe Qualität des COSY-Strahls und sind deswegen auch in den Namen des Beschleunigers eingegangen (COSY = **CO**oler **SY**nchrotron).

2.2. Das WASA-Experiment

Der 4π -Detektor WASA ist ein Experiment, das zur Erstellung von Studien zur Erzeugung und zum Zerfall von leichten Mesonen, vor allem Pionen und η -Mesonen, entwickelt wurde. Ursprünglich für den CELSIUS-Beschleuniger in Uppsala, Schweden, konstruiert, wurde WASA nach dessen Schließung im Jahre 2005 dort abgebaut und nach verschiedenen Umbauten im Jahre 2006 am COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich wieder in Betrieb genommen [R⁺05, W⁺06]. WASA besteht im Wesentlichen aus den folgenden Hauptkomponenten:

- Dem Vorwärtsdetektor (Forward Detector, FD, Kap. 2.2.1) zur Identifikation der gestreuten Projektilen und Rückstoßprotonen bzw. -deuteronen, im Allgemeinen für alle Teilchen mit großen Vorwärtsimpulsen.
- Dem Zentraldetektor (Central Detector, CD, Kap. 2.2.2) zur Identifikation der erzeugten Mesonen bzw. ihrer Zerfallsprodukte, also Photonen, Elektronen und geladenen Pionen. Der Zentraldetektor enthält auch den Solenoiden (Superconducting Solenoid, SCS), einen supraleitenden Magneten zur Impulsbestimmung der Teilchen.
- Dem Pellettarget (Kap. 2.2.3), einem Generator zur Erzeugung von Wasserstoff- oder Deuteriumpellets als Target.
- Dem Triggersystem (Kap. 2.2.4) zur Reduzierung der Datenmenge und ersten Vorsortierung der anfallenden Daten.

Abbildung 2.2 zeigt schematisch den gesamten Aufbau des WASA-Experimentes bzw. dessen Hauptkomponenten. In Abbildung 2.3 ist die Anordnung von Zentral- und Vorwärtsdetektor zu sehen.

Diese Hauptkomponenten sollen nun näher beschrieben werden.

2.2.1. Der Vorwärtsdetektor

Der Vorwärtsdetektor (Forward Detector, FD) von WASA dient der Erfassung aller Teilchen mit kleinen Winkeln θ , also großen Vorwärtsimpulsen. Dies sind vor allem die Teilchen, welche zur Erzeugung der Mesonen verwendet wurden, also Beschleunigerteilchen, Targetteilchen und deren Bruchstücke bzw. Fusionsprodukte. In der Regel sind dies Protonen, Deuteronen und Heliumkerne. Aber auch Neutronen und Pionen können begrenzt nachgewiesen werden. Durch die Möglichkeiten der Spur- und Energierkonstruktion können die Viererimpulse der einfallenden Teilchen bestimmt werden. Mit der Missing Mass-Methode kann dann die Masse der erzeugten Mesonen berechnet werden. Die wichtigsten Eigenschaften des Vorwärtsdetektors sind in Tabelle 2.1 zu finden. Der Vorwärtsdetektor ist aus mehreren Lagen aufgebaut (Abb. 2.4), die im Folgenden näher erläutert werden sollen.

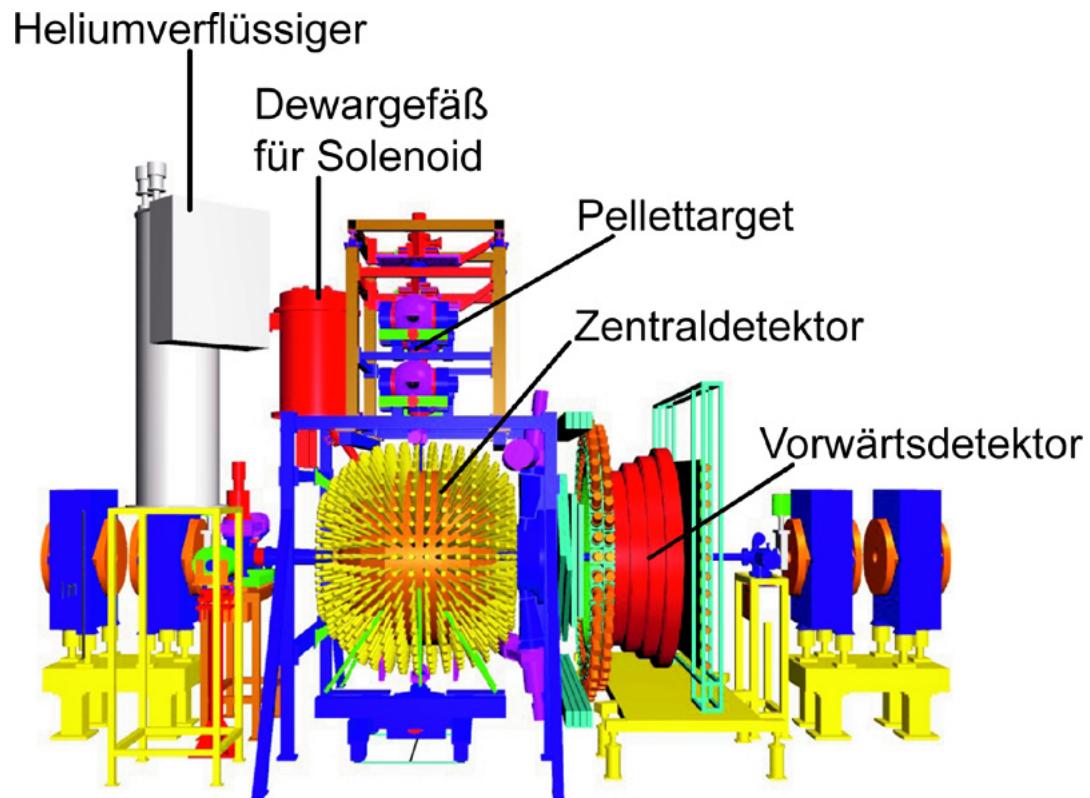


Abbildung 2.2.: Gesamtaufbau des WASA-Experimentes.

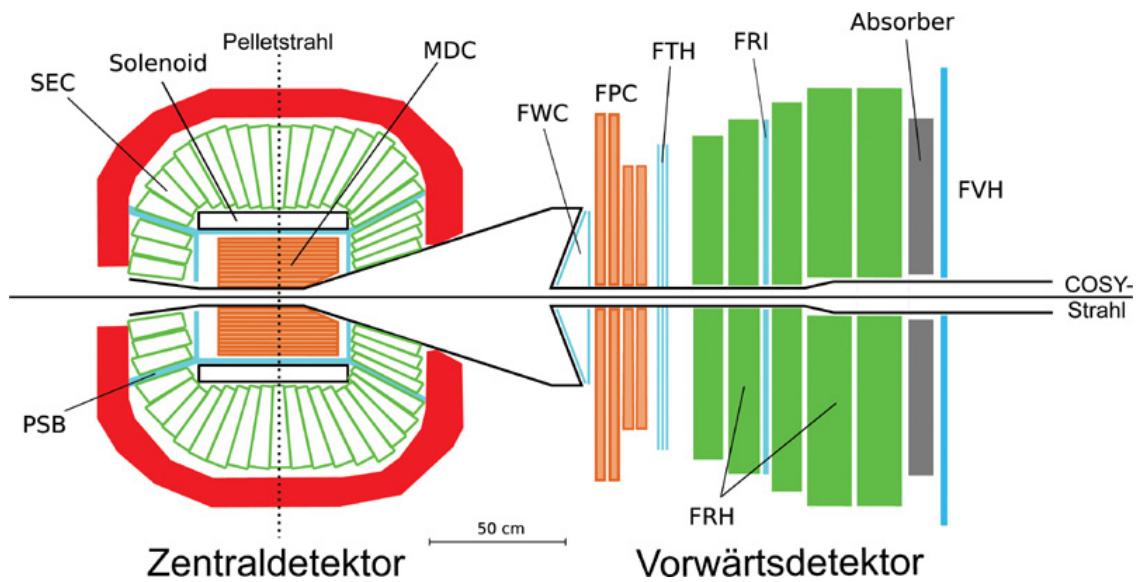


Abbildung 2.3.: Anordnung der Detektoren von WASA. Erklärung der Abkürzungen in den jeweiligen Detektorkapiteln.

2. Experimenteller Aufbau

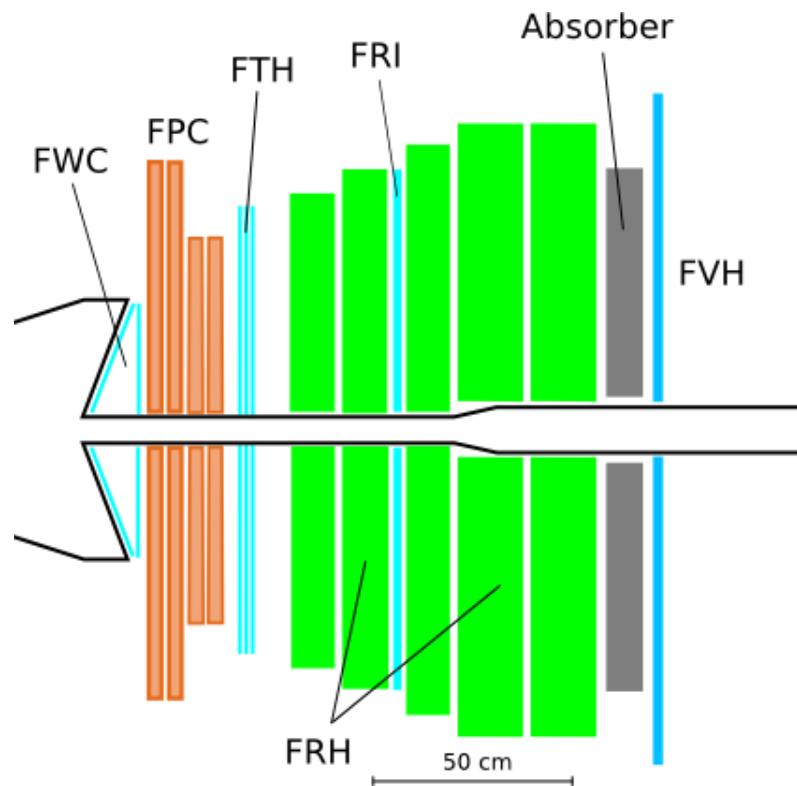


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der einzelnen Detektoren des Vorwärtsdetektors.

Anzahl Szintillatorelemente	340
Abgedeckter Winkelbereich	$3^\circ - 18^\circ$
Winkelauflösung	$\approx 0,2^\circ$
Max. kin. Energie zum Stoppen von π^\pm /Protonen/Deuteronen/ α	170/300/400/900 MeV
Zeitauflösung	< 3 ns
Energieauflösung für gestoppte Teilchen	1,5% - 3%
Teilchen mit $E_{\text{stop}} < E_{\text{kin}} < 2 \cdot E_{\text{stop}}$	3% - 8%
Teilchenidentifikationsmethode	$\Delta E/E$

Tabelle 2.1.: Grundlegende Eigenschaften des Vorwärtsdetektors.

Forward Window Counter (FWC)

Der erste Detektor im Vorwärtsdetektor ist der Forward Window Counter. Er bestand ursprünglich aus 12 kreisförmig angeordneten Szintillatorelementen von je 5 mm Dicke. Im Zuge des Umzugs zum COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich wurde der Forward Window Counter im September 2007 erweitert, um den gesteigerten Anforderungen wie den höheren Luminositäten und dem gesteigerten Teilchenfluss gerecht zu werden [P⁺08]. Es besteht nun aus zwei 3 mm dicken Lagen aus je 24 kreisförmig angeordneten Elementen (Abb. 2.5). Die erste Lage ist direkt auf das Austrittsfenster der Interaktionskammer montiert. Da das Austrittsfenster parabolisch geformt ist, sind die einzelnen Segmente je um ca. 10° gegenüber der Ebene senkrecht zur Strahlachse geneigt. Die zweite Lage ist planar aufgebaut und gegenüber der ersten Lage um 7,5°, also ein halbes Element gedreht, um die Lücken zwischen den Elementen der ersten Lage abzudecken. Ausgelesen wird der Detektor

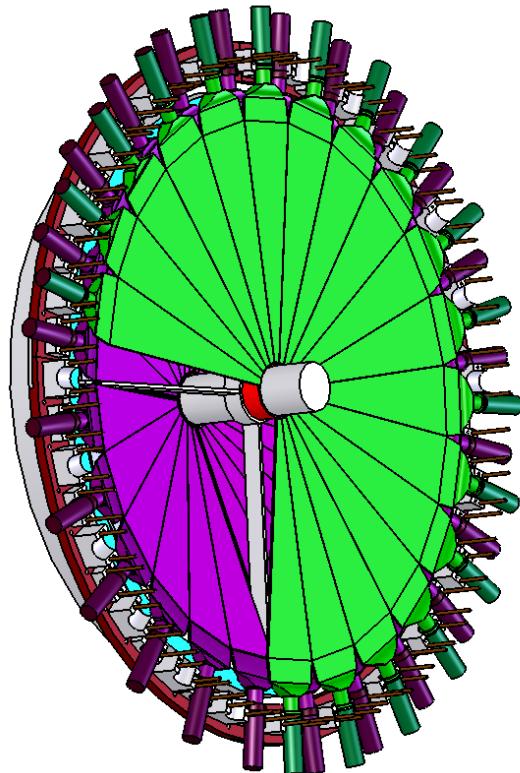


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des Forward Window Counter.

mit Hilfe von Photomultipliern, die über Lichtleiter mit den einzelnen Segmenten verbunden sind. Die Signale des Forward Window Counters dienen dazu, Teilchen auszusortieren, die im hinteren Teil des Strahlrohrs oder am Flansch zum Eingang des Vorwärtsdetektors gestreut werden.

2. Experimenteller Aufbau

Forward Proportional Chamber (FPC)

Die Forward Proportional Chamber befindet sich in Strahlrichtung hinter dem Forward Window Counter. Sie besteht aus vier Modulen, von denen sich jedes aus vier Lagen zu je 122 Proportionaldriftröhren zusammensetzt. Jede dieser Driftröhren hat einen Durchmesser von 8 mm (Abb. 2.6). Jedes Modul ist relativ zum Vorheri-

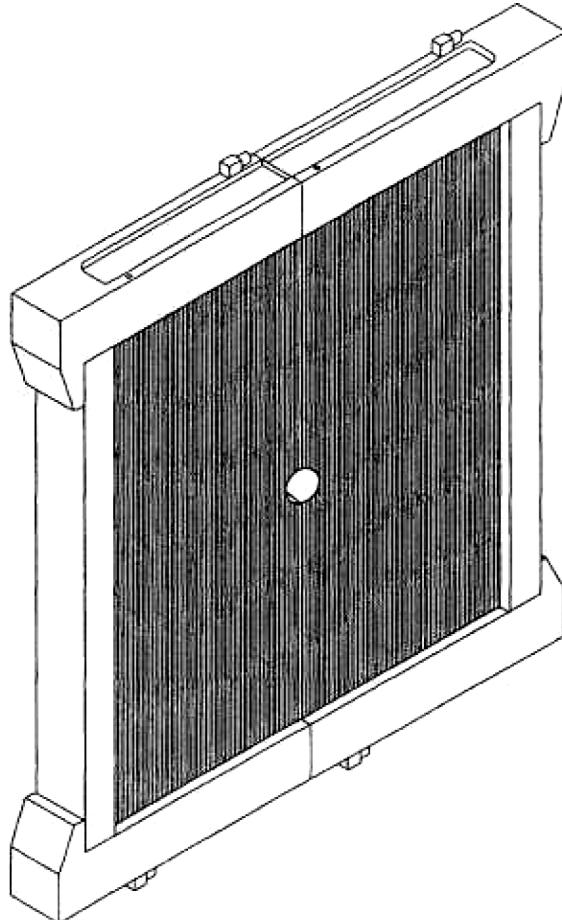


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung eines Moduls der Forward Proportional Chamber.

gen um 45° in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung gedreht. Mit diesem Detektor lassen sich die Koordinaten einer Teilchenspur bestimmen, was eine genaue Berechnung der Winkelinformation ermöglicht [Dyr97].

Forward Trigger Hodoscope (FTH)

Das Forward Trigger Hodoscope befindet sich direkt hinter der Forward Proportional Chamber und besteht aus drei Lagen von 5 mm dicken Plastiksintillatoren.

Die ersten zwei Lagen bestehen aus je 24 Elementen und sind zu zwei gegenläufigen archimedischen Spiralen angeordnet, die dritte Lage besteht aus 48 radialen Elementen. In Abb. 2.7 ist zu erkennen, dass die auf der rechten Seite zu sehende Überlagerung der drei Detektorlagen eine Pixelstruktur ergibt. Dies ermöglicht es

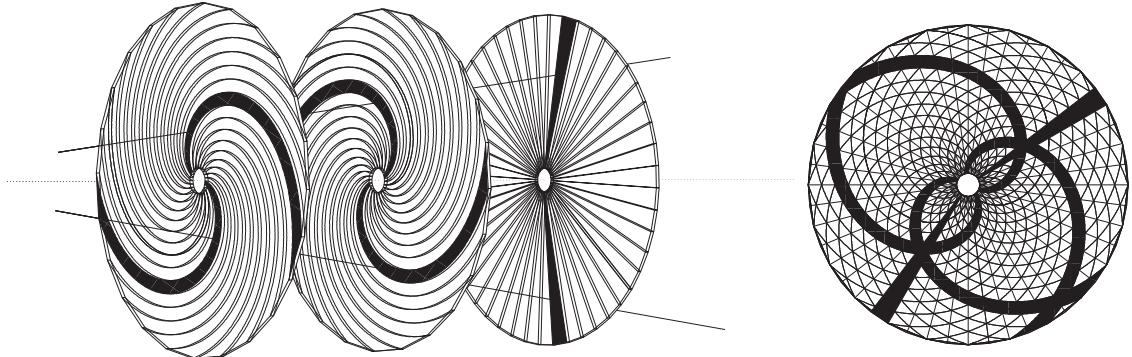


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der drei Lagen des Forward Trigger Hodoscope und ihrer Überlagerung.

zu bestimmen, ob ein Treffer von einem oder von mehreren Teilchen verursacht wurde. Da die Teilchen im Forward Trigger Hodoscope auch Energie verlieren und dieser Energieverlust bestimmt werden kann, dient dieser Detektor auch zur Teilchenidentifikation nach der $\Delta E/E$ -Methode.

Forward Range Hodoscope (FRH)

Hinter dem Forward Trigger Hodoscope befindet sich das aus fünf Lagen von Plastiksintillatoren bestehende Forward Range Hodoscope. Es dient der Energiebestimmung der einfallenden Teilchen. Die ersten drei Lagen haben eine Dicke von 11 cm, die letzten zwei sind je 15 cm dick (Abb. 2.8). Jede Lage besteht aus 24 Kreiselementen und wird von Photomultipliern ausgelesen. Werden die einfallenden Teilchen im Forward Range Hodoscope gestoppt, was beispielsweise bei Protonen bei bis zu 0,3 GeV der Fall ist, ist die Energieauflösung maximal und beträgt ca. 1,5% - 3%. Auch die Energie nicht gestoppter Teilchen kann rekonstruiert werden. Hier verschlechtert sich die Energieauflösung auf ca. 3 - 8%. Ursprünglich bestand das Forward Range Hodoscope aus vier Detektorlagen. Nach dem Umzug von CELSIUS zu COSY wurde jedoch die erste Lage entfernt und zwei neue Lagen hinter die verbliebenen Module eingesetzt, um der höheren COSY-Energie gerecht zu werden (Abb. 2.9). Dies ermöglichte es auch, der Forward Proportional Chamber eine weitere Lage hinzuzufügen, um die Auflösung zu verbessern.

2. Experimenteller Aufbau

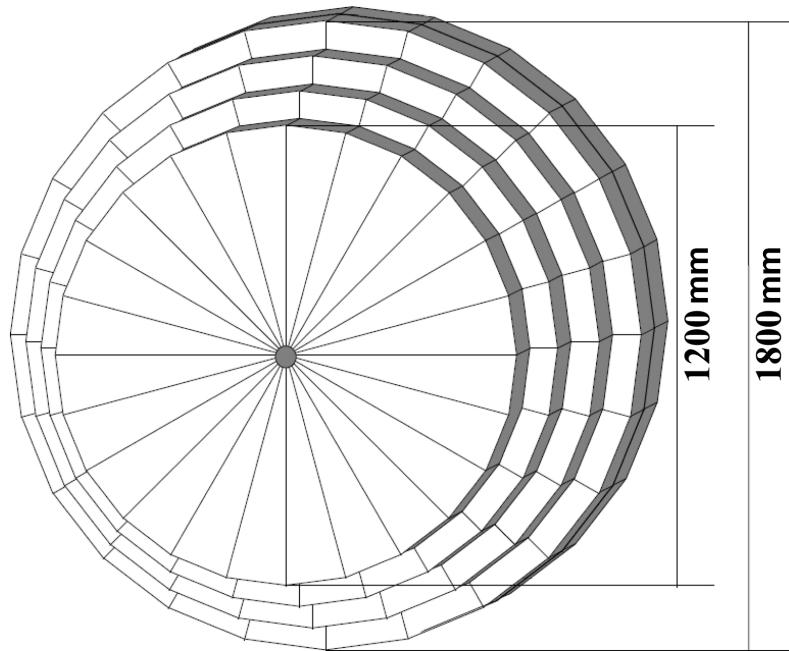


Abbildung 2.8.: Schematische Darstellung der Lagen des Forward Range Hodoscope.

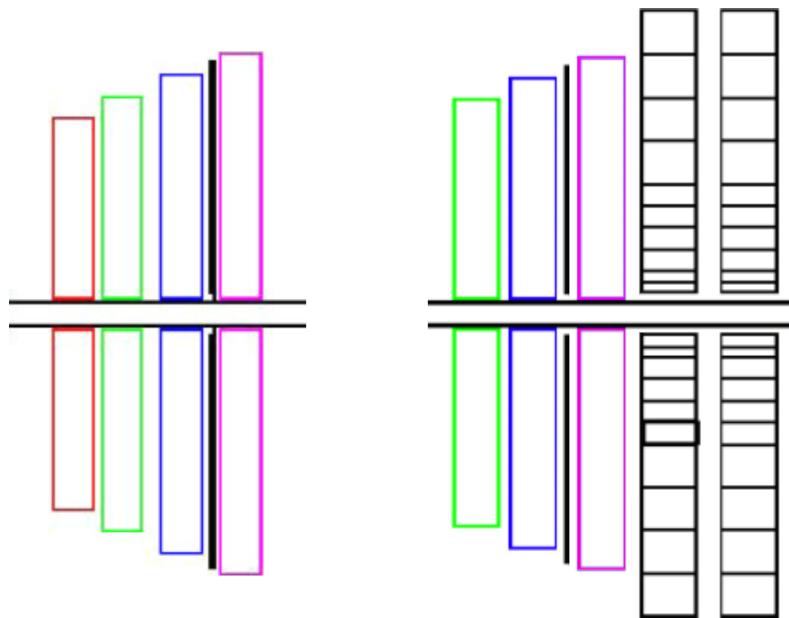


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung des Forward Range Hodoscope vor dem Upgrade (links) und nach dem Upgrade (rechts).

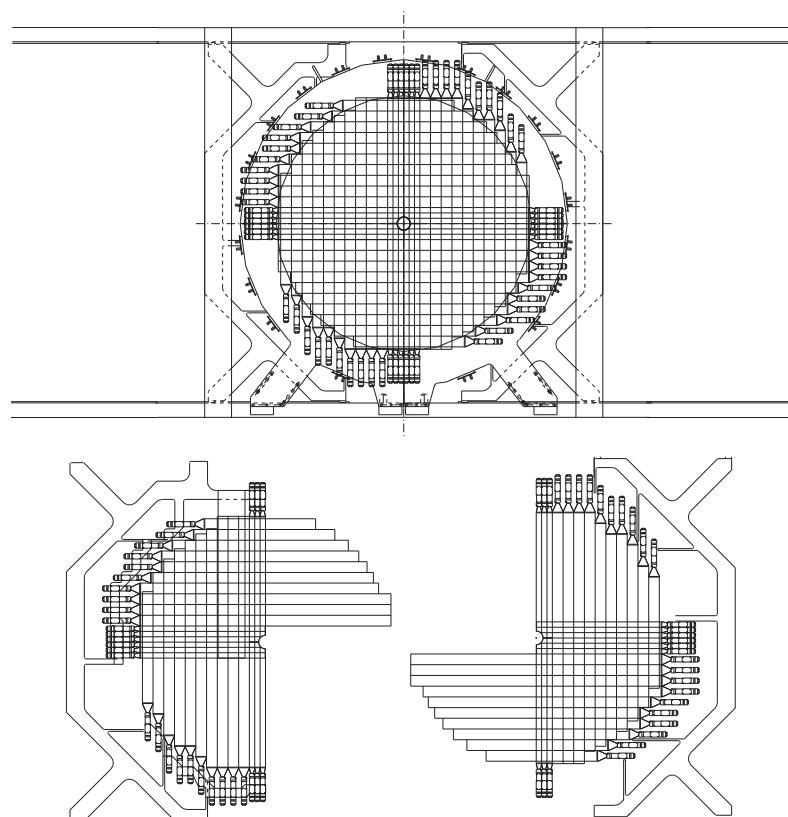


Abbildung 2.10.: Schematische Darstellung des Forward Range Interleaving Hodoscope als Ganzes (oben) und im in zwei Teile zerlegten Zustand (unten).

Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI)

Zwischen der zweiten und der dritten Lage des Forward Range Hodoscope befindet sich das Forward Range Interleaving Hodoscope. Es setzt sich aus zwei ineinander verschachtelten Lagen von 5,2 mm dicken Plastiksintillatorstreifen zusammen. Jede Lage besteht aus 32 dieser Streifen. In der ersten Lage sind die Streifen horizontal, in der zweiten Lage vertikal angeordnet (Abb. 2.10). Mit dem Forward Range Interleaving Hodoscope kann die radiale Position eines Teilchens innerhalb des Forward Range Hodoscope bestimmt werden. Auf diese Weise lässt sich der Vertexpunkt genauer bestimmen. Außerdem dient es zur Messung der Streuwinkel von Neutronen und der Reduzierung des Untergrundes durch Sekundärreaktionen im Strahlrohr oder in anderen Teilen des Detektors.

Forward Veto Hodoscope (FVH)

Der letzte Detektor im Vorförderungssystem von WASA ist das Forward Veto Hodoscope. Es besteht aus 12 übereinander angeordneten horizontalen Plastiksintillatorbalken mit einer Dicke von 2 cm. An jedem der Balken ist an beiden Seiten ein Photomultiplier angebracht. Die Trefferposition ergibt sich dabei aus dem Laufzeitunterschied der Signale. Das Forward Veto Hodoscope dient vor allem der Triggerung und kann optional in Verbindung mit dem Forward Range Absorber Ereignisse mit Teilchen zu hoher Energie mit einem Veto belegen.

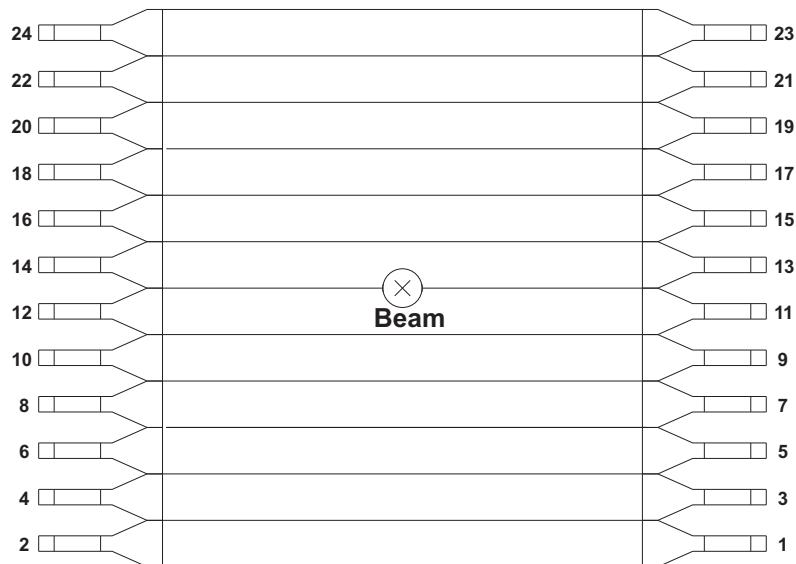


Abbildung 2.11.: Schematische Darstellung des Forward Veto Hodoscope.

Forward Range Absorber (FRA)

Der Forward Range Absorber ist ein optionaler Eisenabsorber, der zwischen dem Forward Range Hodoskop und dem Forward Veto Hodoskop eingesetzt werden kann. Seine Dicke kann von 5 mm bis 100 mm variiert werden. Der Forward Range Absorber ist das einzige passive Detektorelement und dient dazu, Protonen bei der Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \eta$ so abzubremsen, dass die aus dieser Reaktion stammenden Protonen im Absorber gestoppt werden. Protonen aus der elastischen Streuung oder Pionenproduktion durchdringen den Absorber jedoch aufgrund ihrer höheren Energie und erzeugen im Forward Veto Hodoskop ein Vetsignal.

2.2.2. Der Zentraldetektor

Der Zentraldetektor (Central Detector, CD) umgibt den Interaktionspunkt und dient der Erfassung und Identifizierung der Zerfallsprodukte der erzeugten π^0 - und η -Mesonen (Abb. 2.12). Dies sind hauptsächlich Photonen, Elektronen und geladene

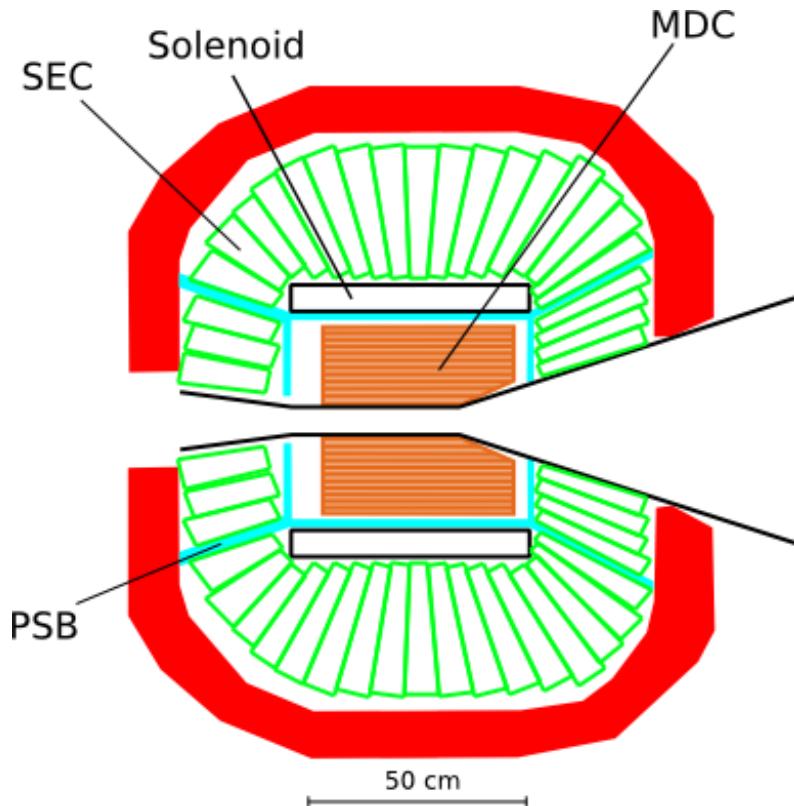


Abbildung 2.12.: Schematische Darstellung der einzelnen Detektoren des Zentraldetektors.

Pionen. Um Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und dem passiven Materi-

2. Experimenteller Aufbau

al zu minimieren, besteht das Strahlrohr in diesem Bereich aus 1,2 mm dickem Beryllium (Abb. 2.13), was etwa 0,18 Strahlungslängen entspricht. Der Zentral-



Abbildung 2.13.: Fotografie des Beryllium-Strahlrohrs.

detektor besitzt eine geometrische Akzeptanz von 96%, daher wird hier auch von einem „4 π -Detektor“ gesprochen. Die grundlegenden Eigenschaften des Detektors sind in Tabelle 2.2 zu finden. Der Zentraldetektor ist aus mehreren Detektorlagen aufgebaut, enthält einen supraleitenden Solenoiden (Kap. 2.2.2) und ist von einem 5 Tonnen schweren Eisenjoch umgeben. Die einzelnen Detektorlagen sollen im Folgenden beschrieben werden.

Mini Drift Chamber (MDC)

Die Mini Drift Chamber [Jac04] (Abb. 2.14) umgibt das Strahlrohr und dient der Bestimmung der Teilchenimpulse und des Vertexpunktes. Sie besteht aus 1738 Driftröhren, die in 17 Lagen zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Der Durchmesser der Röhren nimmt von innen nach außen von 4 mm auf 8 mm zu. 9 der 17 Lagen liegen parallel zum Strahlrohr, die anderen 8 sind um Winkel von 6° bis 9° dazu verdreht um sensitiv in z-Richtung zu sein. Die Mini Drift Chamber ist von einem 1 mm dicken Aluminium-Berylliummantel umgeben und befindet sich innerhalb des Solenoiden (Kap. 2.2.2). Der abgedeckte Winkelbereich reicht von 24° bis 159°.

geometrische Akzeptanz	96%
Winkelauflösung	
geladene Teilchen	$\approx 1,2^\circ$
neutrale Teilchen	$\approx 5^\circ$
Max. kin. Energie zum Stoppen von π^\pm /Protonen/Deuteronen	190/400/450 MeV
Energieauflösung des Kalorimeters	
geladene Teilchen	$\approx 3\%$
Photonen	$\approx 8\%$
Zeitauflösung des Kalorimeters	
geladene Teilchen	≈ 5 ns
Photonen	≈ 40 ns

Tabelle 2.2.: Grundlegende Eigenschaften des Zentraldetektors.

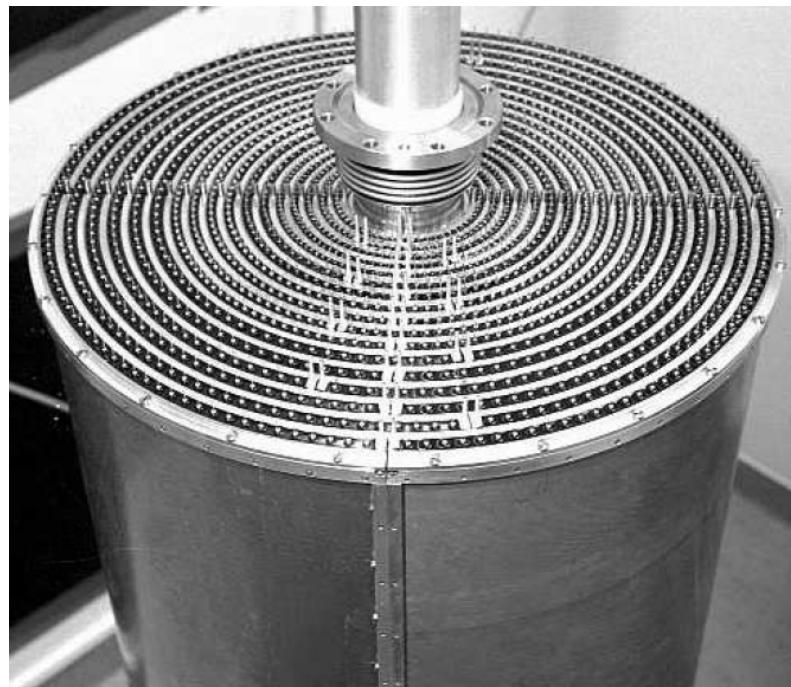


Abbildung 2.14.: Fotografie der Mini Drift Chamber innerhalb des Aluminium-Berylliummantels.

Plastic Scintillator Barrel (PSB)

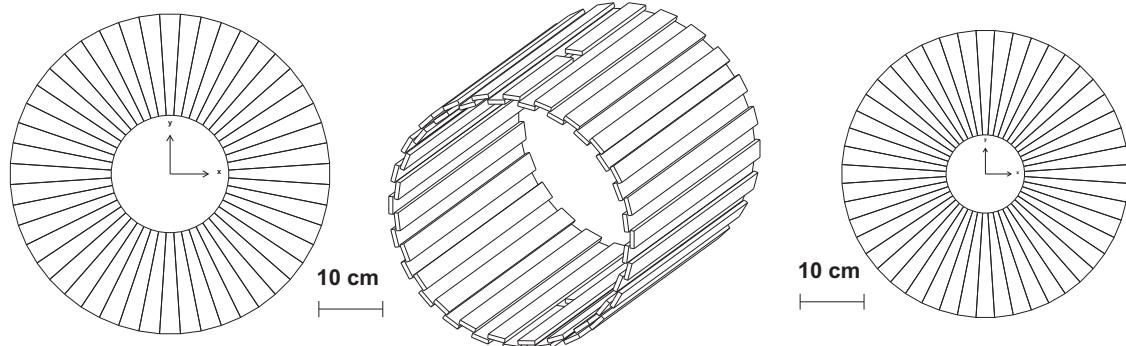


Abbildung 2.15.: Schematische Darstellung des Plastic Scintillator Barrel, zylindrischer Teil in der Mitte, Endkappen links und rechts.

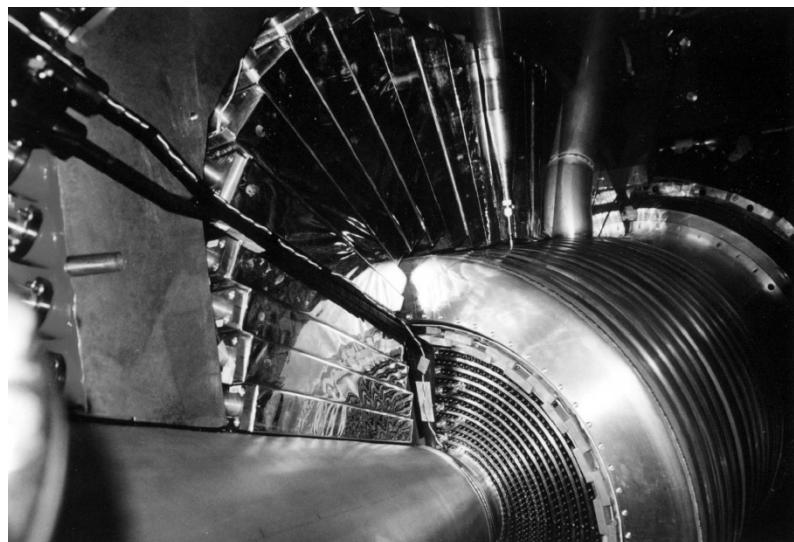


Abbildung 2.16.: Fotografie des Zentraldetektors. Die Mini Drift Chamber ist umgeben von Elementen des Plastic Scintillator Barrel. Noch weiter außen sind auch Elemente des Kalorimeters zu sehen.

Das Plastic Scintillator Barrel ist ein zylinderförmiger Plastiksintillator, der die Mini Drift Chamber umgibt und sich ebenfalls innerhalb des Solenoiden befindet (Abb. 2.16). Insgesamt besteht der Detektor aus 146 Plastiksintillatoren. Je 48 davon bilden die beiden aus trapezförmigen Elementen zusammengesetzten Endkappen, die übrigen 50 Plastiksintillatoren sind in Strahlrichtung angeordnet und bilden den zylinderförmigen Zentralteil, wobei die einzelnen Elemente leicht überlappen (Abb. 2.15). Das obere und untere Element ist in je zwei Teile aufgeteilt, um

Platz für die Durchführung des Pelletstrahlrohrs zu schaffen. Die vordere Endkappe hat einen Durchmesser von 51 cm, die hintere Endkappe hat einen Durchmesser von 42 cm. Die Länge des Zentralteils beträgt 550 mm bei einer Elementbreite von 38 mm. Die Photomultiplier befinden sich außerhalb des Eisenjochs und sind über Lichtleiter mit den Plastiksintillatoren verbunden. Das Plastic Scintillator Barrel dient zusammen mit den anderen Detektoren des Zentraldetektors der Teilchenidentifikation über die $\Delta E - p$ - und die $\Delta E - E$ -Methode und als Veto für die Photonenidentifikation.

Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC)

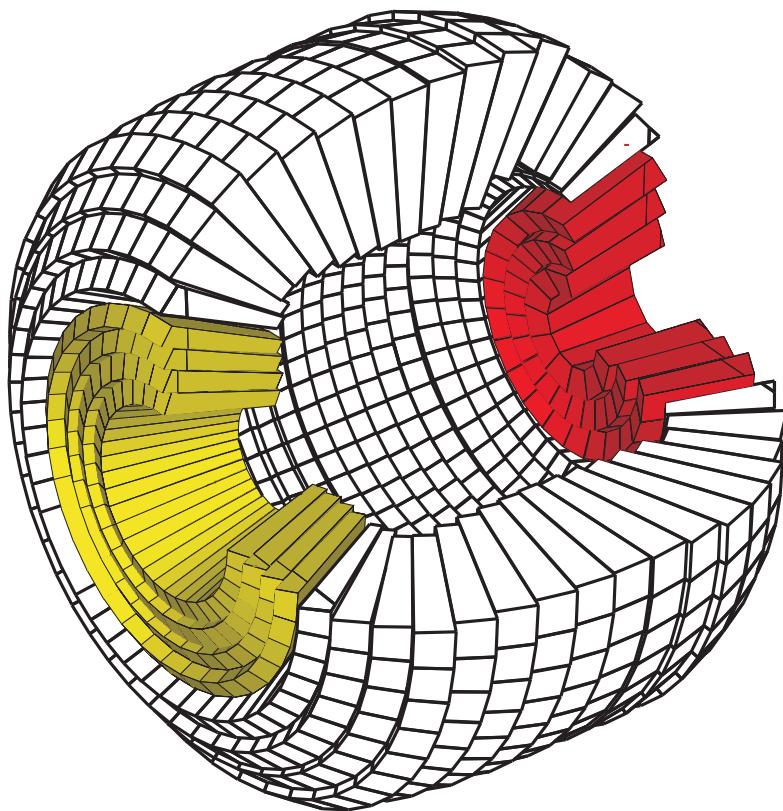


Abbildung 2.17.: Querschnitt durch das Scintillator Electromagnetic Calorimeter, vordere Endkappe gelb, hintere Endkappe rot.

Das Scintillator Electromagnetic Calorimeter [Koc04] besteht aus 1012 Natrium-dotierten CsJ-Kristallen. Die Kristalle in Form von abgeschnittenen Pyramiden mit einer Länge von 20 – 30 cm sind in 24 Lagen entlang des Strahlrohrs angeordnet und ergeben in etwa eine Kugelform (Abb. 2.17). Das Kalorimeter dient der Erfassung von Energien und Winkeln von geladenen und neutralen Teilchen bis 800 MeV. Das SEC lässt sich zum Ein- und Ausbau in zwei Halbkugeln trennen (Abb. 2.18).



Abbildung 2.18.: Geöffnete Halbschale des Scintillator Electromagnetic Calorimeter und Solenoid.

Der Solenoid

Der supraleitende Solenoid (Supraconducting Solenoid, SCS) [Rub99] befindet sich zwischen dem Plastic Scintillator Barrel und dem Scintillator Electromagnetic Calorimeter und erzeugt ein Magnetfeld parallel zur Strahlachse von maximal 1,3 T. Das Magnetfeld dient der Bestimmung der Impulse geladener Teilchen in der Mini Drift Chamber anhand der Krümmung der Teilchenbahnen. Des Weiteren schirmt es den Zentraldetektor von niederenergetischen Delta-Elektronen ab, welche bei der Interaktion von Strahlteilchen mit dem Target entstehen. Der Solenoid besteht aus NbTi/Cu, die Supraleitfähigkeit wird durch Flüssighelium bei einer Temperatur von 4,5 K hergestellt. Der magnetische Fluss wird durch ein 5 Tonnen schweres Eisenjoch zurückgeleitet, welches gleichzeitig die empfindliche Ausleseelektronik vor dem Magnetfeld schützt.

2.2.3. Das Pelletttarget

Das Pelletttarget [Tro95, E⁺96] wurde speziell für das WASA-Experiment entwickelt und ist optimal an die Suche nach seltenen Zerfällen angepasst. Es sind Targetdichten von über 10^{15} Atomen/cm² und damit an COSY Luminositäten von über 10^{31} cm⁻²s⁻¹ möglich. Gleichzeitig ist der Pelletstrahl mit einem Durchmesser von ca. 2 – 3 mm am Interaktionspunkt gut lokalisiert, was zu einer gegenüber anderen Targets deutlich kleineren Vertexregion und damit besseren Impulsauflösung führt. Die dünne Strahldurchführung durch den Zentraldetektor ermöglicht eine hohe Akzeptanz. Die wichtigsten Eigenschaften der Pellets sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

Targetmaterial	H ₂ /D ₂
Targetdicke	$>10^{15}$ Atome/cm ²
Pelletdurchmesser	$\approx 20 - 35$ μ m
Pelletfrequenz	
an der Düse	50 – 80 kHz
am Interaktionspunkt	8 – 15 kHz
Pelletgeschwindigkeit	≈ 60 m/s
Durchmesser des Pelletstrahls	
am Interaktionspunkt	2 – 3 mm

Tabelle 2.3.: Die wichtigsten Eigenschaften der Pellets.

Der Pelletgenerator

Der zentrale Teil des Targets ist der Pelletgenerator. Ein Kaltkopf, der durch die Expansion von zuvor komprimiertem Helium gekühlt wird, kühlt den eintretenden Wasserstoff auf eine Temperatur nahe des Tripelpunkts (ca. 14 K bei Wasserstoff,

2. Experimenteller Aufbau

ca. 17 K bei Deuterium) ab und verflüssigt diesen. Der verflüssigte Wasserstoff wird mit einem Druck von etwa 400 – 800 mbar durch eine Glasdüse gepresst. Die Düse hat am Ausgang einen Durchmesser von ca. 12 μm und wird von einem Piezokristall vertikal in eine sinusförmige Schwingung von ca. 50 – 80 kHz versetzt. Die Schwingung bewirkt ein kontrolliertes Abreißen von einzelnen Tröpfchen (Droplets), welche sich nun in der sogenannten Dropletkammer befinden (Abb. 2.19 rechts). In dieser Kammer herrscht ein Druck von etwa 20 mbar (60 mbar bei Deuterium), der durch die Einspeisung von gekühltem Heliumgas aufrecht erhalten wird. Dies verhindert ein Zufrieren der Düse und hält die Droplets flüssig. Der Verlauf des Strahls in der Dropletkammer ist in Abb. 2.19 links zu sehen.

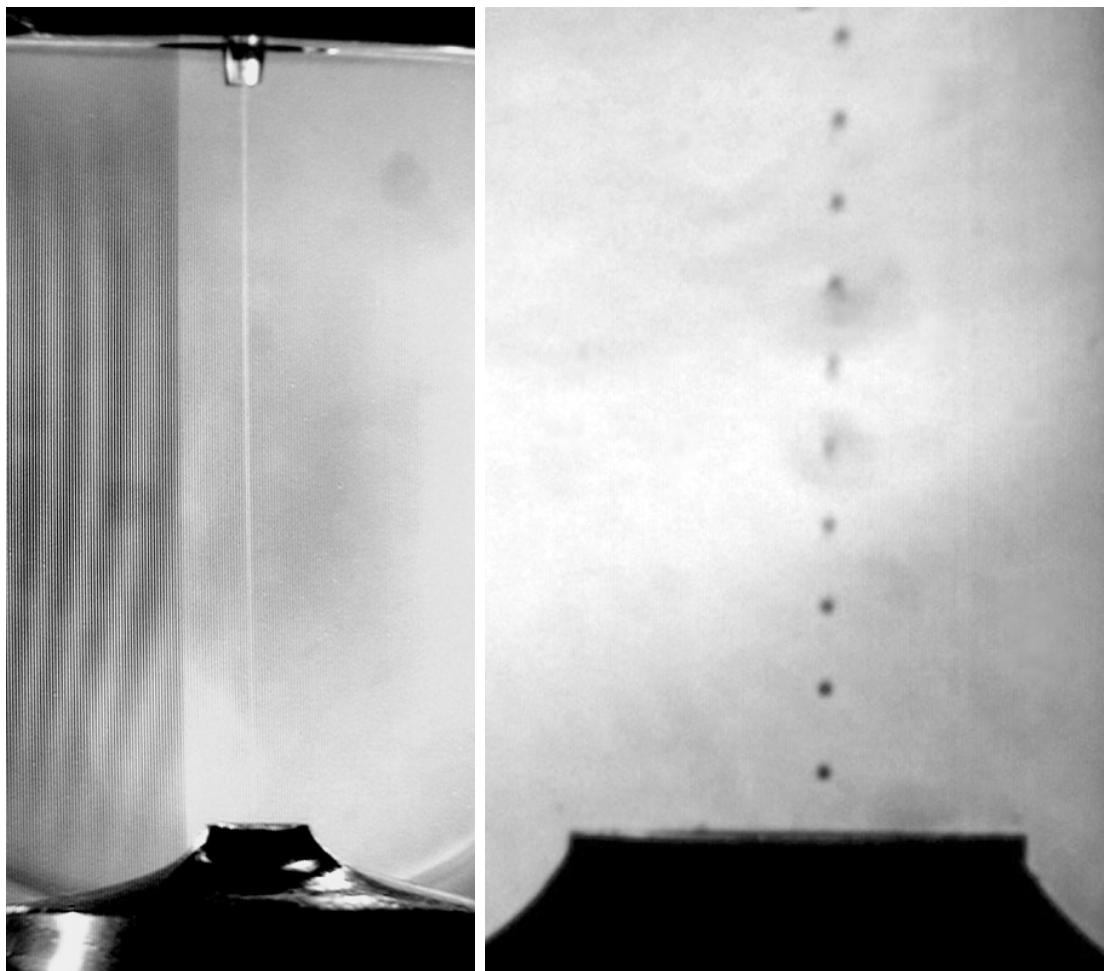


Abbildung 2.19.: Links: Strahlverlauf in der Dropletkammer mit Düse (oben) und Kapillare (unten). Rechts: Droplets vor dem Eintritt in die Kapillare unter Stroboskoplicht, welches mit der Frequenz des Piezokristalls „blinkt“.

Nach ca. einem Zentimeter Fallstrecke erreichen die Droplets den Eingang zur Vakuuminjektionskapillare (Abb. 2.20). Diese Kapillare hat einen Innendurchmesser

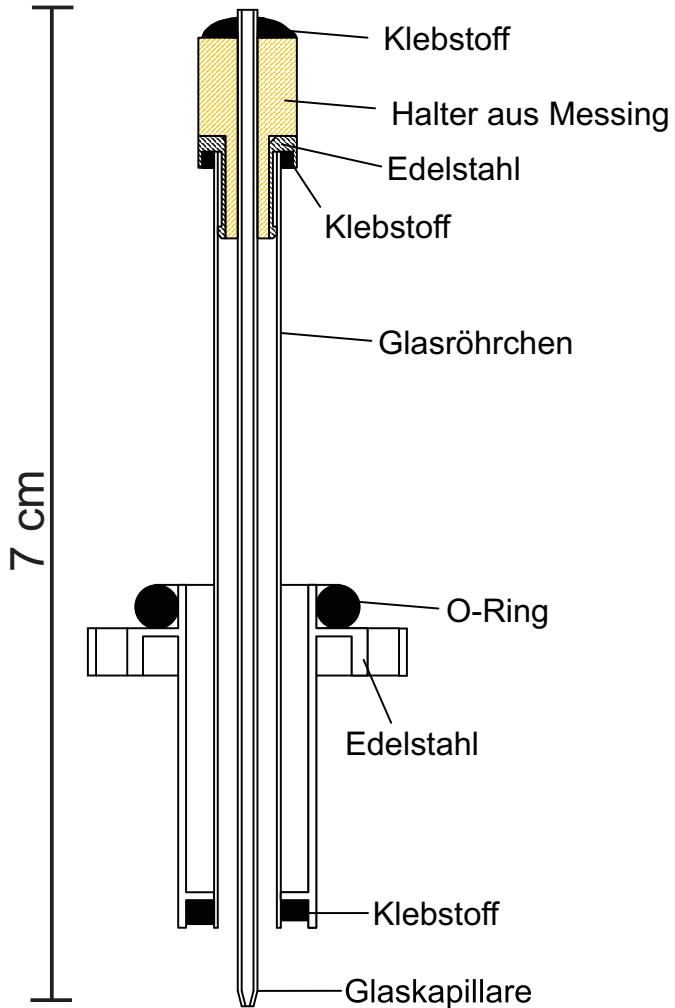


Abbildung 2.20.: Schematische Darstellung der Vakuuminjektionskapillare (Mitte) mit Halterung.

von 0,6 mm und eine Länge von 7 cm und trennt die Droplettkammer von der Skimmerkammer, in welcher ein Druck von ca. 10^{-3} mbar herrscht. Durch den Druckabfall in der Kapillare verdampft ein Teil des Wasserstoffs in den Droplets, welche durch die dabei entstehende Verdunstungskälte zu Pellets gefrieren. Aufgrund des starken Gasflusses durch die Kapillare entsteht eine turbulente Strömung, welche die Verteilung der Pellets stark verbreitert. Um einen gut kollimierten Pelletstrahl zu erhalten, treffen die Pellets 70 cm nach dem Verlassen der Vakuuminjektionskapillare auf den Skimmer, einen Metallkegel mit einer Öffnung von 1 mm auf der Spitze (Abb. 2.21). Dabei werden alle Pellets mit zu großem Winkel vom Skimmer

2. Experimenteller Aufbau

in die Skimmerkammer zurückreflektiert, wobei sie nach mehreren Wandkontakte verdampfen. Das entstehende Gas wird von den Pumpen entfernt. Die übrigen Pellets passieren den Skimmer mit einer Divergenz von 1,4 mrad. Oberhalb des Skimmers befindet sich der Beamstopper, eine Metallscheibe, die mit einer Hydraulik über den Skimmer gefahren werden kann und ihn damit abdeckt. Auf diese Weise kann das Target während des Betriebs „abgeschaltet“ werden. Dies passiert während der Beschleunigungsphase des COSY-Strahls, damit es nicht zu vorzeitigen Interaktionen zwischen Strahl und Pellets kommt.

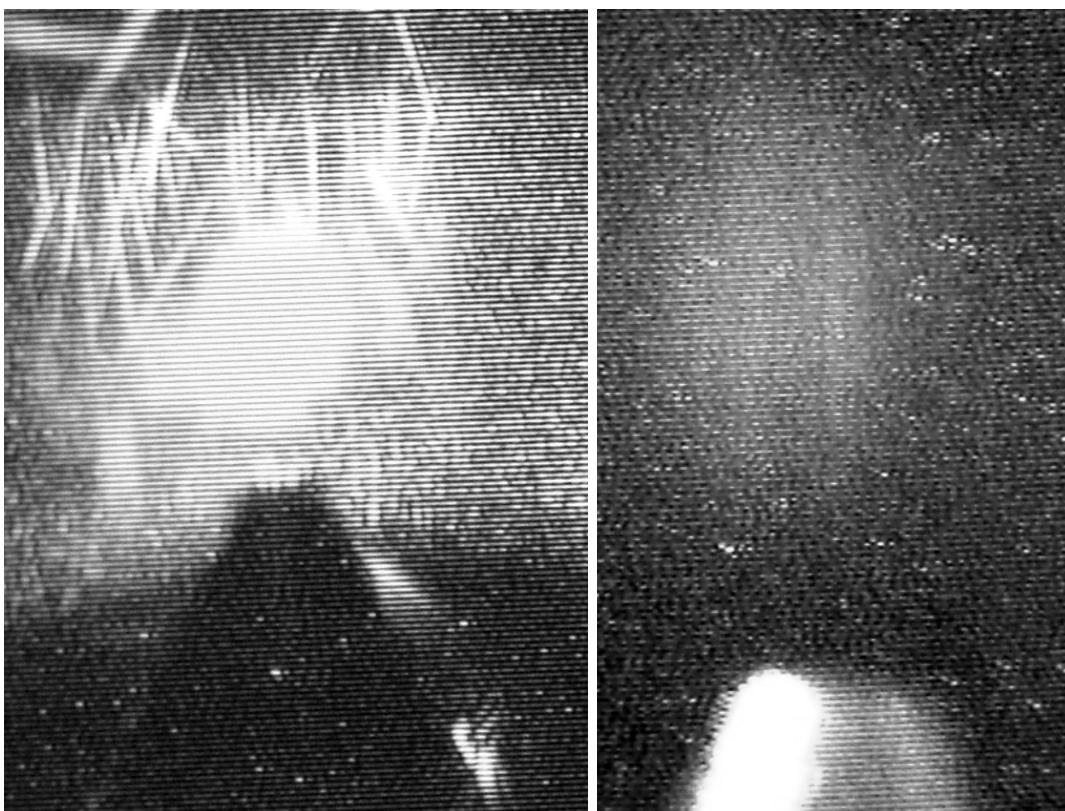


Abbildung 2.21.: Links: Skimmer mit Pellets, der Pelletstrahl erscheint als heller Fleck über der Skimmerspitze, die Strichspuren sind reflektierte Pellets. Rechts: Vergrößerung der Skimmerspitze und des Pelletstrahls.

Nachdem die Pellets den Skimmer passiert haben, befinden sie sich in der letzten Kammer, welche direkt mit dem COSY-Strahlrohr verbunden ist. Der Druck beträgt an dieser Stelle etwa 10^{-6} mbar. Hier gelangen die Pellets in das Pelletstrahlrohr und werden zum Interaktionspunkt geführt. Nach der Kollision des COSY-Strahls mit den Pellets fallen diese in den Beam Dump (Abb. 2.22), wo sie durch Kollisionen mit Metallblechen gezielt zum Verdampfen gebracht und durch Turbo-

pumpen abgesaugt werden. Der Druck ist hier stark von der Pelleterate abhängig

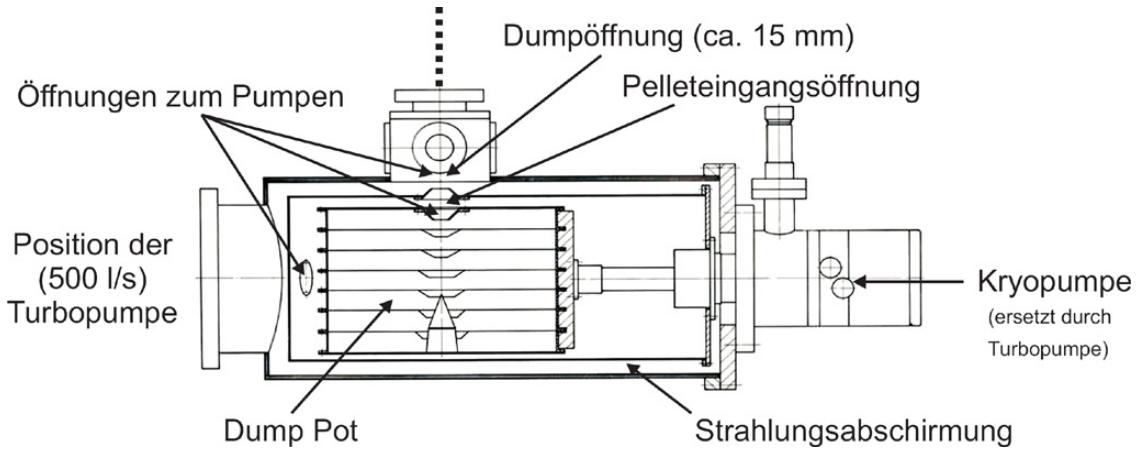


Abbildung 2.22.: Schematische Darstellung des Beam Dump. Die hier gezeigte Kryopumpe wurde inzwischen durch eine weitere Turbopumpe ersetzt [Cal08].

und liegt etwa in der Größenordnung von 10^{-4} mbar. Über diesen Druck lässt sich auch eine grobe Aussage über die Pelleterate machen. Eine Skizze des Pelletttargets und des Strahlverlaufs ist in Abb. 2.23 zu sehen.

Das Gassystem

Das Pelletttarget ist ein äußerst empfindliches System und stellt höchste Ansprüche an die Reinheit des Gases, mit dem es betrieben wird, da jede Verunreinigung in der Gasleitung und der Düse ausfriert und diese letztendlich verstopft. Aus diesem Grund wird der Wasserstoff, auch wenn er in hoher Reinheit vorliegt, durch einen Gasreiniger geleitet, bevor er in das Gassystem gelangt. Dieser Gasreiniger besteht aus einer Palladiummembran, welche bei einer Temperatur von etwa 300 °C eine hohe Absorptions- und damit Leitfähigkeit für Wasserstoff besitzt. Andere Gase können hingegen die Membran nicht passieren, somit sind die Verunreinigungen hinter der Membran vernachlässigbar.

Die Bereitstellung des Gases erfolgt beim Wasserstoff und Helium über Gasflaschen. Die Bereitstellung von Deuterium kann wahlweise über eine Gasflasche oder einen Deuteriumgenerator erfolgen, wobei der Generator aus Kostengründen der bevorzugte Weg ist. Der Deuteriumgenerator erzeugt Deuteriumgas durch Elektrolyse aus schwerem Wasser. Der Verbrauch liegt bei etwa einem Liter schwerem Wasser pro Woche verglichen mit 250 Litern gasförmigem Deuterium bzw. Wasserstoff pro Tag [B⁺08]. Der Heliumverbrauch ist vom Betriebsmodus abhängig und liegt bei 250 Litern pro Tag im Wasserstoffbetrieb und 1000 Litern pro Tag im Deuteriumbetrieb. Der höhere Verbrauch im Deuteriumbetrieb wird durch den höheren Druck

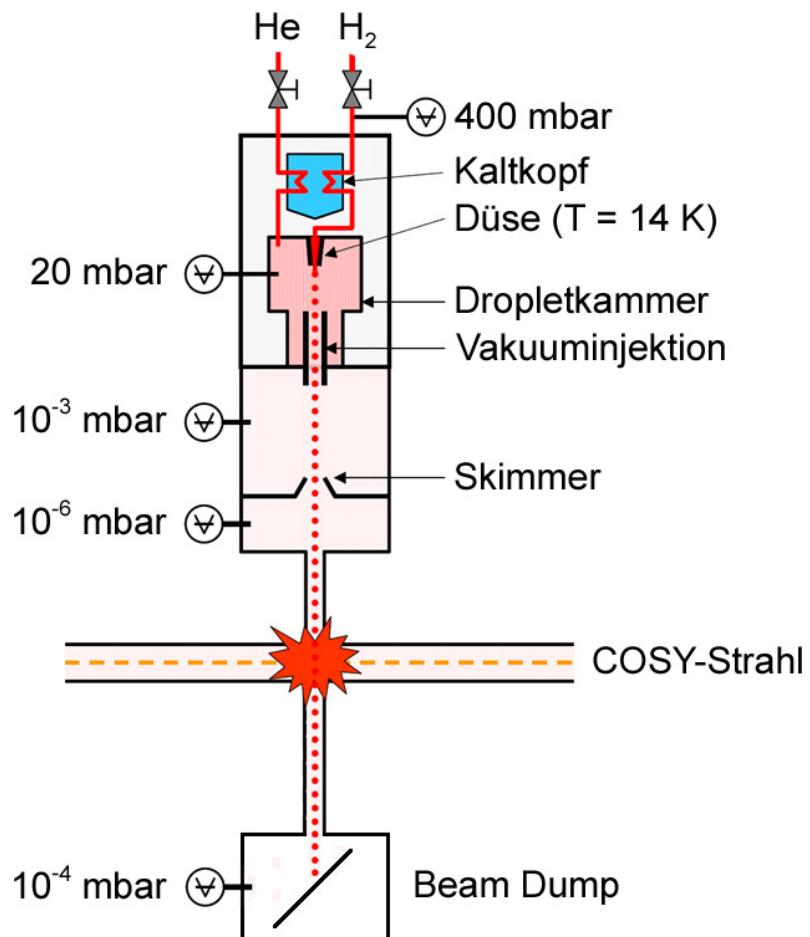


Abbildung 2.23.: Schematische Darstellung des Pelletttargets und des Strahlverlaufs. Die Druck- und Temperaturangaben beziehen sich auf den Betrieb mit Wasserstoff.

in der Dropletkammer hervorgerufen. Eine Schemazeichnung des gesamten Gassystems ist in Abb. 2.24 zu sehen. Eine detaillierte Auflistung aller Ventile, Pumpen und Druckmessgeräte ist in Abb. 2.25 gegeben.

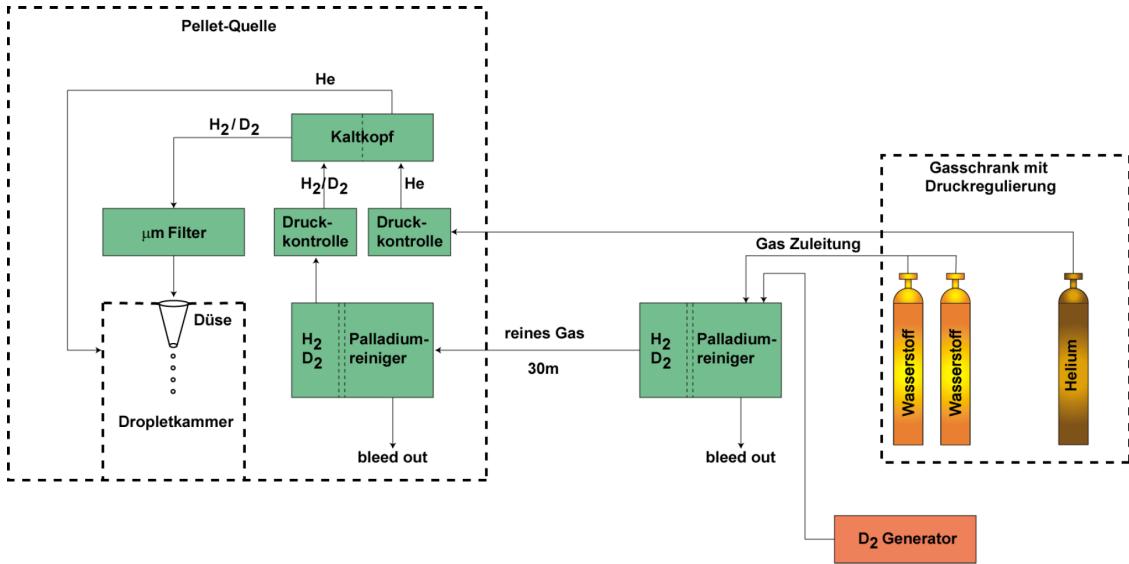


Abbildung 2.24.: Das gesamte Gassystem des Pelletttargets.

Die Koordinatentische

Um den Pelletstrahl auszurichten, werden zwei Koordinatentische benutzt. Abbildung 2.26 zeigt beispielhaft den unteren der beiden Tische. Jeder der Tische lässt sich in vier Richtungen bewegen: X, Y, X' und Y'. Bewegungen in X- und Y-Richtung bewegen den jeweiligen Tisch in der X-Y-Ebene. Bewegungen in X'- und Y'-Richtung neigen den Tisch in die entsprechende Richtung. Mit dem oberen Tisch wird der Pelletstrahl in die Vakuuminjektionskapillare eingefädelt und durch sie hindurch geführt, ohne die Innenwand zu berühren. Die Bewegung in der X-Y-Ebene positioniert den Pelletstrahl auf die Mitte des Eingangs der Kapillare. Mit der Bewegung in X'- und Y'-Richtung wird der Strahl geneigt. Dabei wird der Tisch automatisch so positioniert, dass die Neigung um einen bestimmten Punkt herum stattfindet, in diesem Fall den Eingang der Kapillare. Auf diese Weise wird der Pelletstrahl durch die Kapillare hindurch geleitet. Mit dem unteren Tisch wird der Pelletstrahl auf die Öffnung des Skimmers positioniert und durch die dünne Strahldurchführung durch die Streukammer bis in den Beam Dump geleitet. Die Positionierung läuft analog zum oberen Tisch ab.

2. Experimenteller Aufbau

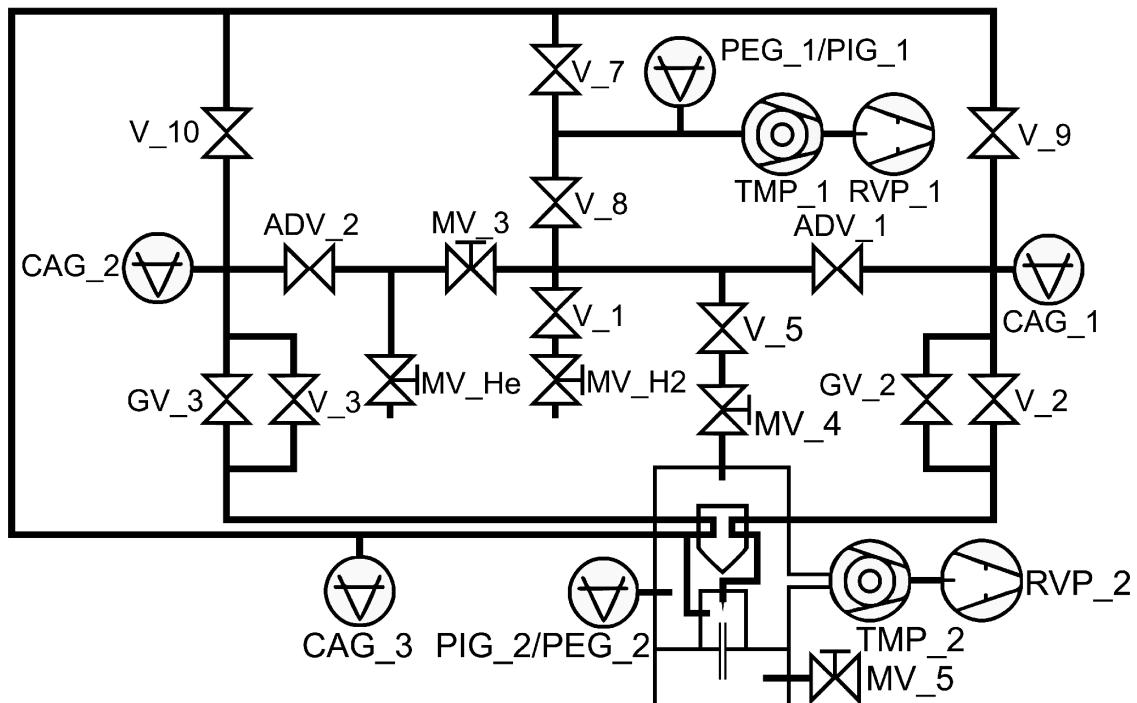


Abbildung 2.25.: Das Gassystem des Pellettargets im Detail.

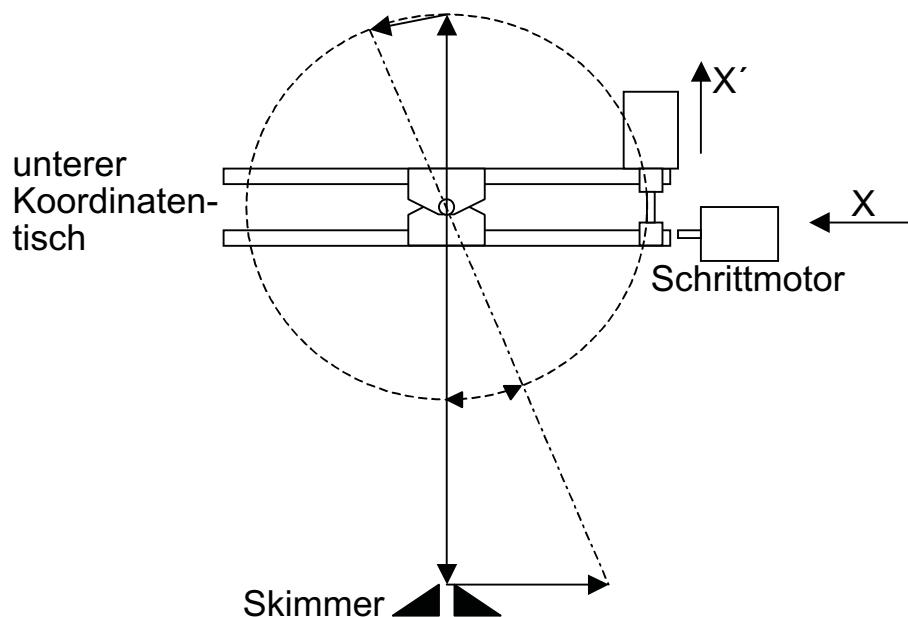


Abbildung 2.26.: Schematische Darstellung des unteren Koordinatentisches.

Der Pellet Counter

Zur Messung der Pelletrate ist unterhalb des Skimmers ein Pellet Counter installiert (Abb. 2.27). Dabei wird ein Laserstrahl durch zwei gegenüberliegende Glasfen-

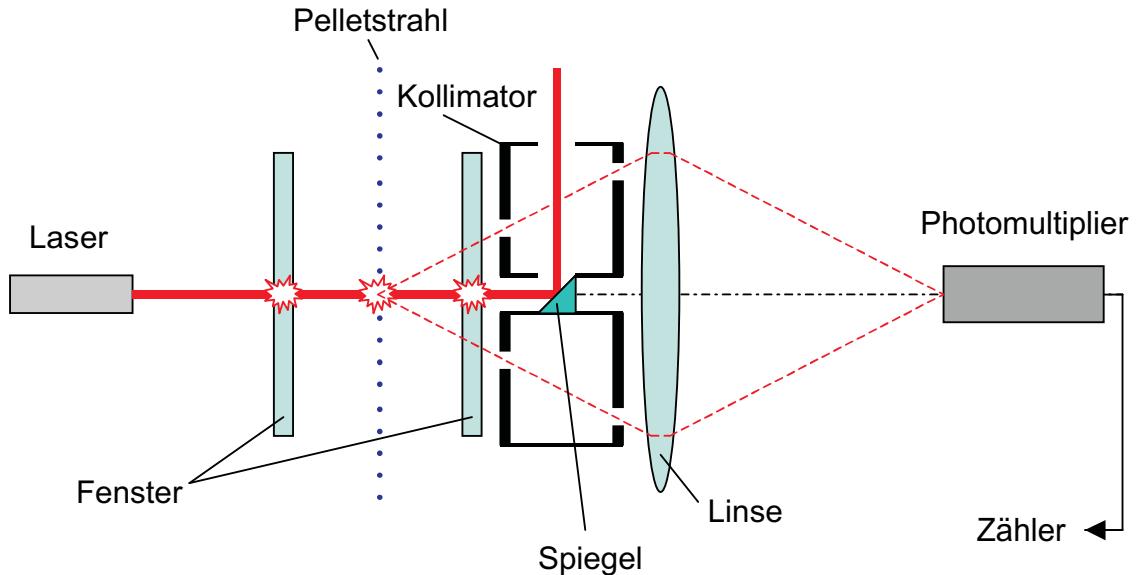


Abbildung 2.27.: Der Pellet Counter.

ster durch den Pelletstrahl geleitet. Der Hauptstrahl wird dann von einem Spiegel reflektiert und aus dem Pellet Counter herausgelenkt. Das an einem durch den Laserstrahl fallenden Pellet gestreute Licht wird durch einen Kollimator, welcher das von den Fenstern stammende Streulicht entfernt, und über eine Linse auf einen Photomultiplier geleitet. Jedes Pellet löst damit ein Signal aus, welches von einer entsprechenden Elektronik ausgezählt werden kann.

Düsen, Filter und Kapillaren

Eine besondere Herausforderung stellt die Herstellung der Glasdüsen dar [W⁺07]. Aufgrund des geringen Durchmessers der Düsen spitze (ca. 12 µm) und der damit verbundenen Gefahr einer Verstopfung durch Fremdkörper wie beispielsweise Staub muss die Produktion unter möglichst sauberen Bedingungen erfolgen. Ein eigens zu diesem Zweck eingerichtetes Labor im Forschungszentrum Jülich widmet sich ausschließlich der Herstellung der Düsen und Kapillaren für das Pelletttarget. Der Aufbau einer Düse einschließlich des Halters und des Piezokristalls ist in Abb. 2.28 zu sehen. Beim Düsenwechsel können Fremdkörper in das Gassystem gelangen und könnten, vom Gasstrom mitgetragen, die Düsen spitze erreichen. Um dies zu verhindern wird bei der Herstellung ein Sinterfilter in die Düse eingeschmolzen (Abb. 2.29). Dieser Filter hat eine Porengröße von etwa 1 µm, was ausreicht, um die Düse

2. Experimenteller Aufbau

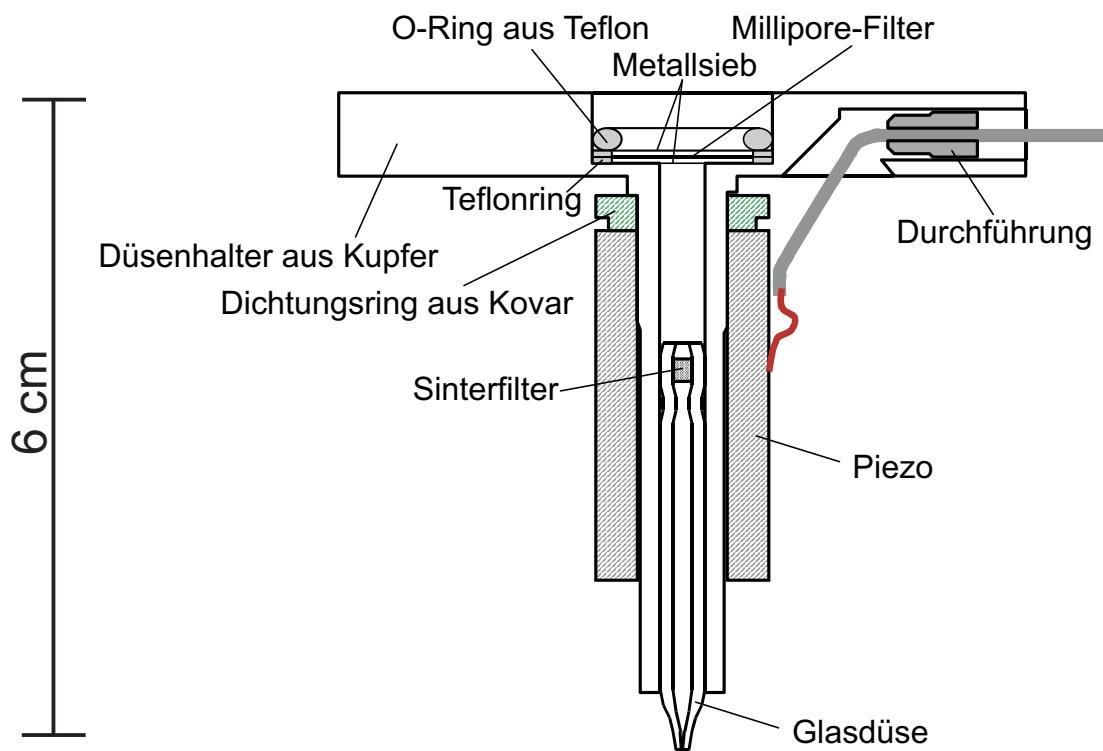


Abbildung 2.28.: Schematische Darstellung einer Düse für das Pelletttarget.

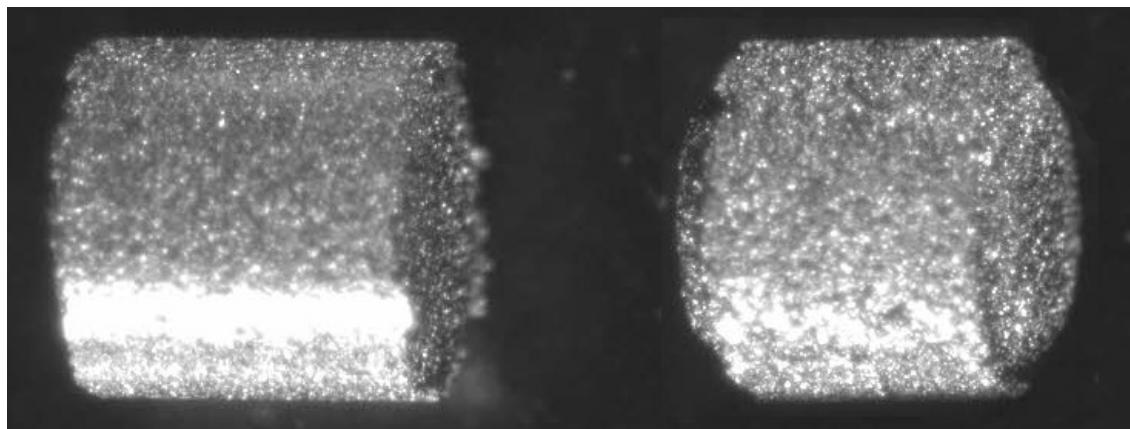


Abbildung 2.29.: Sinterfilter vor dem Einbau in die Düse. Links: körniger Filter der Firma GKN. Rechts: glatter Filter der Firma MOTT. Der Durchmesser beträgt 1 mm.

vor einer Verstopfung zu schützen. Der Durchmesser eines solchen Filters beträgt 1 mm. Bei den ersten in Jülich hergestellten Düsen trat das Problem auf, dass sich vom Filter kleine Bruchstücke lösten, welche die Düse verstopften (Abb. 2.30). Ein solcher Filter ist in Abb. 2.29 links zu sehen. Deutlich zu erkennen ist die körnige Oberfläche, von welcher sich die Bruchstücke leicht ablösen konnten. Rechts auf der Abbildung ist ein besserer Filter mit glatterer Oberfläche zu sehen. Die Lebensdauer von Düsen mit derartigen Filtern ist signifikant erhöht. Des Weiteren



Abbildung 2.30.: Verstopfte Düse. Die Verunreinigungen in der Düsen spitze sind im rechten Teil des Bildes als weiße Objekte zu erkennen.

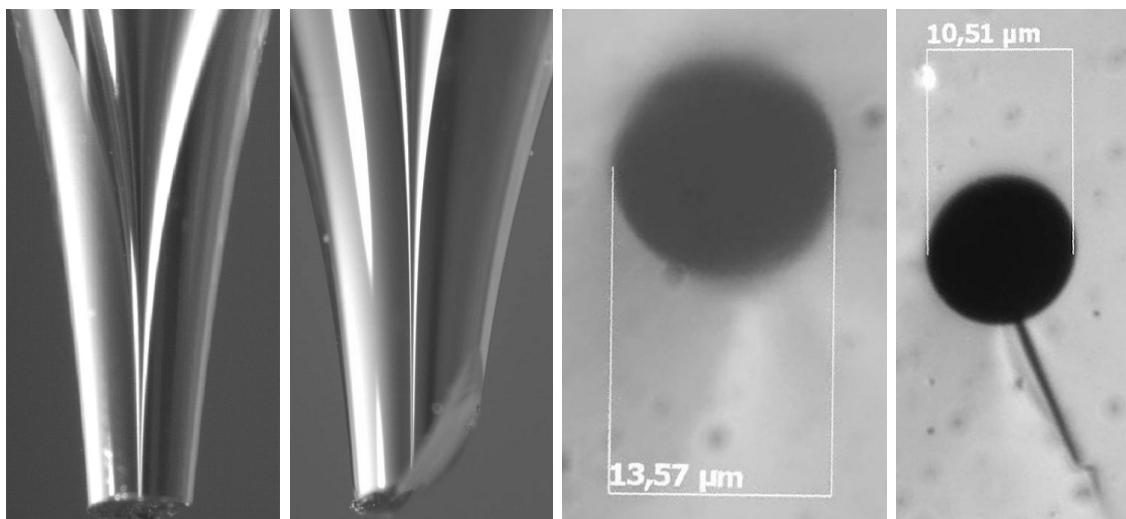


Abbildung 2.31.: Von links nach rechts: optimale Düse ohne Beschädigungen, defekte Düse mit Sprung, Blick auf die Spitze einer optimalen Düse, Blick auf die Spitze einer defekten Düse mit Riss.

werden alle Düsen nach der Herstellung mit Stickstoff gespült und auf eventuelle Verstopfungen überprüft. Durch diesen Schritt hat sich die Ausfallrate neu eingebauter Düsen auf Null reduziert. Als letzter Schritt werden die Düsen unter einem

2. Experimenteller Aufbau

Lichtmikroskop auf mechanische Beschädigungen wie Risse, Sprünge usw. untersucht. Dabei werden die Düsen aussortiert, die nicht den hohen Ansprüchen zum Betrieb des Pelletttargets genügen. Gleichzeitig wird der Durchmesser der Düsen spitze gemessen (Abb. 2.31). Bei der Produktion der Vakuuminjektionskapillaren sind die Anforderungen an die Reinheit deutlich geringer, jedoch findet nach der Produktion die gleiche Qualitätskontrolle mit dem Lichtmikroskop statt (Abb. 2.32, 2.33).

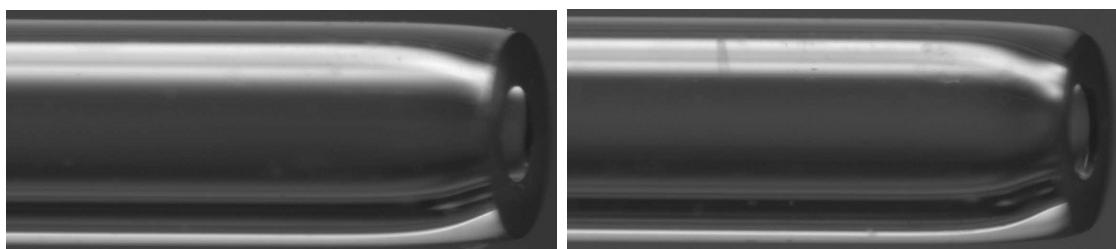


Abbildung 2.32.: Links: optimale Vakuuminjektionskapillare mit kreisrunder Austrittsöffnung. Rechts: ausgesonderte Vakuuminjektionskapillare mit leicht ovaler Austrittsöffnung.

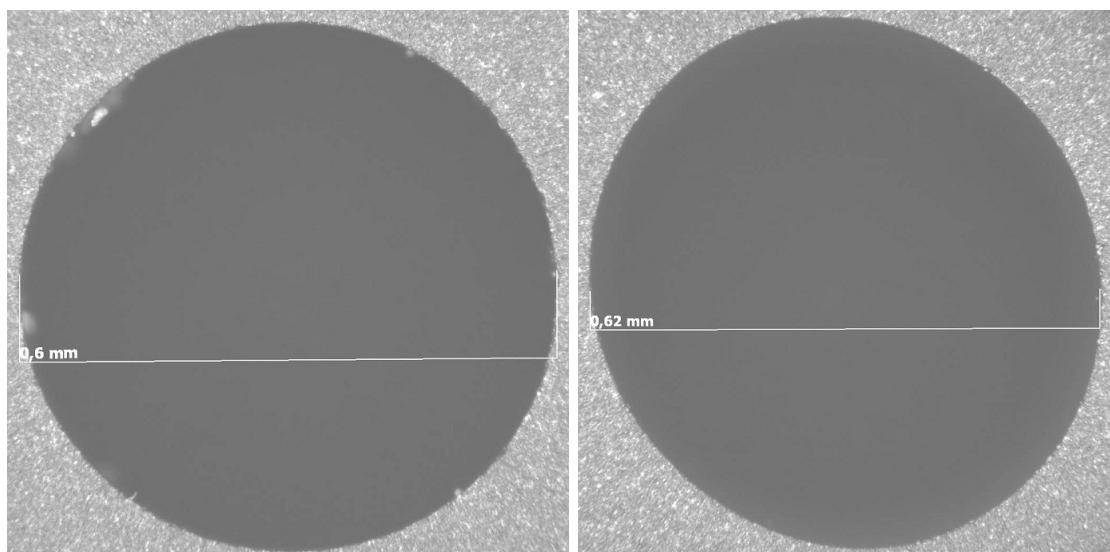


Abbildung 2.33.: Links: Blick auf die Spitze einer optimalen Vakuuminjektionskapillare mit kreisrundem Querschnitt. Rechts: Blick auf die Spitze einer ausgesonderten Vakuuminjektionskapillare mit leicht ovalem Querschnitt.

Das Kontrollsyste

Das Kontrollsyste des Pelletttargets ist in drei Stufen aufgebaut (Abb. 2.34). Die

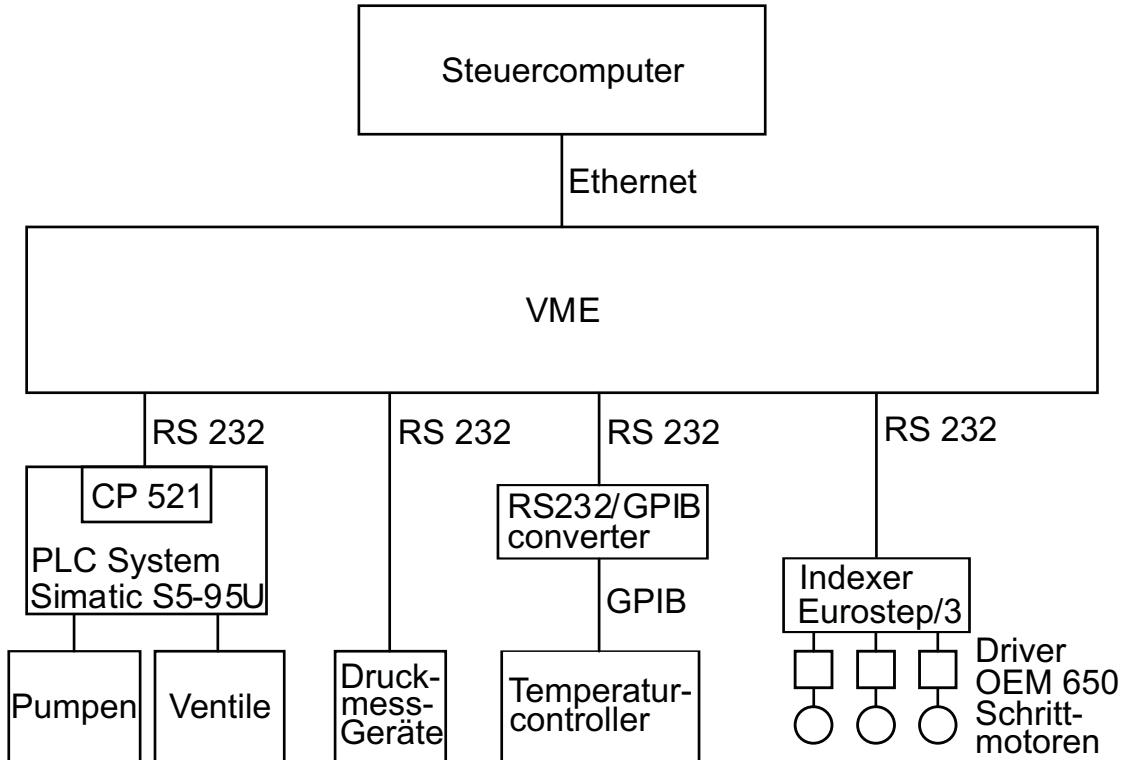


Abbildung 2.34.: Das Kontrollsyste des Pelletttargets.

obere Stufe ist ein Steuercomputer, auf dem die Targetsoftware, eine grafische Benutzeroberfläche, läuft. Die mittlere Stufe ist ein VME-Computer, in dem alle Parameter in einer Datenbank gespeichert sind. Die Kommunikation zwischen Steuercomputer und VME findet über eine Ethernet-Verbindung statt. Die untere Stufe besteht aus den Pumpen, Ventilen, Druckmessgeräten, der Temperaturdiode, dem Temperaturcontroller und den Schrittmotoren für die Koordinatentische. Die Pumpen und Ventile werden von einem PLC-System, einer Simatic S5-95U, kontrolliert.

Die Steuerung des Targets erfolgt größtenteils über die „Synoptics“-Software. Diese besteht aus vier Hauptfenstern, in denen verschiedene Einstellungen vorgenommen werden können. Die Software dient auch der Anzeige von Drücken und Ventilstellungen. Im ersten Fenster („Overview“, Abb. 2.35) wird eine Übersicht über sämtliche Drücke und Temperaturen angezeigt. Es handelt sich um ein reines Anzeigefenster, es können keine Einstellungen vorgenommen werden. Im zweiten Fenster („Gas system“, Abb. 2.36) wird das Gassystem des Targets mit den entsprechenden Ventilstellungen und Drücken angezeigt. Des Weiteren ist der Status

2. Experimenteller Aufbau

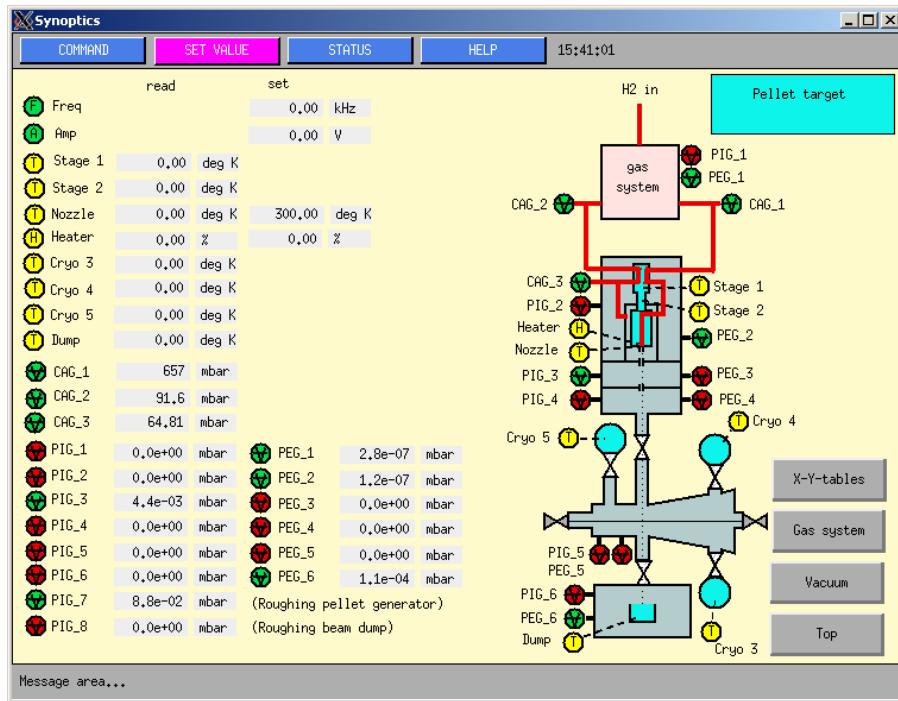


Abbildung 2.35.: Overview-Fenster der Targetsoftware.

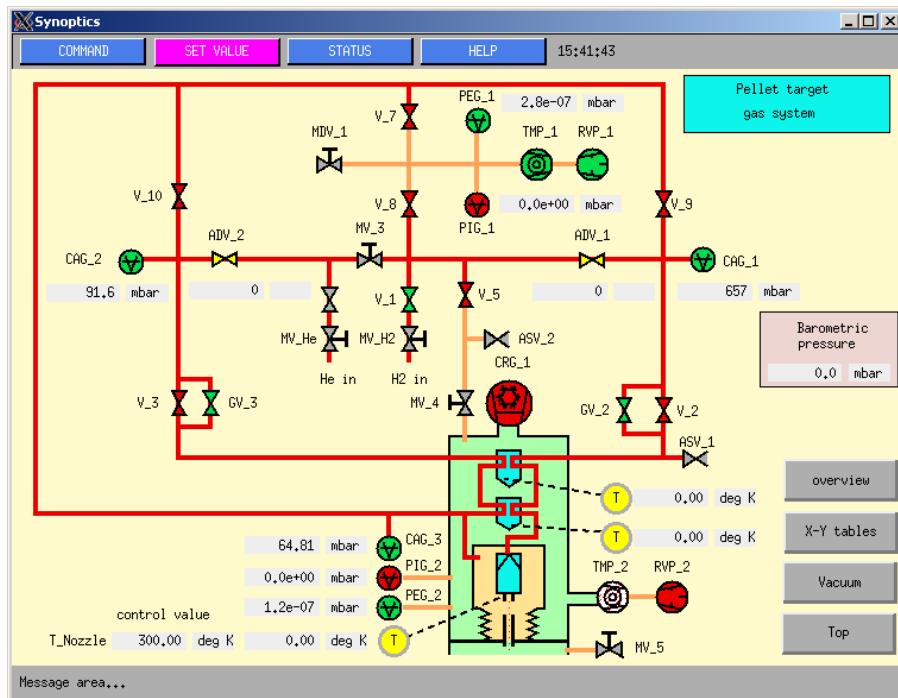


Abbildung 2.36.: Gas system-Fenster zur Ventil- und Pumpensteuerung.

2.2. Das WASA-Experiment

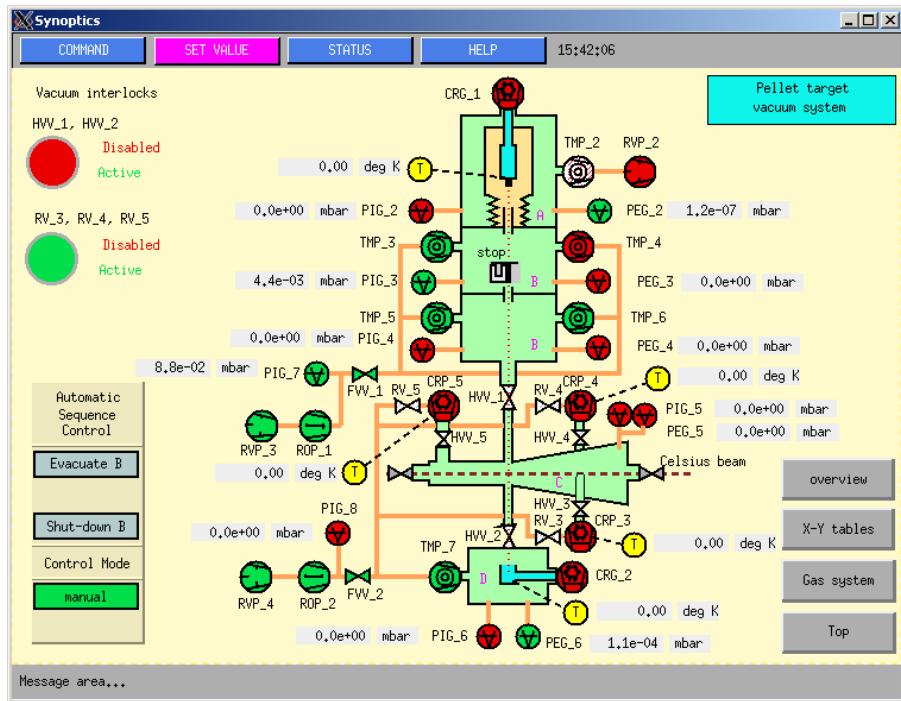


Abbildung 2.37.: Vacuum-Fenster zur Kontrolle des Vakuumsystems.

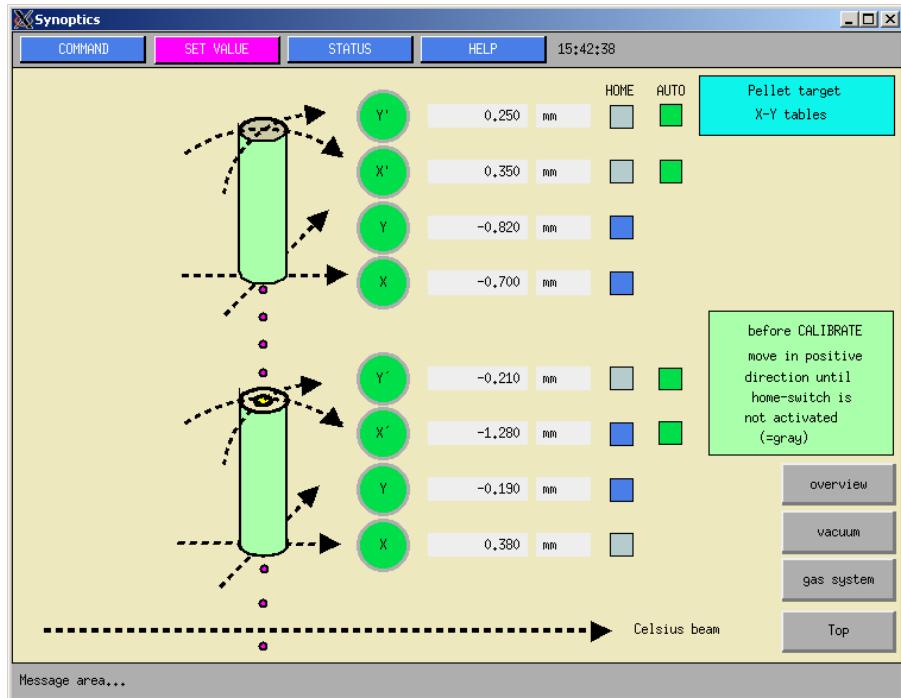


Abbildung 2.38.: X-Y-tables-Fenster für die Steuerung der Koordinatentische.

2. Experimenteller Aufbau

der Turbopumpen für das Gassystem und das Stützvakuum sichtbar. Die Ventile und Turbopumpen sind von diesem Fenster aus steuerbar, ebenso wie der Kaltkopf und der Temperaturcontroller. Das dritte Fenster („Vacuum“, Abb. 2.37) zeigt die Drücke und den Status der Pumpen und Ventile des Vakuumsystems von der Skimmerkammer bis hinunter zum Beam Dump. Die Pumpen und Ventile und auch der Beamstopper lassen sich von hier aus steuern. Das vierte Fenster („X-Y-tables“, Abb. 2.37) zeigt die Stellungen der Koordinatentische, welche sich von hier aus auch regeln lassen.

Einige weitere Einstellungen lassen sich nicht über die Software vornehmen. Die Ansteuerung des Piezokristalls an der Düse erfolgt über einen Funktionsgenerator, welcher sich neben dem Steuercomputer befindet. Die Steuerung der Druckkontrollventile für den Helium- und Wasserstoffdruck erfolgt über eine Fernbedienung, die sich ebenfalls neben dem Steuercomputer befindet.

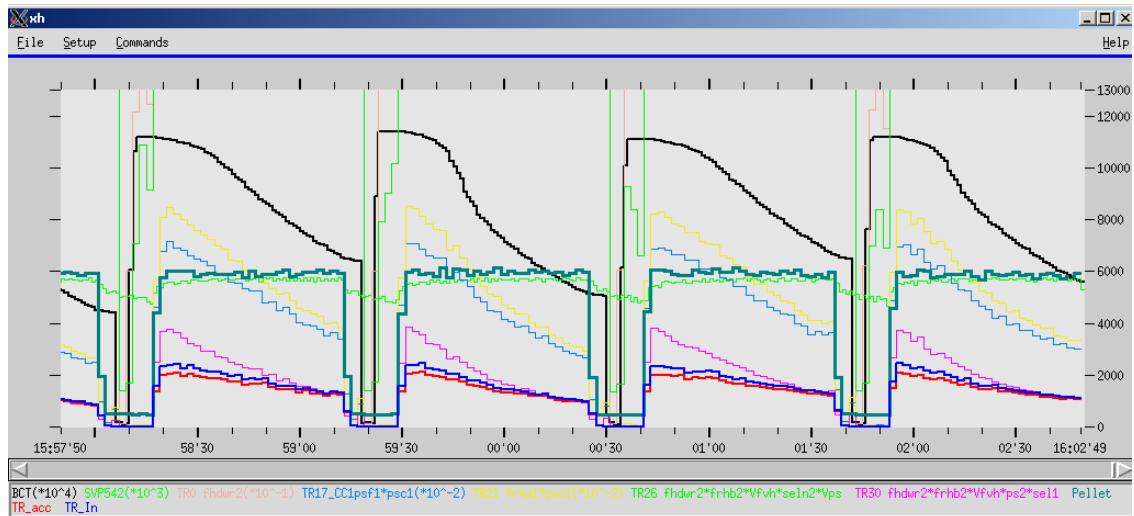


Abbildung 2.39.: Ausschnitt aus einem xh-Display. Die Pelletrate ist dunkelgrün dargestellt, der COSY-Strahlstrom ist schwarz. Die anderen Graphen sind verschiedene Triggerraten.

Um während des Targetbetriebs die Pelletrate auszulesen, wird ein sogenanntes „xh-Display“ aufgerufen (Anhang A.1.13). Das xh-Display zeigt verschiedene Parameter während der Durchführung einer Strahlzeit an, darunter die Pelletrate, verschiedene Triggerraten, den COSY-Strahlstrom und die Datenrate. Abbildung 2.39 zeigt einen Ausschnitt aus einem typischen xh-Display über einen Zeitraum von 5 Minuten bei einer gemessenen Pelletrate von etwa 6000 Pellets/s, welche durch den dunkelgrünen Graphen dargestellt wird. Der COSY-Strahlstrom ist schwarz dargestellt, dessen Abnahme durch die Interaktion mit den Pellets ist deutlich sichtbar. Die anderen Graphen stellen verschiedene Trigger dar. Deutlich sichtbar sind auch

die Lücken in der Pelletrate. Diese treten auf, wenn der Beamstopper während der Beschleunigungsphase den Pelletstrahl unterbricht.

2.2.4. Das Triggersystem und das Data Acquisition System

Die sehr hohe Ereignisrate von WASA-at-COSY macht ein direktes Abspeichern aller Daten unmöglich. Das Triggersystem [Fra02] umgeht dieses Problem, indem es die Daten vorsortiert, Untergrundereignisse verwirft und damit einen deutlich reduzierten Datenstrom liefert. Ursprünglich war das Triggersystem dreistufig geplant, jedoch wurde die softwarebasierte dritte Stufe nie implementiert. Die vorhandenen zwei Stufen sind beide hardwarebasiert.

Der Trigger erster Stufe (First Level Trigger) wird aus den schnellen Signalen der Plastiksintillatoren gespeist. Es wird gefordert, dass die einzelnen Treffer in den Szintillatoren innerhalb eines Zeitfensters von ca. 20 ns auf einer Geraden liegen, sich also zu einer Spur eines Teilchens rekonstruieren lassen. Auch auf die Anzahl der Spuren lässt sich der Trigger einstellen. Wenn der Forward Range Absorber eingesetzt wird, kann auch das Signal vom Forward Veto Hodoscope im Trigger berücksichtigt werden.

Der Trigger zweiter Stufe (Second Level Trigger) berücksichtigt die langsameren Signale aus Detektoren wie dem Kalorimeter. Die Kriterien nach denen ein Ereignis sortiert wird, sind hier die Anzahl der Cluster aus benachbarten Detektorelementen und die Energiedeposition in diesen Clustern.

Das Triggersystem ist in der Lage, mehrere Datenströme gleichzeitig auszugeben, welche nach unterschiedlichen Kriterien sortiert werden. Dies reduziert die Auswertungszeit für bestimmte Analysen, da nur ein geringerer Teil der gespeicherten Daten analysiert werden muss. Beispielsweise würde für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma + \gamma$ ein Trigger benötigt werden, der genau diese Situation berücksichtigt: Ein geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor (${}^3\text{He}$ -Kern) und zwei neutrale Teilchen im Zentraldetektor (Photonen aus dem η -Zerfall). Auf diese Weise lässt sich die Vorsortierung der Daten auf mehrere Analysen gleichzeitig optimieren.

Das Data Acquisition System (DAQ) [K⁺06, H⁺08] wandelt die analogen Daten von den Detektoren in digitale Daten um und gibt sie an das Triggersystem weiter. Danach werden die von einem Ereignis stammenden Daten zu einem sogenannten Event oder Ereignis zusammengefasst und gespeichert.

2.3. Die WASA-Software

Um eine Analyse von mit WASA-at-COSY aufgenommenen Daten durchführen zu können, ist ein Paket aus verschiedenen Softwares erforderlich. Dieses beinhaltet einen Simulationsteil und einen Analyseteil. Der Simulationsteil enthält die Monte Carlo Ereignisgeneratoren GIN (Geant INput) und Pluto sowie die WASA-

Detektorsimulation WMC (**WASA Monte Carlo**). Der Analyseteil besteht aus dem RootSorter, welcher sowohl Monte-Carlo-Daten als auch Messdaten analysieren kann.

2.3.1. Simulationsteil

Die Simulation eines bestimmten Zerfalls erfolgt in der Regel mit der GIN-Software. Die Daten werden in einer C++-Klasse eingegeben. Dabei werden die Anzahl der zu erzeugenden Ereignisse und die an der Reaktion beteiligten Teilchen angegeben, sowie deren Massen und Energien, also die Strahlenergie. Des Weiteren werden die bei der Reaktion erzeugten Teilchen und deren Zerfallsprodukte bis hin zu einem stabilen Endzustand angegeben. Auch hier müssen die Massen der Teilchen mit eingegeben werden. Die Ausgabe erfolgt in eine Textdatei, in der für jedes Ereignis die Viererimpulse von jedem an der Reaktion beteiligten Teilchen angegeben sind. Die Berechnung der Ereignisse geschieht ohne eine Gewichtung, das heißt, alle kinematisch möglichen Kombinationen von Viererimpulsen sind gleich wahrscheinlich. Dies muss bei einer späteren Analyse der Monte-Carlo-Daten berücksichtigt werden. Aus diesem Grund ist für jedes Ereignis zusätzlich ein Gewicht angegeben, welches die wirkliche Wahrscheinlichkeit dieses Ereignisses laut Phasenraumverteilung berücksichtigt. Bei der Analyse müssen die Ereignisse dann entsprechend ihren Gewichten skaliert werden.

Eine weitere benutze Software zur Simulation von Zerfällen ist Pluto. Die Erzeugung der Viererimpulse geschieht auf die gleiche Weise wie bei GIN, der Unterschied ist jedoch, dass eine korrekte Phasenraumverteilung simuliert wird. Aus diesem Grund müssen mit Pluto simulierte Ereignisse nicht mehr nachträglich gewichtet werden.

Um die mit GIN oder Pluto erzeugten Viererimpulse der Teilchen mit dem Detektorsystem von WASA zu verknüpfen, wird die WMC-Software benutzt. Sie basiert auf dem am CERN entwickelten GEANT3 (**GEometry AND Tracking**) [GEA93]. WMC berechnet anhand der Viererimpulse der simulierten Teilchen deren Wechselwirkungen mit den aktiven und passiven Teilen des Detektorsystems und mit dem Magnetfeld. Dabei wird die Reaktion der Detektoren simuliert und in eine Ausgabedatei geschrieben, welche dann im gleichen Format wie die Ergebnisse einer wirklichen Messung vorliegt. Die Datei enthält jedoch zusätzlich zu den Detektorantworten auch die „wirklichen“ Viererimpulse der von GIN oder Pluto simulierten Teilchen. So können diese bei einer Analyse direkt mit den aus den Detektorantworten berechneten Werten verglichen werden. Es besteht auch die Möglichkeit, sich die simulierten Teilchenspuren grafisch darstellen zu lassen. Abbildungen 2.40, 2.41 und 2.42 zeigen eine derartige Darstellung für ein einzelnes Ereignis der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ mit $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Die Spur des ${}^3\text{He}$ -Kerns ist hier gelb dargestellt, die des Elektrons bzw. Positrons rot und die der Photonen blau.

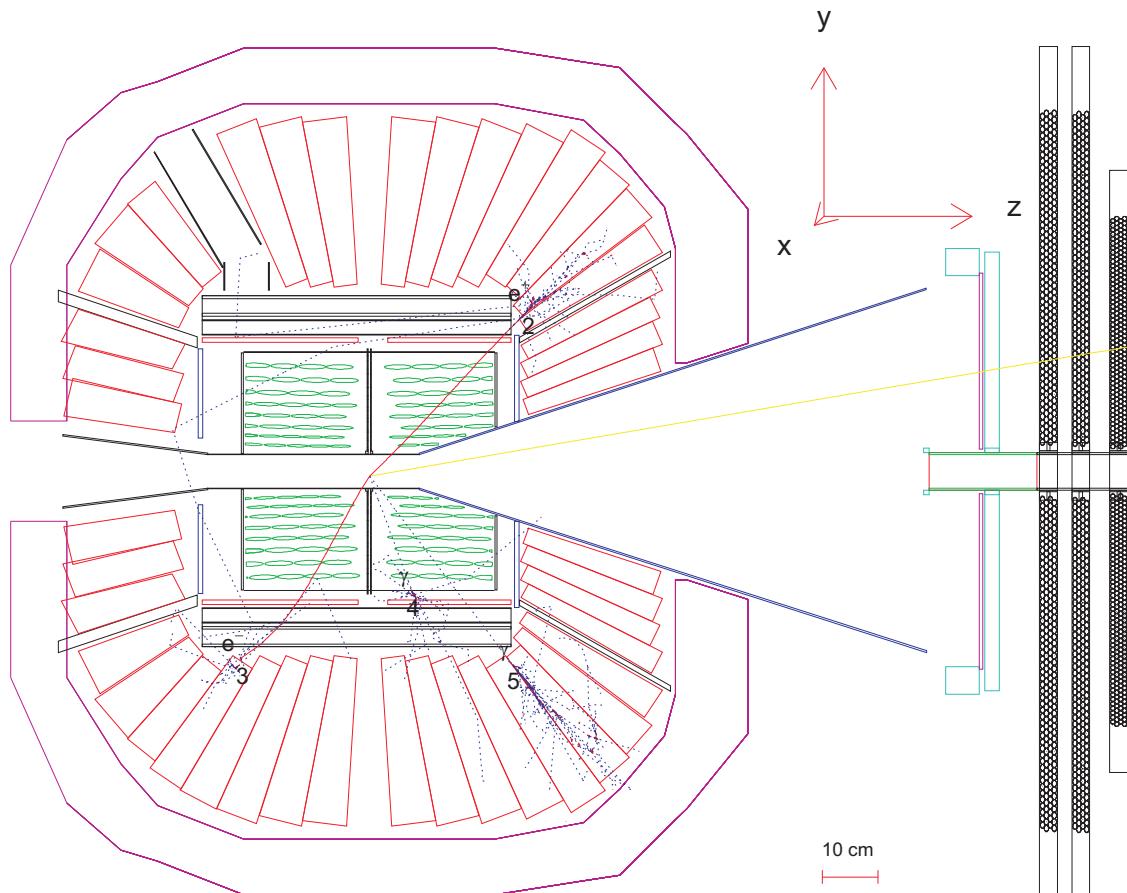


Abbildung 2.40.: Schnitt durch den von der Seite betrachteten Zentraldetektor und die ersten Lagen des Vorwärtsdetektors mit Teilchenspuren für die simulierte Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ mit $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Die Spur des ${}^3\text{He}$ -Kerns ist gelb eingezeichnet, die des Elektrons bzw. Positrons rot und die der Photonen blau.

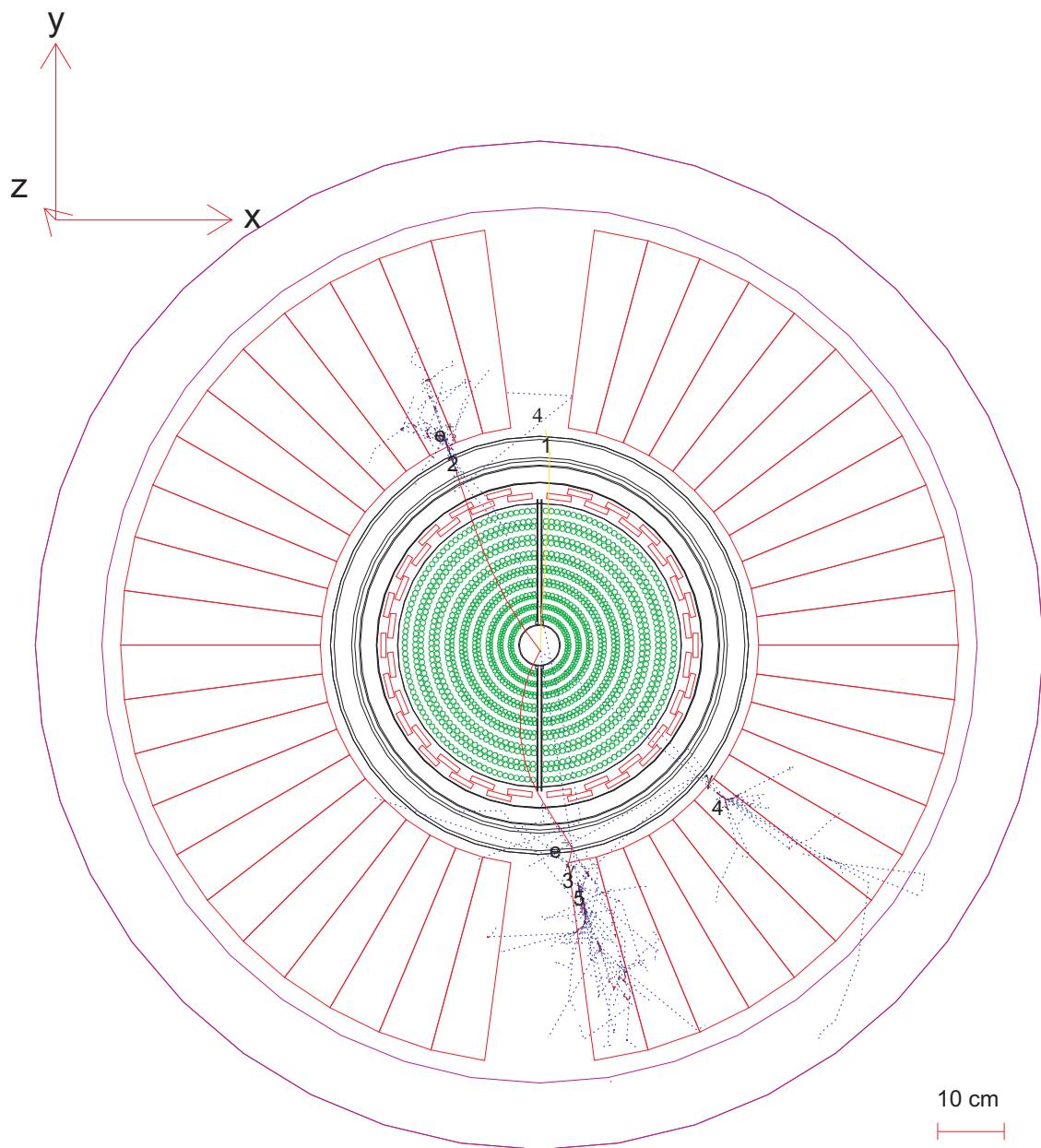


Abbildung 2.41.: Schnitt durch den von vorne betrachteten Zentraldetektor mit Teilchenspuren für die simulierte Reaktion $\text{p} + \text{d} \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ mit $\eta \rightarrow \pi^0 + \text{e}^+ + \text{e}^-$ und $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Die Spur des ^3He -Kerns ist gelb eingezeichnet, die des Elektrons bzw. Positrons rot und die der Photonen blau.

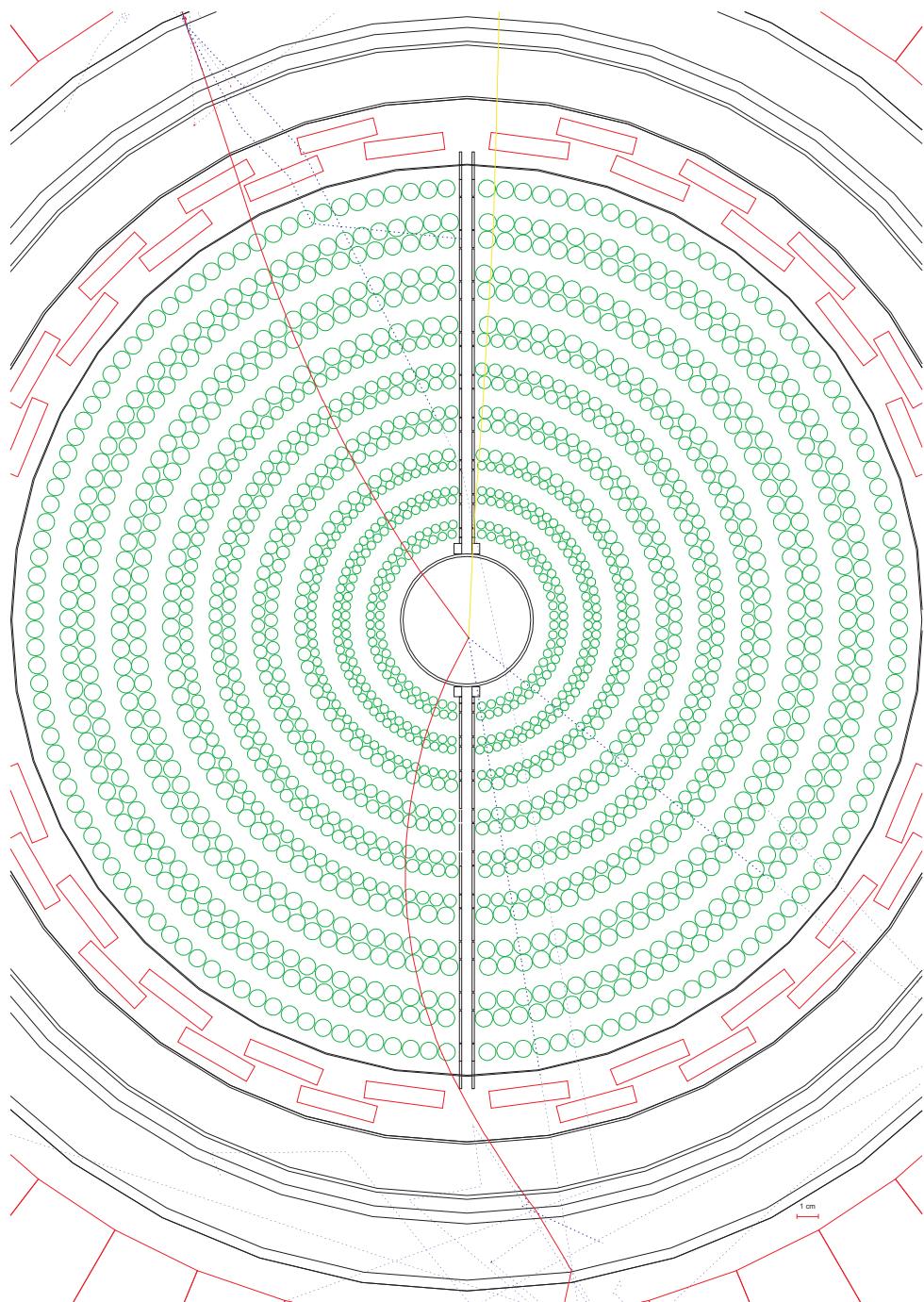


Abbildung 2.42.: Schnitt durch den von vorne betrachteten Zentraldetektor mit Teilchenbahnen für die simulierte Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ mit $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (Ausschnittsvergrößerung). Die Spur des ${}^3\text{He}$ -Kerns ist gelb eingezeichnet, die des Elektrons bzw. Positrons rot und die der Photonen blau.

2.3.2. Analyseteil

Die Analyse der Mess- oder Monte-Carlo-Daten findet mit dem WASA-RootSorter statt, welcher auf den von ROOT [BR96] bereitgestellten Programmzbibliotheken aufbaut. Diese Software wurde ursprünglich für das ANKE-Experiment geschrieben [H⁺04] und später an WASA angepasst. Die Analysen werden in einer C++-Klasse geschrieben. Dabei können Informationen wie z.B. die deponierte Energie einer Spur in einem bestimmten Detektor bzw. Detektorelement oder eine Zeitinformation verarbeitet werden. Es kann auch auf andere Klassen wie die Trackfinder zugegriffen werden, welche aus den einzelnen Treffern in den Detektoren die Spur eines Teilchens rekonstruiert. Auf diese Weise lässt sich beispielsweise der Energieverlust eines Teilchens beim Durchgang durch das gesamte Detektorsystem erhalten. Diese Informationen können nun miteinander verknüpft und in Histogramme eingetragen werden, welche als ROOT-Datei gespeichert werden und mit dem ROOT-Browser betrachtet werden können. In die Befehlszeile zum Starten des RootSorters muss zusätzlich die zu analysierende Datei und die Art dieser Datei (Monte Carlo, echte Messung usw.) angegeben werden. Außerdem kann eine Kalibrationsdatei für die Detektoren mit angegeben werden.

Da sich der RootSorter in ständiger Entwicklung befindet, können sich die Ergebnisse der gleichen Analyse unter verschiedenen Versionen leicht unterscheiden. Deswegen ist es wichtig, dass zu den Ergebnissen auch die Version des verwendeten RootSorters angegeben wird. Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Analysen wurde Version 3343 des RootSorters verwendet.

3. Beschreibung der Analyseschritte

Im folgenden Analyseteil soll die Vorgehensweise zur Bestimmung des oberen Limits des Verzweigungverhältnisses beschrieben werden. Dazu sind mehrere, sorgfältig aufeinander abgestimmte Schritte notwendig, die im Folgenden kurz erläutert werden sollen. Ausführlichere Beschreibungen finden sich in den jeweiligen Kapiteln.

Erzeugung der Monte-Carlo-Daten

Der erste Analyseschritt ist die Erzeugung der Monte-Carlo-Daten. Dazu muss zunächst bekannt sein, welche Reaktionen bei der genutzten Strahlenergie möglich sind. Diese müssen dann in ausreichender Menge erzeugt werden. Dabei muss ebenfalls berücksichtigt werden, dass die Anzahl der simulierten Ereignisse nicht zu groß wird, da dies mit einem erheblichen Zeit- und Speicherplatzaufwand verbunden ist. Weitere Details finden sich in den Kapiteln 4 und 5.2.

Vorsortierung der Daten

Der nächste Schritt ist die Vorsortierung der Daten. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden auf bestimmte Bedingungen wie Teilchenanzahlen usw. vorsortiert. Dies war aus Speicherplatz- und Geschwindigkeitsgründen notwendig und beschleunigt weitere Analysen erheblich. Die Vorsortierung wurde sowohl für Messdaten als auch für Monte-Carlo-Daten durchgeführt. Die Vorgehensweise ist in den Kapiteln 4, 6.1.1 und 6.1.2 näher erläutert.

Umwandlung in ASCII-Dateien

Um die Arbeit mit den Daten weiter zu beschleunigen, wurden die Messdaten und die Monte-Carlo-Daten in ASCII-Dateien umgewandelt. Diese enthalten für jedes Ereignis nur die für die Analyse wichtigen Informationen wie zum Beispiel Teilchenanzahlen und -ladungen, Energieverluste in verschiedenen Detektorlagen, Winkel- und Zeitinformationen usw. Für Messdaten werden auch die Pelletrate, der COSY-Strahlstrom, sowie der Wert eines zur Luminosität proportionalen Triggers gespeichert. Damit ist der RootSorter für die Analysen nicht mehr notwendig, es können einfache C++-Programme verwendet werden. Die Analysegeschwindigkeit ist mit ASCII-Dateien etwa um einen Faktor 4000 höher, da irrelevante Informationen nicht berücksichtigt werden und die benötigten Informationen direkt aus der Datei gelesen werden können. Gleichzeitig ist der benötigte Speicherplatz etwa um

3. Beschreibung der Analyseschritte

einen Faktor 4000 kleiner. Die sehr hohe Analysegeschwindigkeit macht auch erst den Cutfinder (Kap. 6.3) möglich, da ansonsten eine einzige Iteration anstatt ca. 2 Tagen ca. 25 Jahre benötigen würde.

Fit der Monte-Carlo-Daten an die Messdaten

Um die Cuts bestimmen zu können, muss bekannt sein, wie sich der analysierte Datensatz zusammensetzt. Zu diesem Zweck wird in allen eindimensionalen cut-relevanten Histogrammen ein Fit der Monte-Carlo-Daten an die Messdaten vorgenommen (Kap. 5.3).

Optimierung der Cuts mit dem Cutfinder

Der Cutfinder (Kap. 6.3) nimmt die im letzten Schritt bestimmte Zusammensetzung des Datensatzes und sämtliche Monte-Carlo-Daten zur Grundlage und bestimmt aufgrund einer Bewertungsfunktion iterativ die Cuts, die das beste Verhältnis zwischen unterdrücktem Untergrund und übrig bleibenden gesuchten Ereignissen ergeben. Dabei wird ebenfalls berechnet, wie viele Ereignisse der einzelnen Reaktionen nach Anwendung der Cuts in den Messdaten übrig bleiben sollten.

Anwendung der Cuts auf die Messdaten

Nachdem die Cuts anhand der Monte-Carlo-Daten bestimmt wurden, werden diese auf die Messdaten angewendet und die Anzahl der übrig bleibenden Ereignisse bestimmt. Dies ist in Kapitel 7 näher ausgeführt.

Berechnung des Verzweigungsverhältnisses

Als letzter Schritt wird aus den gemessenen Werten das Verzweigungsverhältnis bestimmt. Dazu wird die Anzahl der tatsächlich nach den Cuts übrig gebliebenen Ereignisse mit der Anzahl der laut Monte-Carlo-Daten übrig bleibenden Ereignisse verglichen. Grundsätzlich sollten beide Zahlen nicht sehr voneinander abweichen. Das gesuchte Verzweigungsverhältnis wird wegen der starken Ähnlichkeit auf das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ normiert. Die detaillierte Berechnung findet sich in Kapitel 8.

4. Datenbasis

Die in dieser Analyse verwendeten Messdaten stammen aus der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - und $p + p \rightarrow p + p + \eta$ -Strahlzeit vom 25.09.2008 bis zum 17.11.2008. Die verwendeten 1 GeV $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ -Daten wurden in zwei Etappen vom 26.09.2008 - 23.10.2008 und vom 25.10.2008 - 27.10.2008 aufgenommen. Die wichtigsten Informationen zu den Daten sind Tabelle 4.1 zu entnehmen. Es wurden insgesamt

Strahlteilchen	Protonen
Targetmaterial	Deuteronen
Strahlenergie	1,0 GeV
Strahlimpuls	1,69 GeV/c
COSY-Umlauffrequenz	1,4305549 MHz
Strahlintensität	$4 \cdot 10^9 - 6 \cdot 10^9$ ($1,4 \cdot 10^{10}$)
Aufnahmedauer	455 h (+94 h)
Datenmenge insgesamt	19,7 TB
Datenmenge nach erster Vorsortierung	1605 GB
Ereignisanzahl nach erster Vorsortierung	$1,7 \cdot 10^8$
Datenmenge nach zweiter Vorsortierung	36 GB
Ereignisanzahl nach zweiter Vorsortierung	575164
Effektive η -Aufzeichnungsrate	5,5 η /s
Aufgezeichnete η -Ereignisse	$1,1 \cdot 10^7$
Q -Wert für die η -Produktion	60 MeV
Ereignisanzahl Monte-Carlo-Daten	$4,05 \cdot 10^8$
Datenmenge Monte-Carlo-Daten	2300 GB

Tabelle 4.1.: Details zu den in der Analyse verwendeten Messdaten.

549 Stunden Daten aufgenommen, davon 455 Stunden bei einer Strahlintensität von $4 \cdot 10^9 - 6 \cdot 10^9$ und 94 Stunden bei einer Strahlintensität von $1,4 \cdot 10^{10}$. Die gesamte Datenmenge der pd-Daten beträgt ca. 19,7 TB. Die effektive η -Aufzeichnungsrate betrug 5,5 η /s, dies schließt alle Unterbrechungen wie Targetregenerationen mit ein. Insgesamt wurden ca. $1,1 \cdot 10^7$ η -Mesonen aufgezeichnet. Die Überschussenergie der η -Mesonen, also der Q -Wert, lässt sich leicht aus den Formeln in Kapitel 1.5.1 berechnen und beträgt 60 MeV. Dieser Wert wurde gewählt, da der Wirkungsquerschnitt der η -Produktion in dieser Reaktion zwischen 40 MeV und 100 MeV annähernd konstant ist und bei 60 MeV die „Ausleuchtung“ der Detektoren und

4. Datenbasis

damit die Rekonstruktionseffizienz am höchsten ist.

Um die Datenmenge und damit den Aufwand der Analysen zu reduzieren, wurde direkt nach der Aufzeichnung der Daten eine Vorsortierung auf Ereignisse vorgenommen, bei denen im Vorwärtsdetektor ein ${}^3\text{He}$ -Kern nachgewiesen wurde. Dies verringerte die Datenmenge auf etwa 1605 GB bzw. $1,7 \cdot 10^8$ Ereignisse, da auf diese Weise ein großer Teil des Untergrundes, wie beispielsweise die elastische Streuung, aussortiert wurde. Durch diese Vorsortierung wurde die Anzahl der ${}^3\text{He}$ -Ereignisse nicht reduziert, daher wird diese bei den im folgenden Kapitel vorgestellten Monte-Carlo-Daten nicht berücksichtigt. Die Monte-Carlo-Daten setzen genau nach dieser Vorsortierung an. Es wird davon ausgegangen, dass ausschließlich ${}^3\text{He}$ -Ereignisse vorhanden sind. Nachdem die vorsortierten Daten aus dem Forschungszentrum Jülich nach Münster übertragen wurden, wurde eine weitere Vorsortierung vorgenommen, um die Datenmenge weiter zu reduzieren. Für diese zweite Vorsortierung wurden die in Kapitel 6.1.1 und 6.1.2 vorgestellten Cuts 1 und 2 verwendet. Zu diesem Zweck wurden alle Ereignisse verworfen, die nicht der Signatur des gesuchten Zerfalls entsprachen, sowie Ereignisse bei denen der ${}^3\text{He}$ -Kern nicht in der ersten Lage des FRH gestoppt wurde. Die folgenden Bedingungen mussten also erfüllt sein:

- genau 1 geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor mit
- $\Delta E_{\text{FRH1}} > 1,166 \cdot (\Delta E_{\text{ges}}[\text{GeV}] - 0,09 \text{ GeV})$ und
- $\Delta E_{\text{FRH1}} > 0,005 \text{ GeV}$,
- genau 1 positiv geladenes Teilchen im Zentraldetektor, Teilchen muss Kalorimeter erreicht haben,
- genau 1 negativ geladenes Teilchen im Zentraldetektor, Teilchen muss Kalorimeter erreicht haben,
- genau 2 neutrale Teilchen im Zentraldetektor mit mindestens 10 MeV depolarierter Energie.

Dabei ist ΔE_{FRH1} der Energieverlust der ${}^3\text{He}$ -Kerne in der ersten Lage des Forward Range Hodoscope, ΔE_{ges} ist der gesamte Energieverlust der ${}^3\text{He}$ -Kerne.

Diese Cuts eignen sich für eine Vorsortierung sehr gut, da es sich um sehr simple Cutbedingungen handelt, welche sich auch bei einer Weiterentwicklung der Analyse nicht mehr ändern. Durch diesen Cut wurde die Datenmenge erneut stark verringert und auf 36 GB bzw. 575164 Ereignisse reduziert. Laut Monte-Carlo-Daten sollten deutlich mehr Ereignisse nach der Vorsortierung übrig sein als wirklich beobachtet werden. Dies ist aufgrund der Luminositätsabhängigkeit als „Luminositätseffekt“ bekannt und hat vermutlich ein zeitliches Überlappen einzelner Ereignisse als Ursache. Dieser Effekt hat keinen direkten Einfluss auf die Analyse, reduziert jedoch

die verfügbare Statistik. In Kapitel 5.4 werden der Effekt und dessen Folgen ausführlicher diskutiert. Um diesen Effekt zu verringern, wurden zwei weitere Cuts in die Vorsortierung eingebunden. Dabei handelt es sich um Cuts auf die Zeitdifferenz zwischen dem Treffer des ${}^3\text{He}$ -Kerns im Vorwärtsdetektor und den Treffern der jeweiligen Teilchen im Zentraldetektor. Diese Zeitdifferenz wird für jede einzelne Spur im Zentraldetektor berechnet. Liegt die Zeitdifferenz außerhalb der Cutgrenzen, wird diese Spur verworfen und aus dem Ereignis entfernt. Folgende Cuts wurden verwendet:

- für geladene Teilchen im Zentraldetektor: $|T_{\text{FD}} - T_{\text{CD}}| < 15 \text{ ns}$,
- für neutrale Teilchen im Zentraldetektor: $|T_{\text{FD}} - T_{\text{CD}}| < 50 \text{ ns}$.

Es sind T_{FD} und T_{CD} die absoluten Zeiten für eine Spur im Vorwärtsdetektor bzw. im Zentraldetektor. Die Zeitscans wurden nur auf die Messdaten, jedoch nicht auf die Monte-Carlo-Daten angewendet. Die Cuts wurden dabei so gewählt, dass sie möglichst schmal sind, jedoch in den Monte-Carlo-Daten nicht in die Verteilungen hineinschneiden. In den Messdaten sind die $T_{\text{FD}} - T_{\text{CD}}$ -Verteilungen jedoch deutlich breiter und besitzen mehr Untergrund (Abb. 4.1), da aufgrund von zufälligen Koinzidenzen auch Teilchen aus dem vorherigen und dem nächsten Ereignis mit im betreffenden Ereignis gespeichert wurden. Durch die Anwendung dieser Cuts wird ein großer Teil dieser Spuren wieder aus dem Ereignis entfernt. Die Anzahl der nach der Vorsortierung übrig bleibenden η -Ereignisse erhöht sich damit ca. auf das Zweieinhalfache, da auf diese Weise mehr Ereignisse der geforderten Signatur entsprechen.

Des Weiteren gehören auch die Monte-Carlo-Daten zur Datenbasis. Dabei handelt es sich um ca. 2300 GB Daten mit insgesamt $4,05 \cdot 10^8$ Ereignissen. Die genauere Beschreibung dieses Teils der Daten findet sich in Kapitel 5.2.

4. Datenbasis

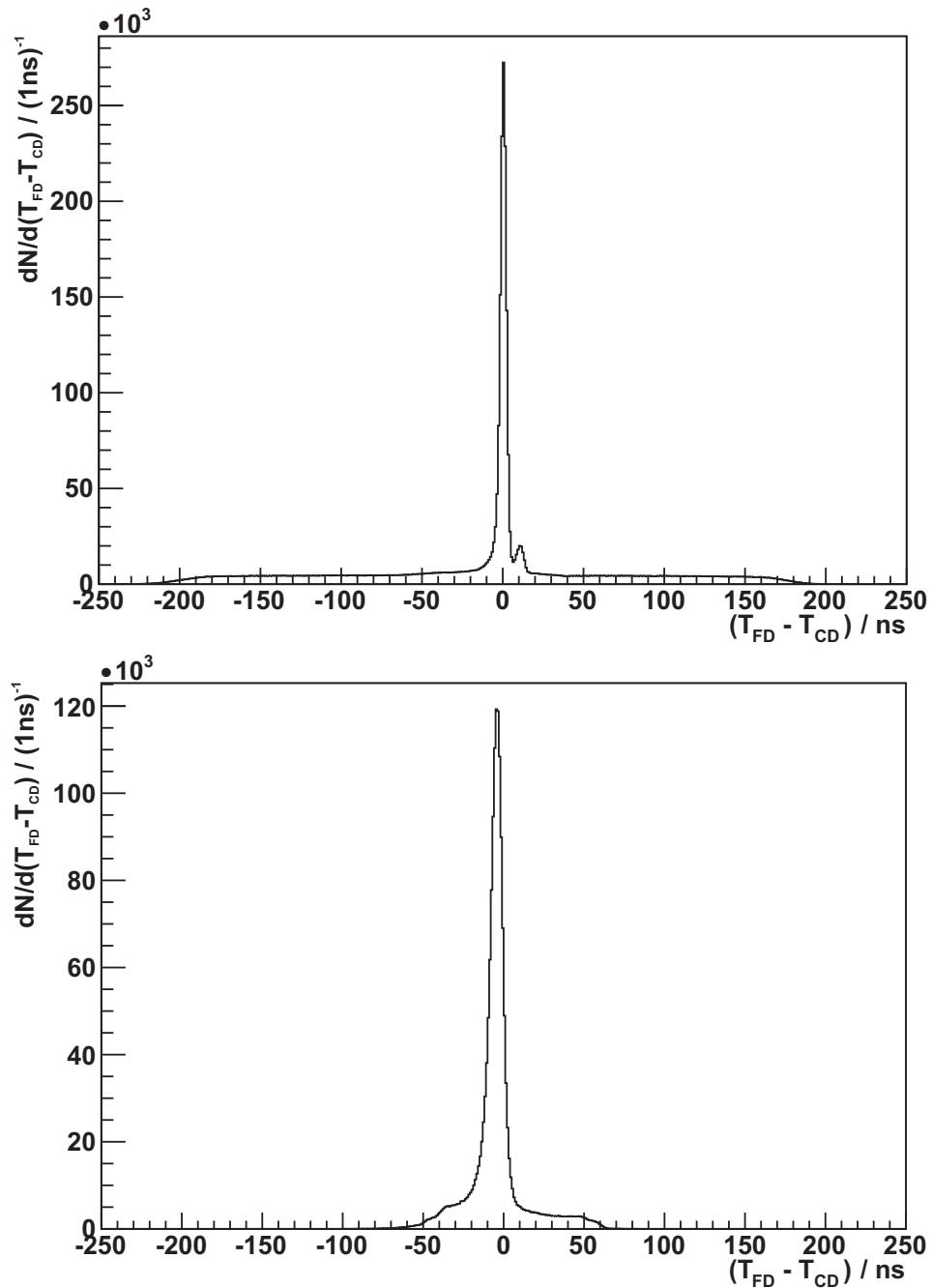


Abbildung 4.1.: Oben: $T_{FD} - T_{CD}$ für geladene Teilchen im Zentraldetektor. Der Peak entspricht den wirklich zum jeweiligen Ereignis gehörenden Spuren. Der breite Untergrund setzt sich größtenteils aus zufälligen Koinzidenzen mit anderen Ereignissen zusammen. Unten: $T_{FD} - T_{CD}$ für neutrale Teilchen im Zentraldetektor.

5. Beschreibung der Messdaten

5.1. Kandidaten für die Untergrundbeiträge

Das η -Meson kann auf verschiedene Weisen zerfallen, prinzipiell kann dabei jeder dieser Zerfälle zum Untergrund beitragen. In Tabelle 5.1 links sind alle bislang beobachteten Zerfälle und ihre Häufigkeiten aufgetragen. Darüber hinaus gibt es

η -Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis	direkte Pionenproduktion
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	$39,31 \pm 0,34\%$	π^0
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$32,57 \pm 0,23\%$	$\pi^0 + \pi^0$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$	$22,74 \pm 0,28\%$	$\pi^+ + \pi^-$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$	$4,60 \pm 0,16\%$	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	$0,70 \pm 0,07\%$	$\pi^0 + \pi^+ + \pi^-$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$	$(2,68 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}$	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$	$(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma + \gamma$	$(2,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$	$\pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$(5,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$	

Tabelle 5.1.: Links: Bislang beobachtete Zerfälle des η -Mesons und ihre Häufigkeiten [N⁺10]. Rechts: Mögliche direkte Pionenproduktionen.

auch die direkte Produktion von Pionen, welche den größten Teil des Untergrundes ausmacht (Tabelle 5.1 rechts). Im Folgenden sind einige der Reaktionen aufgezeigt und beschrieben, wie der Beitrag zum Untergrund der vorsortierten Daten erfolgt.

5.1.1. η -Zerfälle

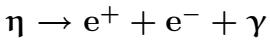
$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$$

Bei diesem Zerfall kann eines der Photonen durch Paarbildung ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Entsteht beim Abbremsen des Elektrons ein weiteres Photon durch Bremsstrahlung, ist damit der Endzustand derselbe wie der des gesuchten Zerfalls.

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$$

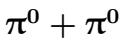
Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ ist der am stärksten zum Untergrund beitragende η -Zerfall. Die Signatur, also die Anzahl neutraler und geladener Teilchen, stimmt mit

der des gesuchten Zerfalls überein. Aufgrund des hohen Verzweigungsverhältnisses von fast 23% und der Tatsache, dass der Zerfall die Vorsortierung unbeschadet übersteht, macht er den größten Teil des von η -Zerfällen stammenden Untergrundes aus.

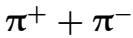


Der Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ enthält im Endzustand weniger Teilchen als der gesuchte Zerfall. Jedoch kann es passieren, dass ein Photon doppelt identifiziert wird. Dies wird durch den Trackfinder verursacht, welcher manchmal einen von einem einzelnen Teilchen verursachten Cluster zu zwei Spuren rekonstruiert. Auch Bremsstrahlung, die beim Abbremsen eines Elektrons oder Positrons emittiert wird, führt zu einem zusätzlichen Photon. Damit kann dieser Zerfall denselben Endzustand wie der gesuchte Zerfall besitzen.

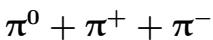
5.1.2. Direkte Pionenproduktion



Zerfällt bei der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^0$ eines der π^0 -Mesonen über einen Dalitzzerfall ($\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$) und geht ein Photon verloren, beispielsweise im Strahlrohr, so ist die Signatur identisch mit der des gesuchten Zerfalls.



Diese Reaktion trägt zusammen mit $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ am stärksten zum Untergrund bei. Trotz der unterschiedlichen Signatur übersteht eine große Anzahl dieser Ereignisse die Vorsortierung. Dies liegt vor allem am großen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion und der damit verbundenen großen Zahl an Ereignissen. Die gesuchte Signatur wird vor allem durch zusätzliche, vom Trackfinder versehentlich angenommene neutrale Spuren erzeugt.



Ähnlich wie beim Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ stimmt hier die Anzahl neutraler und geladener Teilchen mit der des gesuchten Zerfalls überein. Diese direkte Pionenproduktion zeigt zwar bei der Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns keinen Peak bei der η -Masse, dennoch überstreicht die Missing Mass-Verteilung auch diesen Bereich, so dass trotz eines Cuts an dieser Stelle diese Ereignisse weiterhin, wenn auch in verringriger Anzahl, zum Untergrund beitragen.

5.2. Simulation der Untergrundbeiträge

Um den gesuchten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ vom restlichen Untergrund trennen zu können, müssen sowohl von diesem Zerfall als auch von den Untergrundreaktionen Monte-Carlo-Simulationen erzeugt werden, damit diese in der weiteren Analyse miteinander verglichen und geeignete Cuts gefunden werden können. Dazu wurden mit GIN, Pluto und WMC diese Zerfälle in verschiedenen Anzahlen erzeugt. Die genauen Zahlen sind in Tabelle 5.2 aufgetragen. Auf diese Monte-Carlo-Daten wurde, genau wie auf die Messdaten, die Vorsortierung angewendet, da diese möglicherweise die Form der Verteilungen verändert. Mit den Monte-Carlo-Daten soll der gesamte Untergrund der Messung beschrieben werden.

Außerdem werden anhand der Monte-Carlo-Daten geeignete Verteilungen gesucht, in denen sich die verschiedenen Reaktionen so unterscheiden, dass dort geeignete Cuts angewendet werden können, welche den Untergrund möglichst gut unterdrücken. Gleichzeitig sollen diese Cuts die gesuchten Ereignisse möglichst wenig unterdrücken. Die Schwierigkeit ist hier, nicht nur die Cuts zu finden, sondern auch diese so zu optimieren, dass sie neben einem optimalen Unterdrückungsverhältnis auch die nur begrenzte Statistik berücksichtigen.

5.3. Fit der Monte-Carlo-Daten an die Messdaten

Um optimale Cuts bestimmen zu können, muss die Zusammensetzung des Datensatzes genau bekannt sein. Zu diesem Zweck wurde an sämtlichen cutrelevanten eindimensionalen Histogrammen (Kap. 6.1) ein Fit der Monte-Carlo-Daten an die Messdaten vorgenommen. Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ wurde dabei nicht berücksichtigt, da laut dem aktuellen oberen Limit des Verzweigungsverhältnisses und der erwarteten Reduzierung der Ereignisanzahl durch die Vorsortierung und den Luminositätseffekt nur maximal ca. 10 Ereignisse zu erwarten wären. Die Grundlage dieses Fits sind die ca. 575164 Ereignisse des vorsortierten Datensatzes, da die meisten der benötigten Histogramme eine bestimmte Anzahl an geladenen oder neutralen Teilchen erfordern und dies erst durch die Vorsortierung gewährleistet ist. Um das Detektorrauschen bei neutralen Teilchen zu verringern, wurden jedoch zusätzlich alle Ereignisse verworfen, bei denen die invariante Masse der beiden neutralen Teilchen kleiner als $90 \text{ MeV}/c^2$ war (Kap. 6.1.3). Der Fit wurde dann an dem aus ca. 230000 Ereignissen bestehenden übrigen Datensatz durchgeführt. Der Fit selbst wurde mit der Software MINUIT durchgeführt, welche ein Teil des ROOT-Paketes ist. Folgende Histogramme wurden zum Fitten verwendet:

- Missing Mass des ^3He -Kerns,
- Invariante Masse aller Teilchen,
- Invariante Masse der neutralen Teilchen,

5. Beschreibung der Messdaten

Simulierter Untergrund	Anzahl simulierter Ereignisse
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow 4\gamma$	$20 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$	$20 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 2\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^+ + \pi^-$	$20 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 6\gamma$	$12 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 5\gamma$	$6 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 4\gamma$	$4 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 3e^+ + 3e^- + 3\gamma$	$1 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\gamma$	$90 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + \gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 8\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 7\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 6\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 3e^+ + 3e^- + 5\gamma$	$1 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 4\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + 3\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2e^+ + 2e^- + 2\gamma$	$4 \cdot 10^6$
$\pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$	$5 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow 4\gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$	$1 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	$19 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	$20 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$1 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$	$5 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$	$20 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\gamma$	$80 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + \gamma$	$5 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ einschl. Dalitzzerfälle	$15 \cdot 10^6$
$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma + e^+ + e^-$	$1 \cdot 10^6$
gesamt	$405 \cdot 10^6$

Tabelle 5.2.: Art und Anzahl der simulierten Ereignisse. Die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow {}^3\text{He} + 4e^+ + 4e^- + 4\gamma$ wurde aufgrund der extrem geringen Anzahl von erwarteten Ereignissen nicht simuliert.

5.3. Fit der Monte-Carlo-Daten an die Messdaten

- Kleinste invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens,
- Invariante Masse der geladenen Teilchen.

Eine genauere Beschreibung der Histogramme bzw. der entsprechenden Cuts findet sich in Kapitel 6.1. Die grafischen Ergebnisse des Fits sind in den Abbildungen 5.1 bis 5.5 gezeigt. Die numerischen Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 aufgetragen.

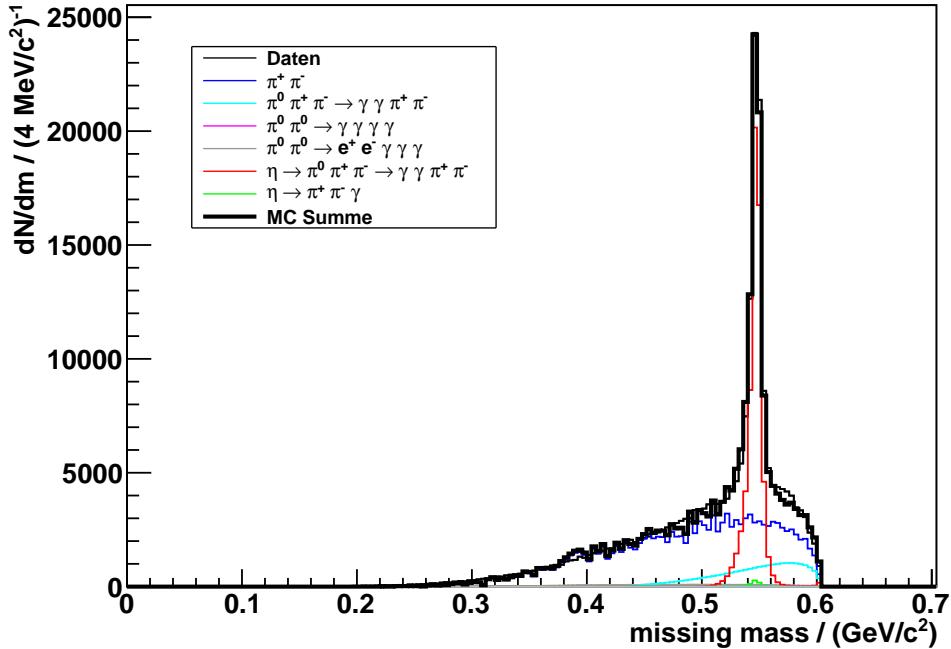


Abbildung 5.1.: Missing Mass der ${}^3\text{He}$ -Kerne nach der Vorsortierung mit Fit.

Das Resultat zeigt eine gute Beschreibung der Messdaten. Es ist hier zum ersten Mal überhaupt gelungen, einen Datensatz von WASA-at-COSY komplett zu beschreiben. Jedoch sind die χ^2 der einzelnen Verteilungen teilweise deutlich größer als 1. Dies wird durch Effekte wie die Streuung an Restgas und den zeitlichen Überlapp von Ereignissen hervorgerufen. Damit wird für einige Ereignisse der falsche Vertexpunkt angenommen bzw. es tauchen zusätzliche Teilchen mit zusätzlicher Energie auf. Auf diese Weise werden in einigen Ereignissen beispielsweise die invarianten Massen zu höheren Werten hin verschoben. Dies ist besonders in Abbildung 5.3 zu erkennen. Dort zeigen die Messdaten einen Ausläufer bis zu ca. $0.4 \text{ GeV}/c^2$, obwohl laut Monte-Carlo-Daten ein Limit bei ca. $0.25 \text{ GeV}/c^2$ zu erwarten wäre. Es ist jedoch zu beachten, dass die Daten in den Bereichen, in denen später die Cuts vorgenommen werden, sehr gut beschrieben werden. Durch die Cuts werden dann auch die Beiträge vom Restgas und vom Ereignisüberlapp entfernt.

Die Hauptbeiträge zum Untergrund sind in der Reihenfolge ihrer Häufigkeit die direkte Produktion von $\pi^+ + \pi^-$, der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow 2\gamma + \pi^+ + \pi^-$

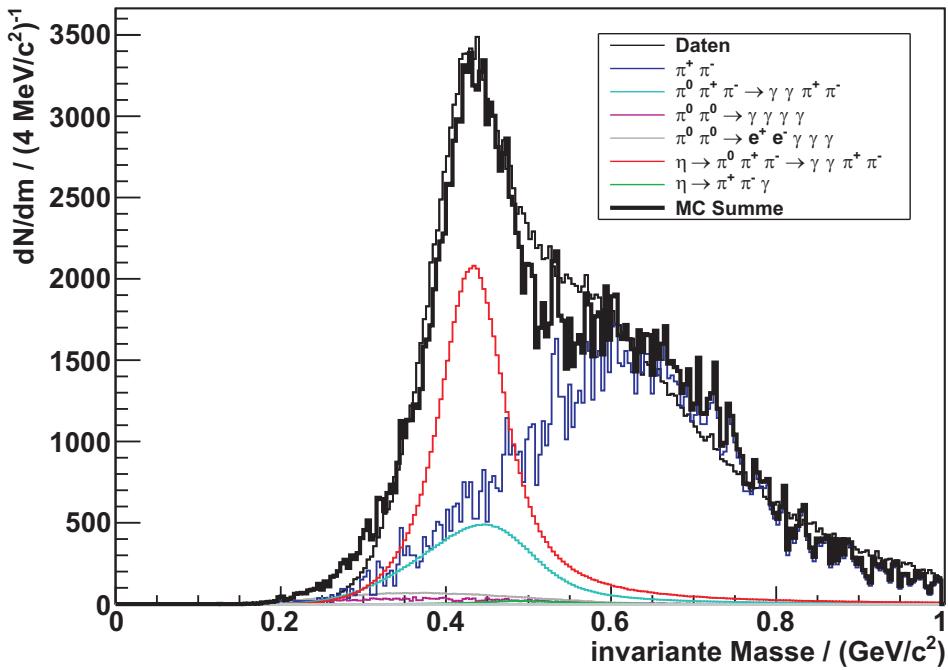


Abbildung 5.2.: Invariante Masse aller Teilchen nach der Vorsortierung mit Fit.

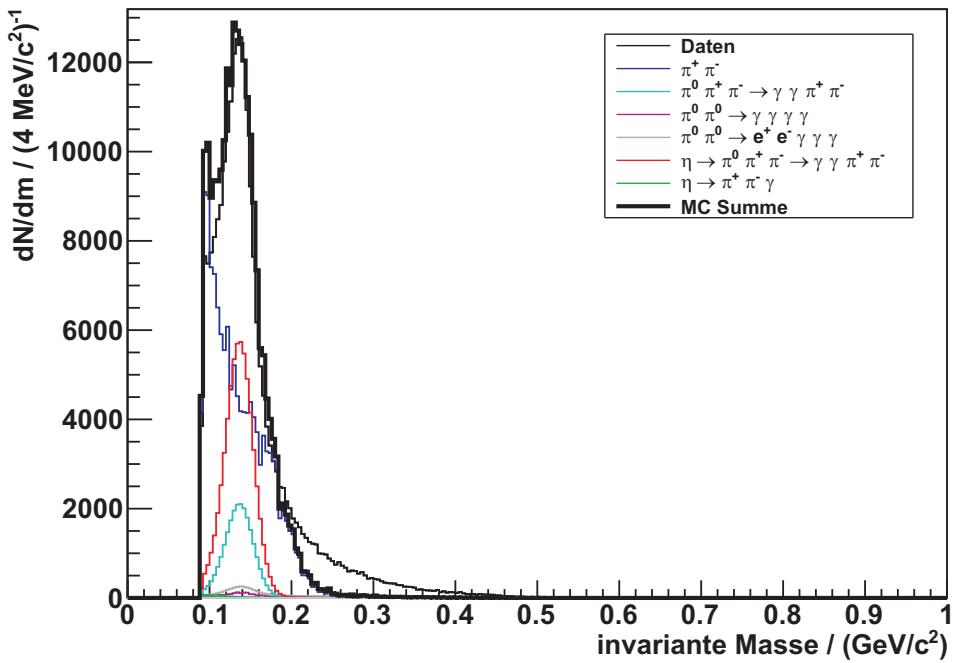


Abbildung 5.3.: Invariante Masse von zwei neutralen Teilchen nach der Vorsortierung mit Fit.

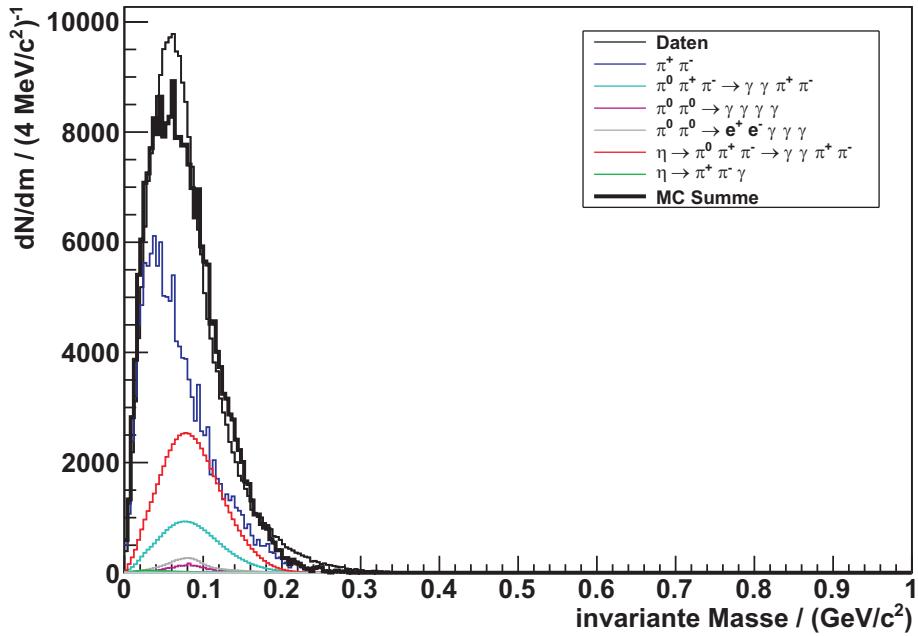


Abbildung 5.4.: Kleinste invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens nach der Vorsortierung mit Fit.

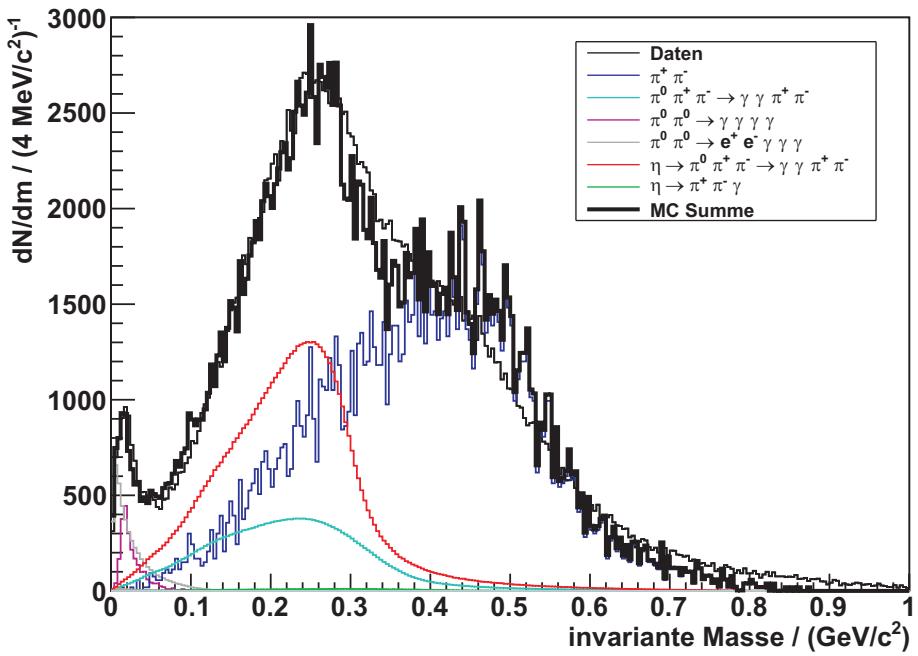


Abbildung 5.5.: Invariante Masse von zwei geladenen Teilchen nach der Vorsortierung mit Fit.

5. Beschreibung der Messdaten

Untergrundreaktion	Anzahl vorhandener Ereignisse
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	0
$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow 4\gamma$	2378 ± 11
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$	4697 ± 23
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 2\gamma$	0
$\pi^+ + \pi^-$	132035 ± 200
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 6\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 5\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 4\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 3e^+ + 3e^- + 3\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\gamma$	22973 ± 228
$\pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + \gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 8\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 7\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 6\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 3e^+ + 3e^- + 5\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 4\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + 3\gamma$	0
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2e^+ + 2e^- + 2\gamma$	0
$\pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$	0
$\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow 4\gamma$	0
$\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$	0
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	146 ± 15
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	15 ± 1
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	0
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$	0
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$	0
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$	725 ± 6
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\gamma$	63236 ± 174
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + \gamma$	0
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ einschl. Dalitzzerfälle	39 ± 1
Gesamtzahl direkte Pionenproduktion	162083 ± 462
Gesamtzahl η -Mesonen	64161 ± 197

Tabelle 5.3.: Art und Anzahl der im Datensatz vorhandenen Untergrundreaktionen.

und die direkte Produktion von $\pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow 2\gamma + \pi^+ + \pi^-$.

Die Anzahl der über die Fitparameter bestimmten Ereignisse ist aufgrund des Luminositätseffektes deutlich geringer als laut der Monte-Carlo-Daten zu erwarten gewesen wäre. Bei $1,1 \cdot 10^7$ η -Ereignissen in den Rohdaten wären nach der Vorsortierung noch ca. 176000 η -Ereignisse zu erwarten gewesen. Es bleiben jedoch nur 64161 dieser Ereignisse übrig. Damit unterdrückt der Luminositätseffekt die Ausbeute an Ereignissen um einen Faktor 2,75. Dieser Faktor ist für alle nach der Vorsortierung übrig bleibenden η -Zerfallskanäle in etwa gleich.

5.4. Anmerkung zum „Luminositätseffekt“

Bei dem sogenannten „Luminositätseffekt“ handelt es sich um eine luminositätsabhängige Unterdrückung von Ereignissen. Dieser Effekt tritt dann auf, wenn, wie in dieser Analyse, exakte Bedingungen bezüglich der Teilchenanzahl gefordert werden. Beispielsweise ist die Anzahl der detektierten $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ -Ereignisse in den Messdaten um ca. einen Faktor sechs geringer als laut Monte-Carlo-Daten erwartet, wenn im Zentraldetektor genau zwei neutrale, ein positiv geladenes und ein negativ geladenes Teilchen gefordert werden. Mit zunehmender Luminosität nimmt die Stärke der Unterdrückung zu. Dieser Effekt ist in der Kollaboration zurzeit Gegenstand intensiver Diskussionen, wobei ein zeitlicher Überlapp zwischen einzelnen Ereignissen als die wahrscheinlichste Ursache erachtet wird. Zur Erklärung muss zunächst der Begriff des Ereignisses genauer beschrieben werden: Ein Ereignis wird definiert durch ein Zeitfenster um den Haupttrigger. Der Haupttrigger wird ausgelöst, wenn ein geladenes Teilchen vom Forward Window Counter und der ersten Lage des Forward Range Hodoscope detektiert wird und die durch die getroffenen Elemente definierten Winkel zueinander passen. Während dieses Zeitfensters werden alle Detektorinformationen des Vorwärtsdetektors und des Zentraldetektors aufgezeichnet und im Ereignis gespeichert. Wenn eine gesuchte Reaktion wie zum Beispiel $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ während dieses Zeitfensters stattfindet, aber etwa zur gleichen Zeit eine weitere Reaktion stattfindet, dann werden auch die Teilchen der zweiten Reaktion aufgezeichnet und dem entsprechenden Ereignis zugeordnet. Die Anzahl der aufgezeichneten Teilchen stimmt dann nicht mehr mit der geforderten Teilchenanzahl überein und das Ereignis wird verworfen, obwohl es die gesuchte Reaktion enthält. Mit steigender Luminosität steigt auch die Wahrscheinlichkeit für derartige zufällige Koinzidenzen.

Eine Möglichkeit zur Reduzierung des Luminositätseffektes ist die Benutzung von Cuts auf die Zeitdifferenz zwischen dem Treffer im Vorwärtsdetektor und den Treffern im Zentraldetektor. Effektiv bedeutet dies eine Verkleinerung des Zeitfensters, in welchem Informationen in das Ereignis geschrieben werden. Ein Beispiel für einen derartigen Cut ist in Kapitel 4 gezeigt. Derartige Cuts müssen an Monte-Carlo-Daten erprobt werden. Dabei sollten sie so schmal gehalten werden, dass

5. Beschreibung der Messdaten

alle Teilchen aus einem einzelnen Ereignis gerade eben innerhalb der Cuts liegen. Sofern diese Cuts schmäler sind als das Zeitfenster, in dem ein Standardereignis gefüllt wird, sinkt die Wahrscheinlichkeit für zufällige Koinzidenzen. Damit verringert sich auch die Stärke des Luminositätseffektes. Ohne die Verwendung der Zeitcuts werden in den vorsortierten Daten um einen Faktor 6,33 zu wenig η -Ereignisse gemessen. Mit den in dieser Arbeit verwendeten Cuts kann die Stärke des Effektes auf einen Faktor 2,75 verringert werden.

6. Reduzierung des Untergrundes

Im Rahmen einer Diplomarbeit [Mil08] wurden erste Studien bezüglich der Durchführbarkeit der Suche nach dem seltenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ an WASA-at-COSY durchgeführt. Diese Arbeit hatte vor allem die Ermittlung von geeigneten Cuts zur Trennung des Zerfalls vom häufigsten Untergrundzerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ zum Inhalt. Als Datenbasis dienten die $p + p \rightarrow p + p + \eta$ -Strahlzeit vom April 2007, sowie umfangreiche Simulationen dieser Reaktion.

Eine weitere Diplomarbeit [Ber09] hat an dieser Stelle angesetzt und die Trennung vom gesuchten Zerfall und der häufigsten Untergrundreaktion deutlich verbessert. Des Weiteren wurden zusätzliche Cuts ermittelt, um den gesuchten Zerfall von weiteren Untergrundreaktionen zu trennen. Als Datenbasis diente die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ -Strahlzeit vom Oktober und November 2008.

Diese Arbeit basiert ebenfalls auf den Oktober/November 2008-Daten (Kap. 4). Um in der Lage zu sein, den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ aus der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ nachweisen zu können, müssen zunächst alle stabilen Endprodukte der Reaktion nachgewiesen werden. Dies sind zum einen der ${}^3\text{He}$ -Kern aus der pd-Kollision und zum anderen die stabilen Zerfallsprodukte des η -Mesons, also zwei Photonen und je ein Elektron und ein Positron. Der Nachweis des ${}^3\text{He}$ -Kerns findet im Vorwärtsdetektor über die $\Delta E/E$ -Methode statt und ist vergleichsweise unkompliziert. Über den Vorwärtsdetektor wird auch die Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns ermittelt. Hier wird gefordert, dass diese in der Nähe der η -Masse liegt, um sicherzustellen, dass bei der Kollision überhaupt ein η -Meson erzeugt wurde. Ein Hauptproblem dieser Analyse besteht darin, die Zerfallsprodukte des η -Mesons mit genügend hoher Sicherheit dem gesuchten Zerfall zuzuordnen. Beispielsweise trägt der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ deutlich zum Untergrund bei. Daher ist es von größter Wichtigkeit, die Pionen stark zu unterdrücken, gleichzeitig aber die Anzahl der Elektronen möglichst nicht zu reduzieren. Auch andere Zerfälle können eine Teilchensignatur hervorrufen, welche mit der gesuchten identisch ist. Die Hauptaufgabe der Analyse besteht darin, diese Untergrundreaktionen auszusortieren, gleichzeitig aber den gesuchten Zerfall möglichst unangetastet zu lassen.

6.1. Zur Untergrundreduzierung verwendete Cuts

Um den gesuchten Zerfall vom Untergrund zu trennen, wurden verschiedene Cuts ermittelt [Mil08, Ber09], welche anhand der Monte-Carlo-Daten erprobt und op-

timiert und dann auf die Messdaten angewendet wurden. Diese Cuts sollen im Folgenden näher beschrieben werden. Eine Beschreibung wie die Cuts optimiert wurden, findet sich in Kapitel 6.3. Alle in Kapitel 6.1 gezeigten Histogramme beruhen auf Monte-Carlo-Daten. Die einzige Ausnahme sind Cut 1 und der Cut zur Rauschreduzierung der Detektoren, welche anhand von Messdaten bestimmt wurden. Die eigentliche Anwendung der Cuts auf die Messdaten erfolgt in Kapitel 7. Die abgebildeten Histogramme (abgesehen von Cut 1, Cut 2 und dem Cut zur Rauschreduzierung der Detektoren) zeigen jeweils den Cut für den gesuchten Zerfall und für einige an der jeweiligen Stelle der Analyse zum Untergrund beitragenden Zerfälle. Die dargestellten Verteilungen zeigen jeweils alle Ereignisse nach der Vorsortierung ohne Berücksichtigung der vorherigen Cuts, da sich in den meisten Fällen die Form der Verteilungen durch die Cuts kaum ändert. Durch die daraus resultierende höhere Statistik werden die Histogramme hier jedoch deutlich anschaulicher. Die gezeigten Cuts sind bereits die Entgültigen, die auch in der Analyse verwendet wurden.

6.1.1. Cut 1: Selektion der ${}^3\text{He}$ -Kerne

Dieser Cut dient dazu, Ereignisse auszusortieren, bei denen bei der pd-Kollision kein ${}^3\text{He}$ -Kern erzeugt wurde bzw. kein ${}^3\text{He}$ -Kern im Vorwärtsdetektor nachgewiesen wurde. Dies ist zum Beispiel bei der elastischen Proton-Deuteron-Streuung der Fall. Dazu wird zunächst gefordert, dass nur ein geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor nachgewiesen wurde. Dann wird die in der ersten Lage des Forward Range Hodoscope deponierte Energie gegen die Gesamtenergie dieses Teilchens aufgetragen. Dieser Cut wurde anhand von Messdaten bestimmt. Das ${}^3\text{He}$ -Band und der verwendete Cut sind in Abb. 6.1 deutlich zu erkennen. Der Cut bewirkt ebenfalls, dass ${}^3\text{He}$ -Kerne, die nicht in der ersten Lage des FRH gestoppt wurden, aussortiert werden. Dies ist sinnvoll, da bei der η -Produktion die ${}^3\text{He}$ -Kerne nicht genügend Energie besitzen um die erste Lage des FRH zu durchdringen, dies bei der direkten Ein- und Zweipionenproduktion aufgrund der höheren Energie der ${}^3\text{He}$ -Kerne jedoch meistens der Fall ist. So wird die Zahl an Ereignissen mit Ein- und Zweipionenproduktion deutlich reduziert.

Die folgenden Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein Ereignis diesen Cut passieren kann:

- genau 1 geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor,
- $\Delta E_{\text{FRH1}} > 1,166 \cdot (\Delta E_{\text{ges}}[\text{GeV}] - 0,09 \text{ GeV})$,
- $\Delta E_{\text{FRH1}} > 0,005 \text{ GeV}$.

ΔE_{FRH1} ist die in der ersten Lage des FRH deponierte Energie, ΔE_{ges} ist die gesamte im Vorwärtsdetektor deponierte Energie.

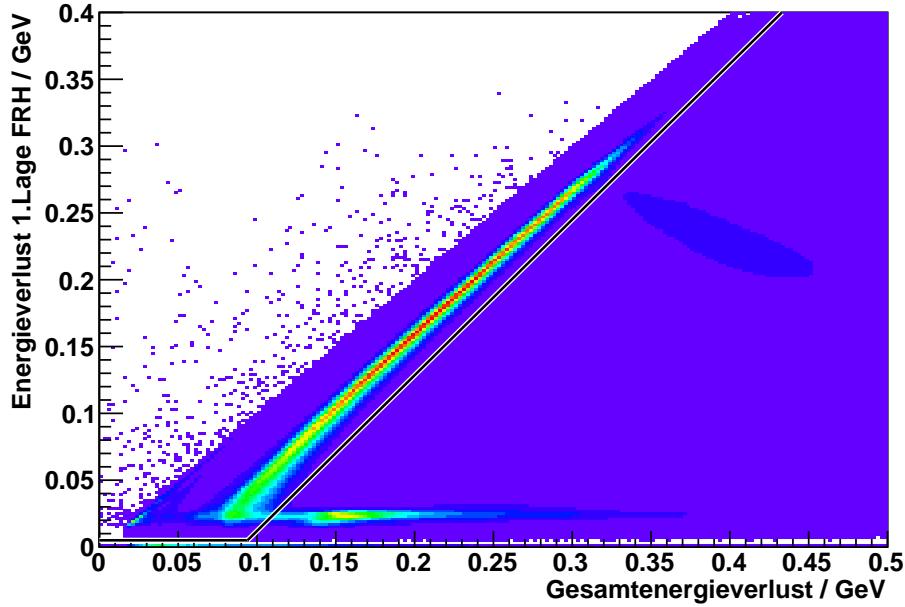


Abbildung 6.1.: Energieverlust in der ersten Lage des FRH gegen Gesamtenergieverlust eines geladenen Teilchens im Vorwärtsdetektor mit verwendetem Cut. Ereignisse unterhalb des Cuts wurden verworfen.

6.1.2. Cut 2: Signatur des gesuchten Zerfalls

Dieser Cut sortiert alle Ereignisse aus, deren Signatur nicht zum gesuchten Zerfall passt. Die Signatur ist hier die Anzahl geladener und neutraler Teilchen im Zentraldetektor, für $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma + e^+ + e^-$ also genau zwei neutrale Teilchen (2γ), genau ein positiv geladenes (e^+) und genau ein negativ geladenes (e^-) Teilchen. Die neutralen Teilchen müssen dabei eine Mindestenergie von 10 MeV besitzen und in einem Zeitfenster von 50 ns um den Treffer im Vorwärtsdetektor nachgewiesen worden sein. Die geladenen Teilchen müssen das Kalorimeter erreicht haben und in einem Zeitfenster von 15 ns um den Treffer im Vorwärtsdetektor nachgewiesen worden sein. In einigen Fällen kann ein eigentlich neutrales Teilchen im Zentraldetektor fälschlicherweise als geladen identifiziert werden. Da die Spur dieser Teilchen jedoch keine Krümmung aufweist, können Impuls und Ladung nicht bestimmt werden. Um solche Ereignisse ebenfalls auszusortieren, wird gefordert, dass Impuls und Ladung des Teilchens bekannt sein sollen. Die folgenden Bedingungen müssen also erfüllt sein:

- genau 2 neutrale Teilchen im Zentraldetektor mit $E_{\min} = 10 \text{ MeV}$, $|T_{\text{FD}} - T_{\text{CD}}| < 50 \text{ ns}$,
- genau 1 positiv geladenes Teilchen im Zentraldetektor, Kalorimeter wurde erreicht, $|T_{\text{FD}} - T_{\text{CD}}| < 15 \text{ ns}$,

- genau 1 negativ geladenes Teilchen im Zentraldetektor, Kalorimeter wurde erreicht, $|T_{FD} - T_{CD}| < 15$ ns.

6.1.3. Reduzierung des Detektorrauschen bei neutralen Teilchen

Nach Anwendung der Vorsortierung werden alle Ereignisse verworfen, bei denen die invariante Masse der neutralen Teilchen kleiner als $90 \text{ MeV}/c^2$ ist. Da das Detektorrauschen vor allem bei kleinen Teilchenenergien und damit auch kleinen invarianten Massen auftritt, lässt sich dieses auf diese Weise deutlich reduzieren. Abb. 6.2 zeigt die entsprechende Verteilung vor und nach dem Cut.

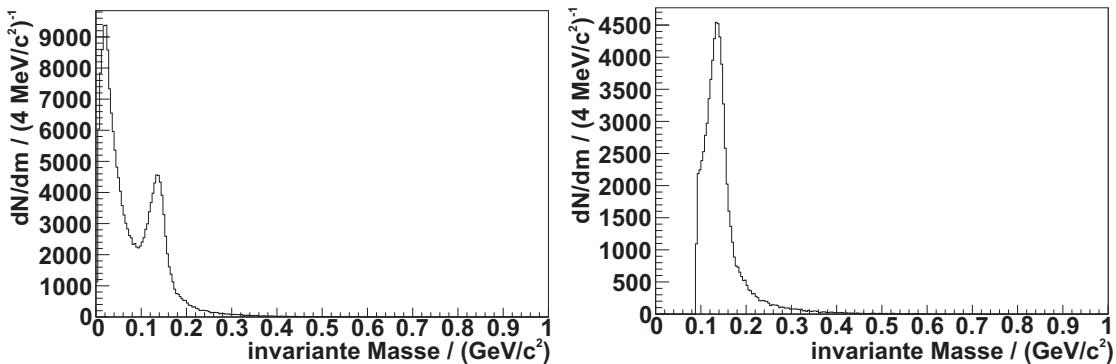


Abbildung 6.2.: Cut zur Reduzierung des Detektorrauschen bei neutralen Teilchen.
Links: vor dem Cut, rechts: nach dem Cut.

6.1.4. Cut 3: Invariante Masse der zwei geladenen Zerfallsprodukte

Dieser Cut dient, ähnlich wie Cut 4 und Cut 8, vor allem der Reduzierung von Ereignissen mit Pionen anstelle von Elektronen. Hier wird die invariante Masse der zwei geladenen Zerfallsprodukte aufgetragen. Dabei wird angenommen, dass die Teilchen die Masse von Elektronen besitzen. Wie in Abbildung 6.3 ersichtlich, ist die Verteilung für den gesuchten Zerfall relativ schmal mit einem Peak bei einer niedrigen invarianten Masse, während die Verteilung für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ deutlich breiter ist und bei einer erheblich größeren invarianten Masse ihr Maximum hat. Allgemein liegen hier Elektronen und Positronen bei niedrigen invarianten Massen, während die geladenen Pionen bei höheren invarianten Massen liegen. Es ist zu erkennen, dass der eingezeichnete Cut die Verteilung des gesuchten Zerfalls zwar um ca. 50% reduziert, den gezeigten Untergrund jedoch sehr viel stärker unterdrückt.

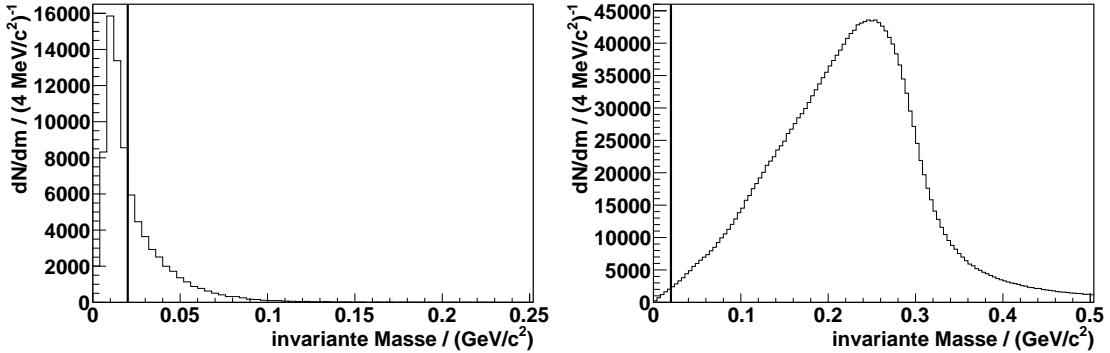


Abbildung 6.3.: Invariante Masse der zwei geladenen Teilchen mit Cutlinie. Links: $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$. Rechts: $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Ereignisse rechts vom Cut wurden verworfen.

Die folgende Bedingung muss erfüllt sein, damit ein Ereignis diesen Cut passieren kann:

- Invariante Masse der zwei geladenen Zerfallsprodukte $< 0.02 \text{ GeV}/c^2$.

6.1.5. Cut 4: Verhältnis von Energie und Impuls der geladenen Zerfallsprodukte

Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$, sowie die direkte Produktion von $\pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ machen einen großen Teil des Untergrundes aus, da diese Reaktionen die gleiche Signatur wie der gesuchte Zerfall besitzen und mit diesem bis auf die Art der geladenen Teilchen identisch sind. Eine saubere Trennung von Elektronen und Pionen ist daher von großer Wichtigkeit. Dieser Cut trägt (neben Cut 3 und Cut 8) dazu bei, die Anzahl der Ereignisse mit Pionen anstelle von Elektronen zu verringern. Dazu wird die gesamte deponierte Energie des jeweiligen geladenen Teilchens im Zentraldetektor gegen dessen Impuls aufgetragen. Da die Masse der Elektronen geringer ist als die der Pionen, ist deren Energie bei gleichem Impuls größer. Abbildung 6.4 zeigt dies für die Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Es ist schon mit dem Auge zu erkennen, dass die Selektion aller Ereignisse deren Einträge oberhalb der Cutlinie liegen, die Anzahl an Untergrundereignissen mit Pionen deutlich verringert.

Dieser Cut wird nur auf Teilchen angewendet, welche das Kalorimeter (SEC) erreicht haben, also Teilchen mit einer Gesamtenergie von mehr als 20 MeV, da Teilchen mit niedrigerer Energie schon im Plastiksintillator (PSB) gestoppt werden.

Die folgenden Bedingungen müssen für beide geladenen Teilchen erfüllt sein, damit ein Ereignis diesen Cut passieren kann:

- Teilchen hat das Kalorimeter erreicht,

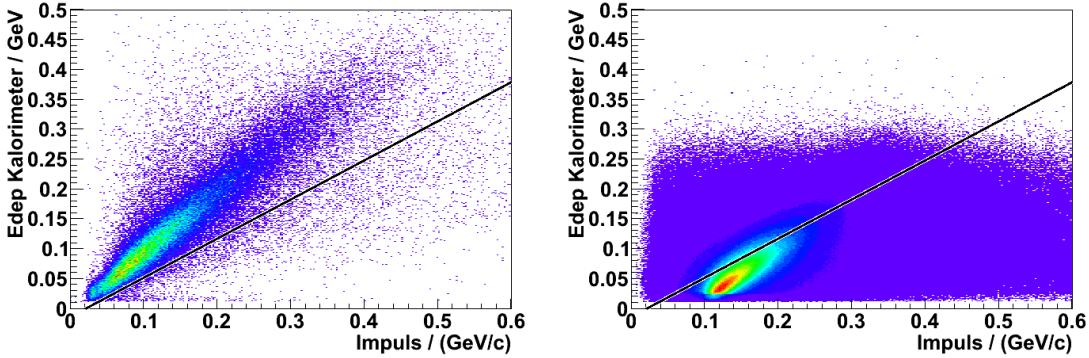


Abbildung 6.4.: Deponierte Energie eines geladenen Teilchens gegen Impuls dieses Teilchens mit verwendeter Cutlinie. Links: $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$. Rechts: $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Es wurden nur Teilchen eingezeichnet, die auch im Kalorimeter nachgewiesen wurden.

- $E_{\text{dep}} > 0,655c \cdot p[\text{GeV}/c] - 0,014 \text{ GeV}$.

6.1.6. Cut 5: Invariante Masse der zwei Photonen

Wird die Invariante Masse der beiden beim Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ aus dem Zerfall des π^0 -Mesons entstehenden Photonen aufgetragen, so ergibt sich ein Peak bei der π^0 -Masse. Stammen die zwei Photonen nicht aus dem Zerfall eines π^0 -Mesons, so zeigt die Verteilung dort keinen Peak, ein Cut um die π^0 -Masse verringert die Anzahl dieser Ereignisse deutlich. Abbildung 6.5 zeigt die Invariante Masse der zwei Photonen für den gesuchten Zerfall und drei weitere Reaktionen, die an dieser Stelle zum Untergrund beitragen. Hier ist auch sichtbar, dass einige Untergrundreaktionen wie z.B. $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ von diesem Cut kaum tangiert werden, da bei diesen die Photonen ebenfalls aus einem π^0 -Zerfall stammen. In diesen Verteilungen ist auch der Cut zur Reduzierung des Detektorrausches gut zu erkennen.

Die folgenden Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein Ereignis diesen Cut passieren kann:

- Invariante Masse der zwei Photonen $> 0,114 \text{ GeV}/c^2$,
- Invariante Masse der zwei Photonen $< 0,149 \text{ GeV}/c^2$.

6.1.7. Cut 6: Invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Zerfallsprodukts

Dieser Cut dient vor allem der Unterdrückung solcher Ereignisse, bei welchen durch Bremsstrahlung zusätzliche Photonen erzeugt werden können, wie zum Beispiel

6.1. Zur Untergrundreduzierung verwendete Cuts

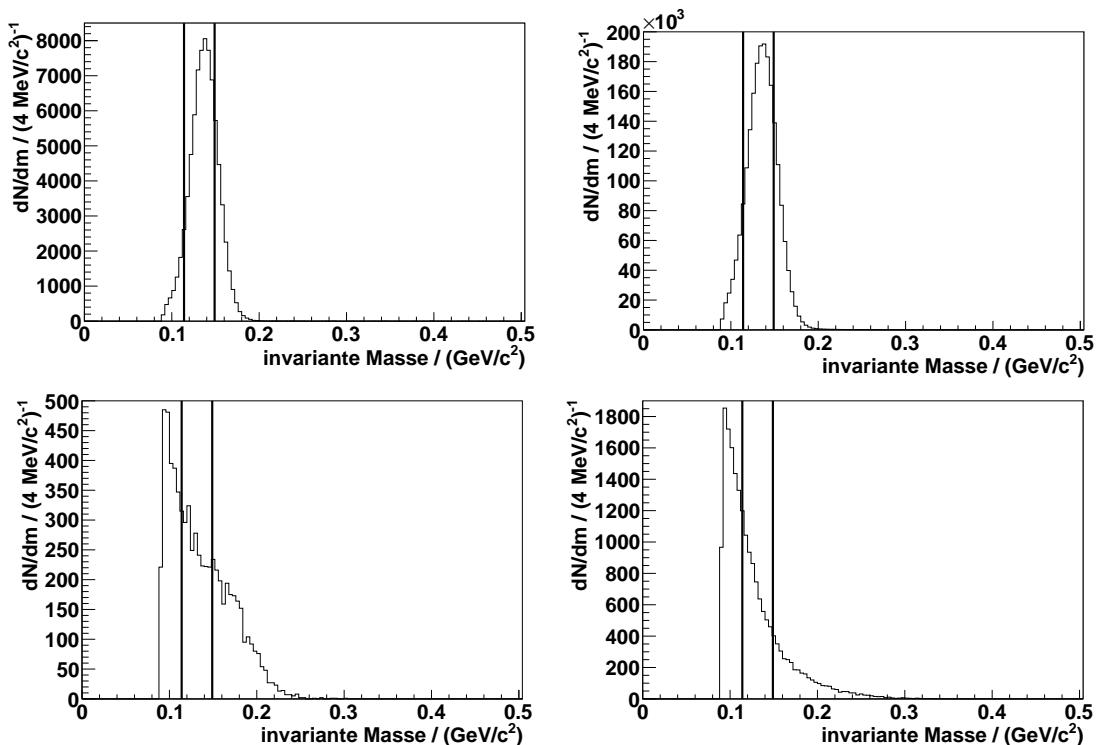


Abbildung 6.5.: Invariante Masse der zwei Photonen mit verwendeter Cutlinie.
 Oben links: $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$. Oben rechts: $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$.
 Unten links: direkte Produktion von $\pi^+ + \pi^-$. Unten rechts: $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$.

$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$. Zu diesem Zweck wurde die invariante Masse je eines geladenen und eines neutralen Teilchens berechnet. Pro Ereignis sind dies vier mögliche Kombinationen, von denen die mit der geringsten invarianten Masse in ein Histogramm aufgetragen wird (Abb. 6.6). Da ein durch Bremsstrahlung erzeugtes Photon im

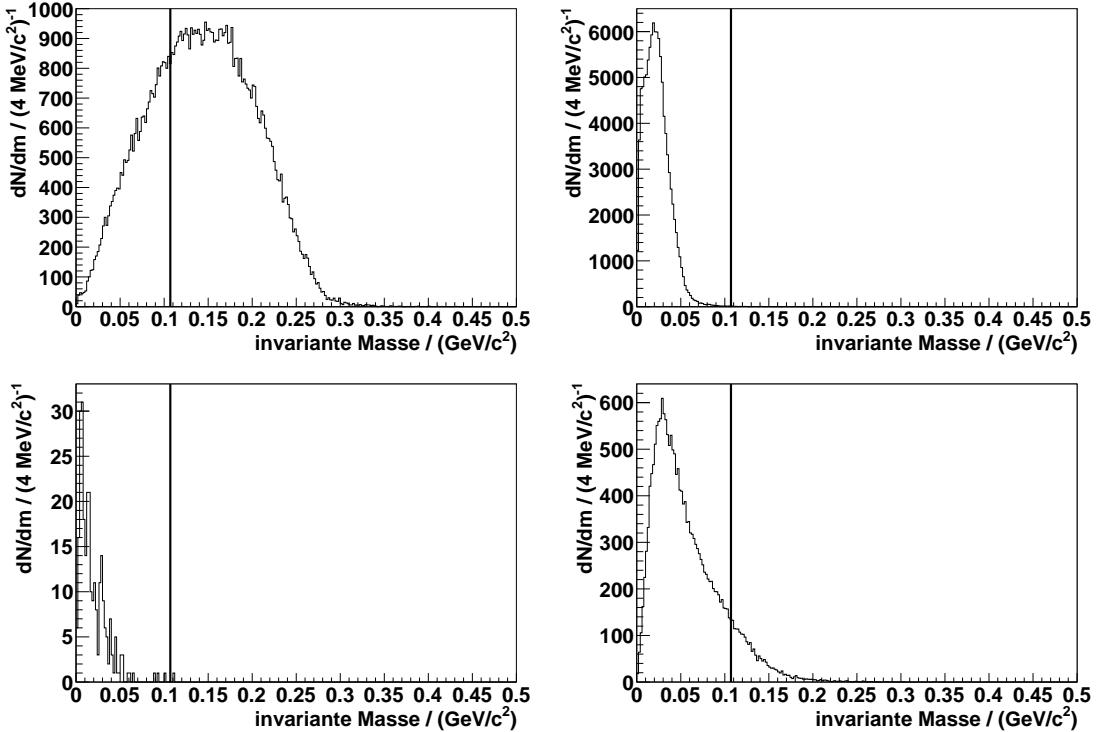


Abbildung 6.6.: Kleinste invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens mit Cutlinie. Oben links: $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$. Oben rechts: $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$. Unten links: $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$. Unten rechts $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$. Ereignisse links vom Cut wurden verworfen.

Mittel weniger Energie besitzt als ein Photon aus dem Zerfall des π^0 , ist die invariante Masse bei derartigen Ereignissen zu kleineren Werten hin verschoben.

Die folgende Bedingung muss erfüllt sein, damit ein Ereignis diesen Cut passieren kann:

- Invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Zerfallsprodukts $> 0,107 \text{ GeV}/c^2$.

6.1.8. Cut 7: Missing Mass des ^3He -Kerns

Der Missing Mass-Cut hat die Aufgabe, die Anzahl der Ereignisse zu reduzieren, bei denen kein η -Meson erzeugt wurde, also die direkte Pionenproduktion. In Abb.

6.1. Zur Untergrundreduzierung verwendete Cuts

6.7 ist die Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns für die η -Produktion und die direkte Zwei-, Drei- und Vierpionenproduktion aufgetragen. Bei der Missing Mass-Verteilung für

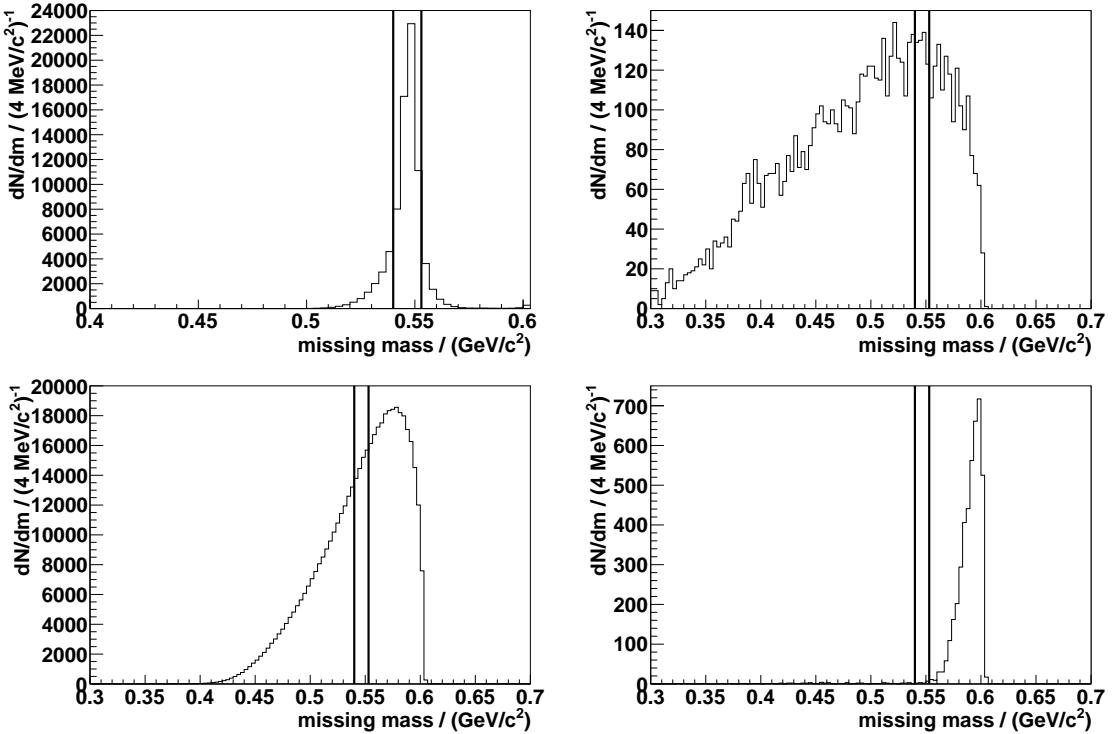


Abbildung 6.7.: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns mit verwendeten Cuts. Oben links: η -Produktion. Oben rechts: Direkte Zwei- und Vierpionenproduktion. Unten links: Direkte Dreipionenproduktion. Unten rechts: Direkte Vierpionenproduktion.

$\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ gibt es einen deutlichen Peak bei der η -Masse. Die Verteilungen für die direkte Pionenproduktion zeigen kaum einen Peak, abgesehen von der Vierpionenproduktion, welcher jedoch außerhalb des Cutbereichs liegt. Ein Cut, der eng um die η -Masse angeordnet ist, würde daher kaum η -Ereignisse entfernen, den Untergrund der direkten Pionenproduktion aber deutlich reduzieren.

Die folgenden Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein Ereignis diesen Cut passieren kann:

- Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns $> 0,540 \text{ GeV}/c^2$,
- Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns $< 0,553 \text{ GeV}/c^2$.

6.1.9. Cut 8: Invariante Masse aller Zerfallsprodukte

Für diesen Cut wird die invariante Masse aller Zerfallsprodukte berechnet. Dabei wird angenommen, dass es sich bei den zwei geladenen Teilchen um ein Elektron und ein Positron handelt. Diese Annahme wäre für den gesuchten Zerfall korrekt und würde eine Verteilung mit einem Peak bei der η -Masse erzeugen (Abb. 6.8 oben links). Für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ würde dies jedoch aufgrund des Massenunterschiedes zwischen Elektron und Pion zu einer geringeren invarianten Masse führen (Abb. 6.8 oben rechts). Mit diesem Cut werden vor allem Untergrundergebnisse vom Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ und der direkten Dreipionenproduktion aussortiert, welche von Cut 3 und Cut 4 übrig gelassen wurden. Die folgenden

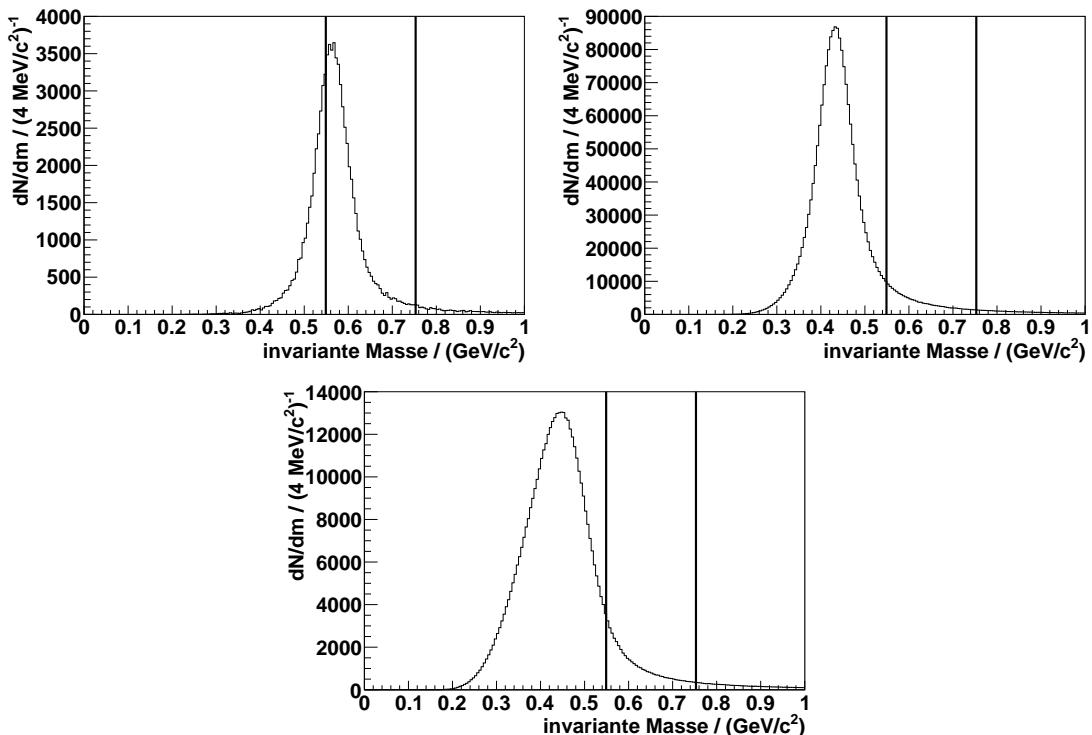


Abbildung 6.8.: Invariante Masse aller Zerfallsprodukte mit Cutlinien. Oben links: $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$. Oben rechts: $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Unten: Direkte Produktion von $\pi^0 + \pi^+ + \pi^-$.

Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein Ereignis diesen Cut passieren kann:

- Invariante Masse aller Zerfallsprodukte $> 0,549 \text{ GeV}/c^2$,
- Invariante Masse aller Zerfallsprodukte $< 0,753 \text{ GeV}/c^2$.

6.1.10. Zusammenfassung der Cuts

Der Übersichtlichkeit halber sind an dieser Stelle noch einmal alle verwendeten Cuts zusammenfassend aufgelistet (Tabelle 6.1).

Cut 1.1	genau 1 geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor
Cut 1.2	$\Delta E_{\text{FRH1}} > 1,166 \cdot (\Delta E_{\text{ges}}[\text{GeV}] - 0,09 \text{ GeV})$
Cut 1.3	$\Delta E_{\text{FRH1}} > 0,005 \text{ GeV}$
Cut 2.1	genau 2 neutrale Teilchen im Zentraldetektor
Cut 2.2	genau 1 positiv geladenes Teilchen im Zentraldetektor
Cut 2.3	genau 1 negativ geladenes Teilchen im Zentraldetektor
Reduzierung Detektorrauschen	invariante Masse der zwei neutralen Zerfallsprodukte $> 90 \text{ MeV}/c^2$
Cut 3	invariante Masse der zwei geladenen Zerfallsprodukte $< 0,02 \text{ GeV}/c^2$
Cut 4.1	geladenes Teilchen hat das Kalorimeter erreicht
Cut 4.2	$E_{\text{dep}} > 0,655c \cdot p[\text{GeV}/c] - 0,014 \text{ GeV}$
Cut 5.1	invariante Masse der zwei Photonen $> 0,114 \text{ GeV}/c^2$
Cut 5.2	invariante Masse der zwei Photonen $< 0,149 \text{ GeV}/c^2$
Cut 6	kleinste invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Zerfallsprodukts $> 0,107 \text{ GeV}/c^2$
Cut 7.1	Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns $> 0,540 \text{ GeV}/c^2$
Cut 7.2	Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns $< 0,553 \text{ GeV}/c^2$
Cut 8.1	invariante Masse aller Zerfallsprodukte $> 0,549 \text{ GeV}/c^2$
Cut 8.2	invariante Masse aller Zerfallsprodukte $< 0,753 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 6.1.: Zusammenfassung der verwendeten Cuts.

6.2. Effizienz der verwendeten Cuts

Die Gesamteffizienz der Cuts für die jeweiligen Reaktionen ist in Tabelle 6.2 gezeigt. Es ist zu sehen, dass in fast allen Fällen von den Monte-Carlo-Daten kein Ereignis mehr übrig ist. Lediglich bei den Reaktionen $\pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$ (sowie natürlich $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$) konnten überhaupt Ereignisse die Cuts passieren. Skaliert auf die Anzahl der Ereignisse in den Messdaten bleibt jedoch nur die Reaktion $\pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$ übrig. Es zeigt sich, dass nach Anwendung der Cuts in den Messdaten $1,00 \pm 0,17$ Ereignisse vorhanden sein sollten.

Zerfallskanal	rel. Unterdrückung
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow 4\gamma$	$< 5,0 \cdot 10^{-8}$
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$	$1,8 \cdot 10^{-6}$
$\pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 2\gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^+ + \pi^-$	$< 5,0 \cdot 10^{-8}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 6\gamma$	$< 8,3 \cdot 10^{-8}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 5\gamma$	$< 1,7 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 4\gamma$	$< 2,5 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 3e^+ + 3e^- + 3\gamma$	$< 1,0 \cdot 10^{-6}$
$\pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\gamma$	$< 1,1 \cdot 10^{-8}$
$\pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + \gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 8\gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + 7\gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^- + 6\gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 3e^+ + 3e^- + 5\gamma$	$< 1,0 \cdot 10^{-6}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 4\gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + 3\gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2e^+ + 2e^- + 2\gamma$	$< 2,5 \cdot 10^{-7}$
$\pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow 4\gamma$	$6,0 \cdot 10^{-7}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	$< 5,3 \cdot 10^{-8}$
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	$< 5,0 \cdot 10^{-8}$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$< 1,0 \cdot 10^{-6}$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$	$< 5,0 \cdot 10^{-8}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\gamma$	$< 1,3 \cdot 10^{-8}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + \gamma$	$< 2,0 \cdot 10^{-7}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ einschl. Dalitzzerfälle	$< 6,7 \cdot 10^{-8}$
$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma + e^+ + e^-$	$9,92 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.2.: Gesamteffizienz der verwendeten Cuts für die simulierten Reaktionen.
 Die relative Unterdrückung gibt an, welcher Anteil der jeweiligen Ereignisse die Cuts passieren kann.

6.3. Optimierung der Cuts mit dem Cutfinder

Die Bestimmung der optimalen Cutgrenzen wurde mit Hilfe der Cutfinder-Software vorgenommen, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Die Software benötigt für die Berechnung sämtliche Monte-Carlo-Daten, sowie die in Kapitel 5.3 bestimmte Zusammensetzung der Messdaten. Für jeden Satz von Cutgrenzen wurde berechnet, welcher Anteil der Ereignisse des gesuchten Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ die Cuts passieren kann (S_R , **Relative Signal**). Die gleiche Berechnung wurde für die Summe aller Untergrundreaktionen durchgeführt (B_R , **Relative Background**). Diese wurden zuvor auf die Anzahl der in den Messdaten vorhandenen Ereignisse normiert. Um die Qualität eines bestimmten Satzes von Cuts zu berechnen, wurde die folgende, für derartige Berechnungen übliche, Bewertungsfunktion benutzt:

$$G = S_R \cdot \frac{S_R}{B_R}. \quad (6.1)$$

Ziel des Cutfinders ist es, die Cutgrenzen zu variieren und dabei den Wert G zu maximieren.

Da die Cutgrenzen mit einer Auflösung von 1 MeV berechnet werden und einen Bereich von jeweils 1 GeV umfassen, gibt es pro Cutgrenze 1001 mögliche Einstellungen. Aus den sechs zu variierenden Cuts ergeben sich zehn zu variierende Parameter (je einer für Cut 3 und Cut 6, je zwei für Cut 4, Cut 5, Cut 7 und Cut 8, vgl. Tab. 6.1). Damit ergeben sich gut 10^{30} mögliche Kombinationen aus diesen Parametern. Da bei der Missing Mass, der invarianten Masse der neutralen Zerfallsprodukte sowie der invarianten Masse aller Zerfallsprodukte je zwei Parameter bestimmt werden, von denen der zweite zwingend größer sein muss als der erste, reduziert sich die Anzahl an sinnvollen Kombinationen auf $1,27 \cdot 10^{29}$. Diese Zahl ist jedoch zu groß, um für alle Kombinationen die Bewertungsfunktion zu berechnen. Um die Berechnungszeit zu verkürzen, wird daher jeder Parameter einzeln variiert bis die Bewertungsfunktion maximal wird, der optimale Wert festgehalten und dann mit dem nächsten Parameter fortgefahrene. Die schon variierten Parameter bleiben dabei bis zum Ende der Berechnung fest. Die Startwerte sind hier so gewählt, dass zu Beginn alle Ereignisse durchgelassen werden. Dies verringert die Anzahl der zu berechnenden Kombinationen auf maximal 10010. Um die Berechnungszeit weiter zu verkürzen, wird jeder Parameter zunächst in groben Schritten zu 100 MeV abgerastert. Ist das Maximum gefunden, wird der Bereich von ± 90 MeV um dieses Maximum herum in feineren Schritten von 10 MeV abgerastert. Wenn auch hier das Maximum gefunden ist, wird der Bereich von ± 9 MeV in 1 MeV-Schritten abgerastert. Auf diese Weise verringert sich die Anzahl der zu berechnenden Kombinationen auf maximal 470, was mit heutigen Computern ca. zwei Tage in Anspruch nimmt. Da ein Cut jedoch nicht einfach nur die Anzahl an vorhandenen Ereignissen verringert, sondern in Verteilungen der invarianten Masse, Missing Mass usw. hineinschneidet, nimmt jeder Cut auch Einfluss auf die Form

6. Reduzierung des Untergrundes

der anderen Verteilungen. Daher wird durch jede Veränderung eines Parameters auch eine Anpassung aller anderen Parameter notwendig. Aus diesem Grund wird jedes Ergebnis als Startwert für eine weitere Iteration der Berechnung benutzt. Das Ergebnis wird als endgültig angesehen, wenn zwei aufeinanderfolgende Iterationen das gleiche Ergebnis liefern. Dies ist, je nach Startwerten, nach ca. fünf bis sechs Iterationen der Fall. Die gesamte Berechnung nimmt also knapp zwei Wochen in Anspruch.

7. Anwendung der ermittelten Cuts auf die Messdaten

Nachdem die Cuts festgesetzt und anhand von Monte-Carlo-Simulationen optimiert wurden (Kap. 6.1, 6.3), wurden diese nun nacheinander auf die in der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ -Strahlzeit gewonnenen Daten angewendet. Wie in Kapitel 4 beschrieben, wurden diese Daten bereits auf Ereignisse, in denen ein ${}^3\text{He}$ -Kern produziert wurde, sowie die Signatur des gesuchten Zerfalls vorsortiert (Cut 1 und Cut 2).

Die folgenden Abbildungen (7.1 bis 7.8) zeigen jeweils die übrig gebliebenen Ereignisse in den cutrelevanten Histogrammen nach den einzelnen Cuts. Die Abbildungen sind folgendermaßen aufgebaut: Oben links: Invariante Masse der zwei geladenen Teilchen im Zentraldetektor. Oben rechts: Gesamtenergie eines geladenen Teilchens im Zentraldetektor gegen Impuls dieses Teilchens. Mitte links: Invariante Masse der zwei Photonen im Zentraldetektor. Mitte rechts: Kleinste invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens im Zentraldetektor. Unten links: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns im Vorwärtsdetektor. Unten rechts: Invariante Masse aller Zerfallsprodukte im Zentraldetektor. In den Histogrammen „Gesamtenergie eines geladenen Teilchens im Zentraldetektor gegen Impuls dieses Teilchens“ wurde zur Unterscheidung der Ladung der Teilchen deren Impuls mit dem Vorzeichen der Ladung multipliziert. Ein negativ geladenes Teilchen erhält also einen negativen Impuls.

Abbildung 7.1 zeigt die übrig gebliebenen Ereignisse nach der Vorsortierung. In der Verteilung der invarianten Masse der zwei Photonen (Mitte links) ist deutlich der vom Detektorrauschen erzeugte Peak bei niedrigen invarianten Massen zu sehen. Hier sind noch 575164 Ereignisse übrig. Verglichen mit den $1,77 \cdot 10^8$ Ereignissen vor der Vorsortierung ist dies eine Unterdrückung um einen Faktor 296. Hier zeigt sich, dass die Vorsortierung zur Verringerung der Datenmenge und Analysezeit von großem Nutzen ist.

In Abbildung 7.2 sind die übrig gebliebenen Ereignisse nach dem Cut zur Reduzierung des Detektorrauschen zu sehen. Die Anzahl an übrigen Ereignissen hat sich relativ zur Vorsortierung um einen Faktor 2,5 auf 229601 reduziert. Die Missing Mass-Verteilung (unten links) zeigt dabei deutlich, dass hier vor allem Untergrund, der nicht aus der η -Produktion stammt, unterdrückt wurde.

Abbildung 7.3 zeigt die übrig gebliebenen Ereignisse nach Cut 3, dem Cut auf die invariante Masse der zwei geladenen Teilchen im Zentraldetektor. Da dieser Cut nur

7. Anwendung der ermittelten Cuts auf die Messdaten

niedrige invariante Massen hindurchlässt, dient er vor allem zur Unterdrückung von geladenen Pionen gegenüber Elektronen und Positronen. Dies ist besonders deutlich in der Verteilung der Gesamtenergie eines geladenen Teilchens im Zentraldetektor gegen den Impuls dieses Teilchens (oben rechts) zu sehen. Im Vergleich mit der Verteilung in Abbildung 7.2 ist gut zu erkennen, dass die geladenen Pionen fast vollständig unterdrückt wurden und fast nur noch Elektronen und Positronen übrig sind (vgl. auch Abb. 6.4). Mit einer Unterdrückung der Ereignisse um einen Faktor 63 auf 3671 ist dies der effektivste der Cuts (nach der Vorsortierung).

Cut 4, der Cut auf die Gesamtenergie eines geladenen Teilchens im Zentraldetektor gegen dessen Impuls, ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Dieser Cut dient, wie Cut 3, zur Unterdrückung von geladenen Pionen gegenüber Elektronen und Positronen. Da jedoch Cut 3 den Untergrund an geladenen Pionen bereits erheblich reduziert hat, kann Cut 4 die Situation nur noch geringfügig verbessern. Die Ereigniszahl wird daher auch nur um einen Faktor 1,23 auf insgesamt 2991 Ereignisse reduziert.

In Abbildung 7.5 sind die übrig gebliebenen Ereignisse nach Cut 5, dem Cut auf die invariante Masse der zwei Photonen im Zentraldetektor zu sehen. Dieser Cut macht deutlich, dass es von großer Wichtigkeit ist, dass die Monte-Carlo-Daten die Messdaten exakt beschreiben. Würde der sehr schmale π^0 -Peak in den Monte-Carlo-Daten an der falschen Stelle liegen, würde dieser sehr enge Cut nicht die π^0 -Mesonen, sondern nur Untergrund herausschneiden. Es ist jedoch deutlich zu erkennen, dass der Cut genau den Peakbereich herausschneidet. Die Anzahl an Ereignissen wird um einen Faktor 2,70 auf 1108 Ereignisse reduziert.

Abbildung 7.6 zeigt die verbleibenden Ereignisse nach dem Cut auf die kleinste invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens im Zentraldetektor, Cut 6. Nach der Anwendung ist in der Missing Mass-Verteilung (unten links) zu sehen, dass nur noch Ereignisse der direkten Pionenproduktion übrig sind. Ereignisse mit erzeugten η -Mesonen sind nicht mehr oder nur noch sehr geringfügig vorhanden. Der Cut reduziert die Ereigniszahl um einen Faktor 7,19 auf 154 Ereignisse.

Der Cut auf die Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns ist in Abbildung 7.7 zu sehen. Hier gilt, wie bei Cut 5, dass die Monte-Carlo-Daten die Messdaten sehr genau beschreiben müssen. Die Anwendung des Cuts reduziert die Anzahl an Ereignissen um einen Faktor 9,06 auf 17 Ereignisse.

In Abbildung 7.8 ist der Cut auf die invariante Masse aller Teilchen im Zentraldetektor, Cut 8 zu sehen. Dieser letzte Cut verringert die Ereigniszahl um einen Faktor 17 und lässt, in Übereinstimmung mit den Simulationen, genau ein Ereignis übrig.

Die Ereigniszahlen nach den jeweiligen Cuts sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

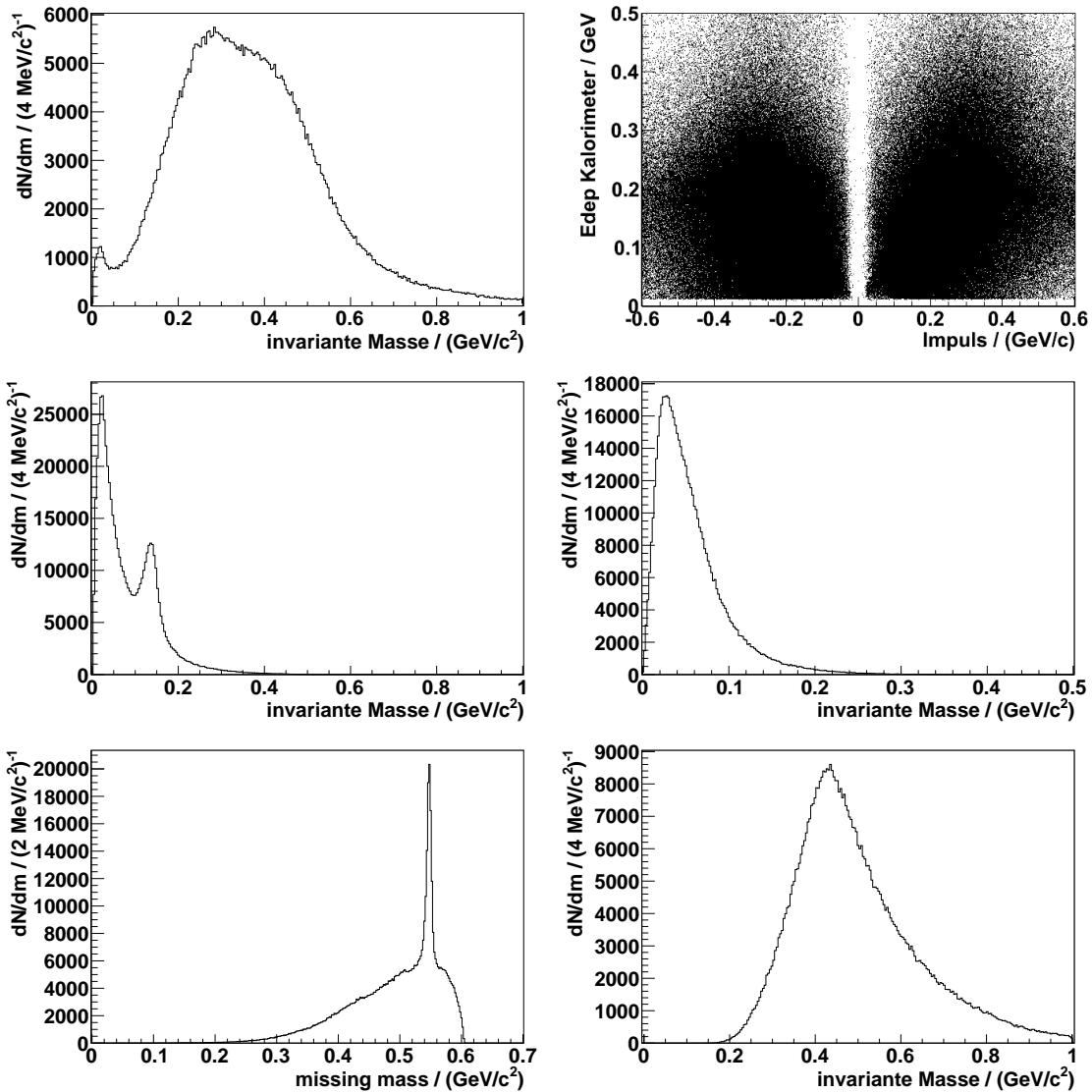


Abbildung 7.1.: Ergebnisse nach Cut 1-2 (Vorsortierung). Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle sind noch 57516 Ereignisse übrig.

7. Anwendung der ermittelten Cuts auf die Messdaten

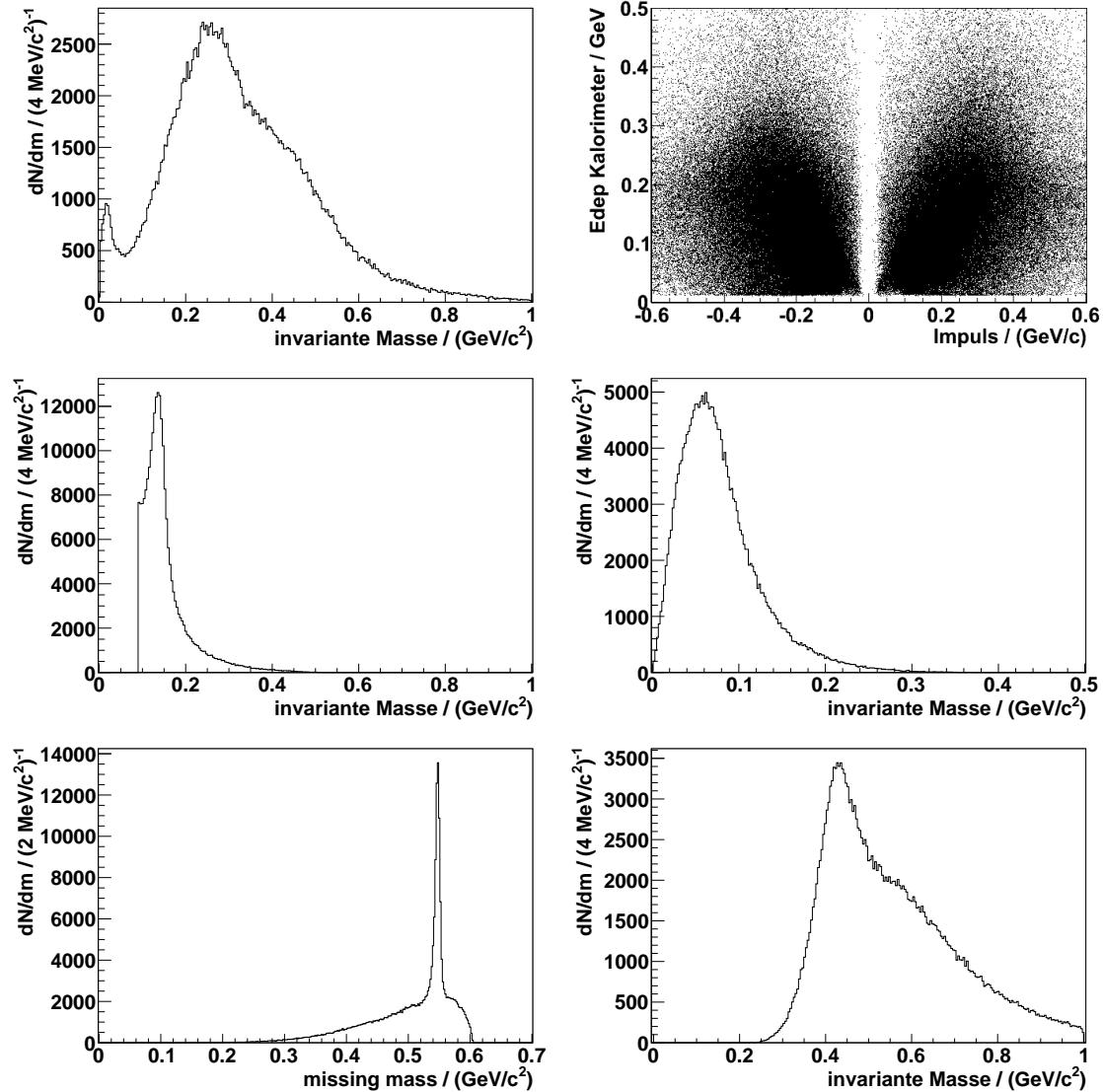


Abbildung 7.2.: Ergebnisse nach Cut 1-2 (Vorsortierung) und Cut zur Reduzierung des Detektorrauschen. Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle sind noch 229601 Ereignisse übrig.

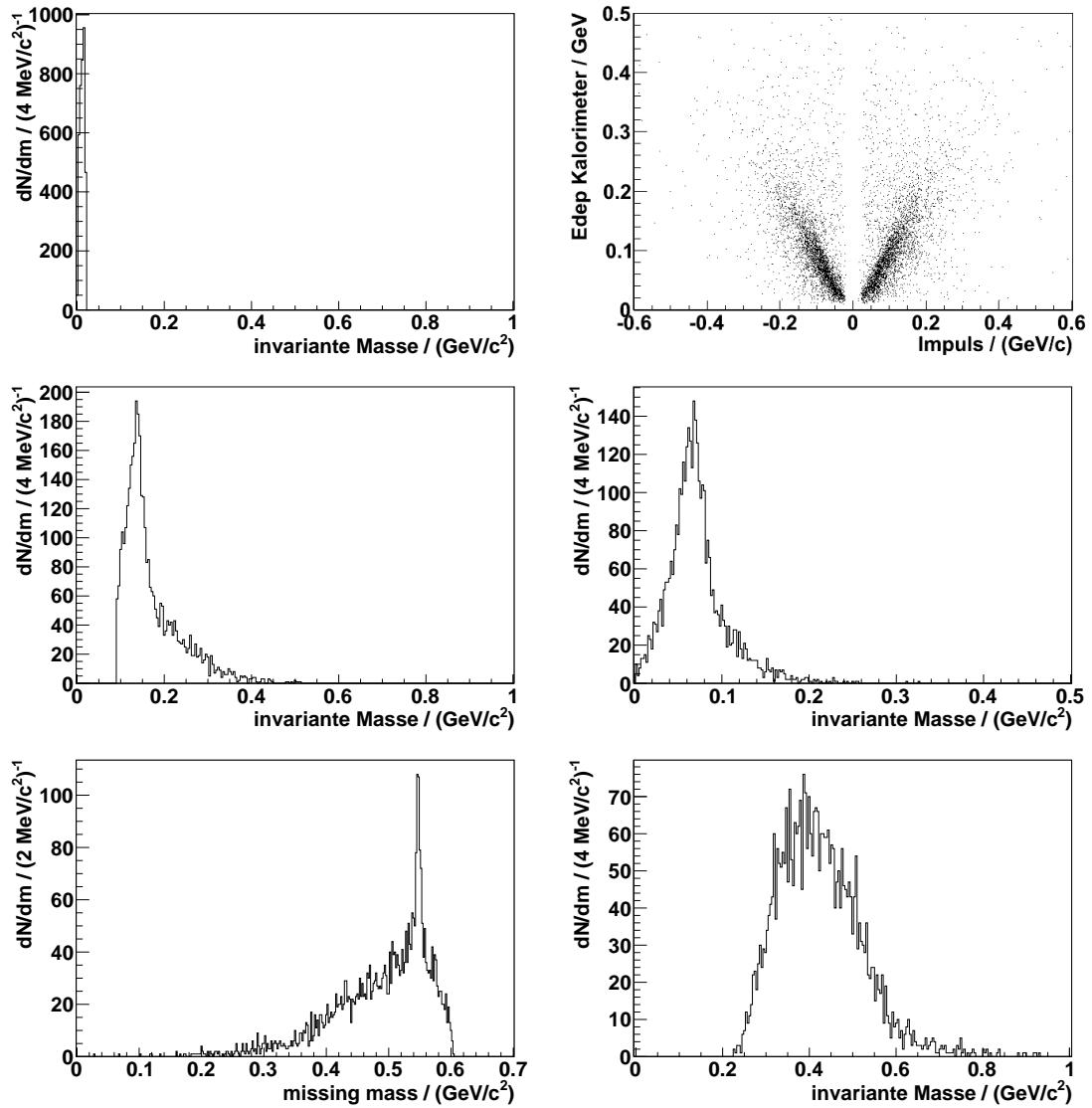


Abbildung 7.3.: Ergebnisse nach Cut 1-3. Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle sind noch 3671 Ereignisse übrig.

7. Anwendung der ermittelten Cuts auf die Messdaten

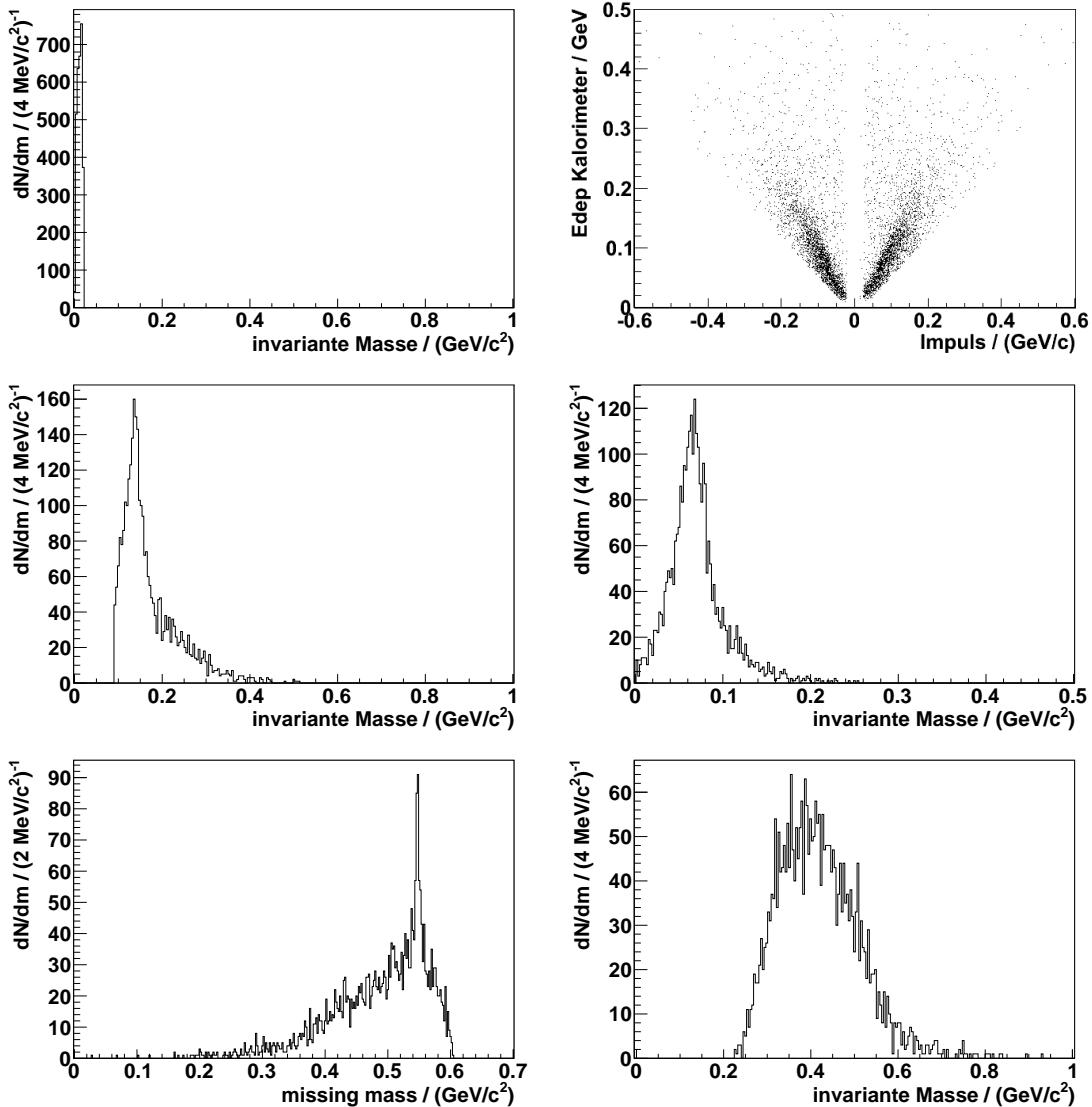


Abbildung 7.4.: Ergebnisse nach Cut 1-4. Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle sind noch 2991 Ereignisse übrig.

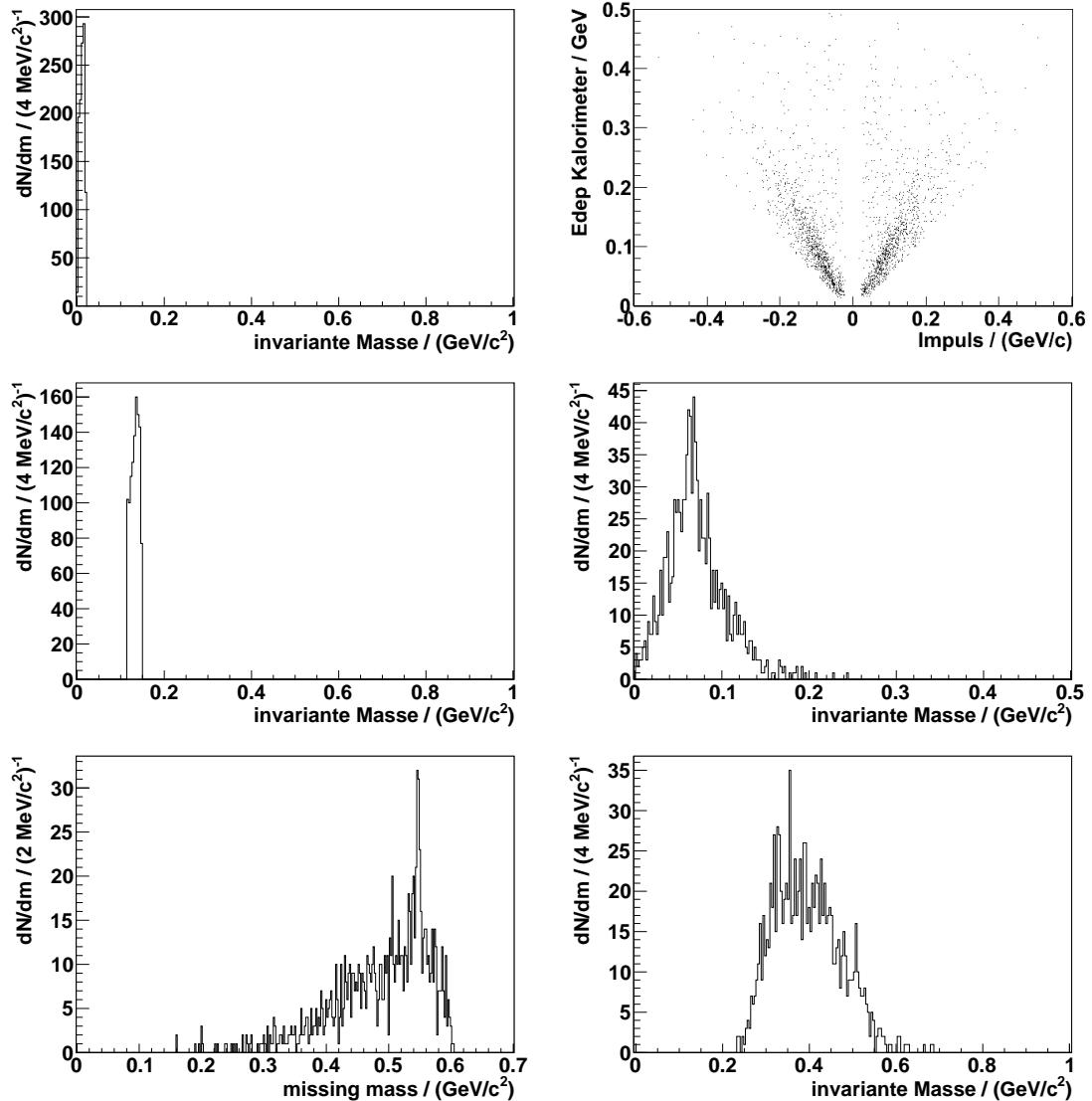


Abbildung 7.5.: Ergebnisse nach Cut 1-5. Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle sind noch 1108 Ereignisse übrig.

7. Anwendung der ermittelten Cuts auf die Messdaten

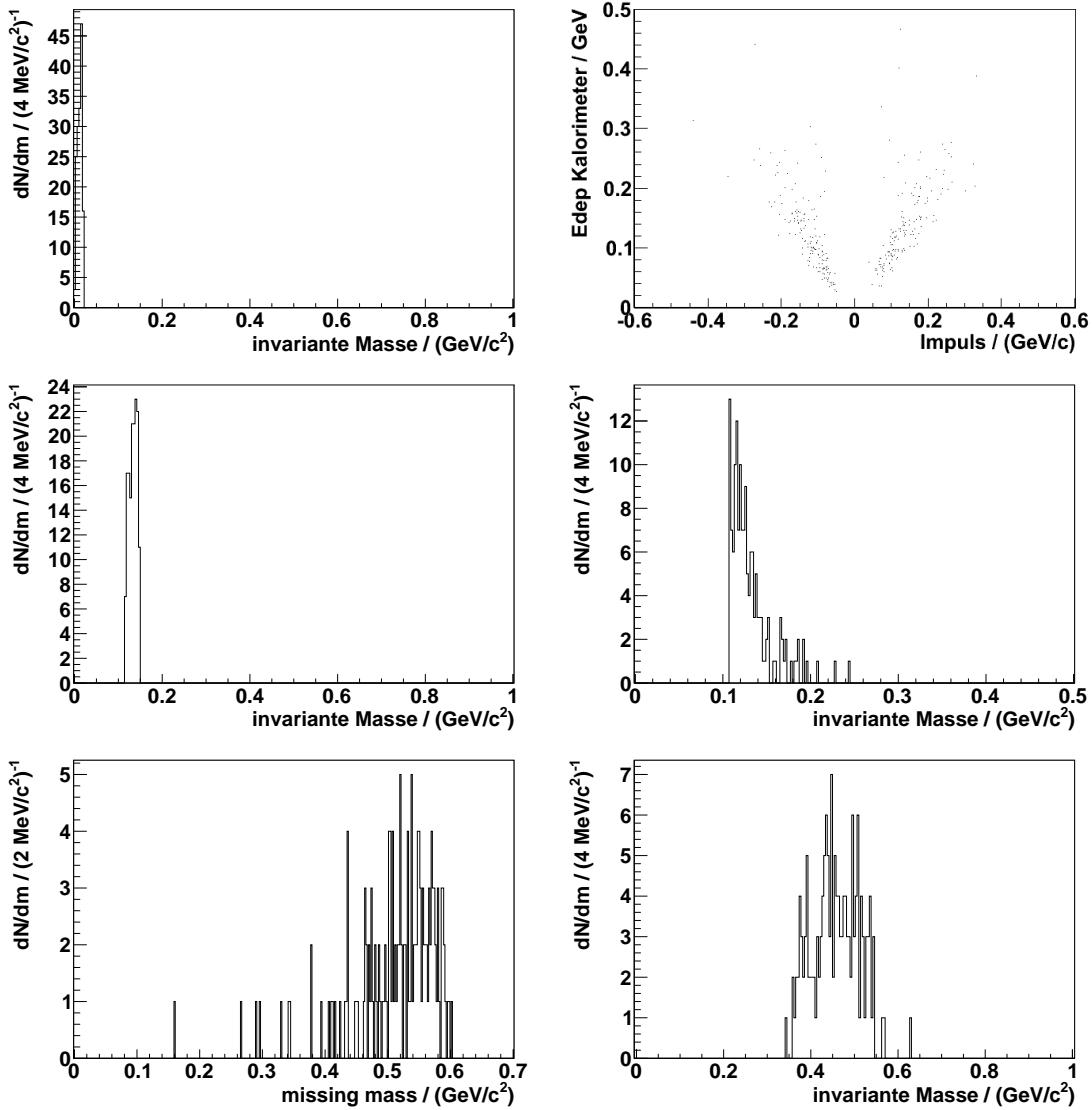


Abbildung 7.6.: Ergebnisse nach Cut 1-6. Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle sind noch 154 Ereignisse übrig.

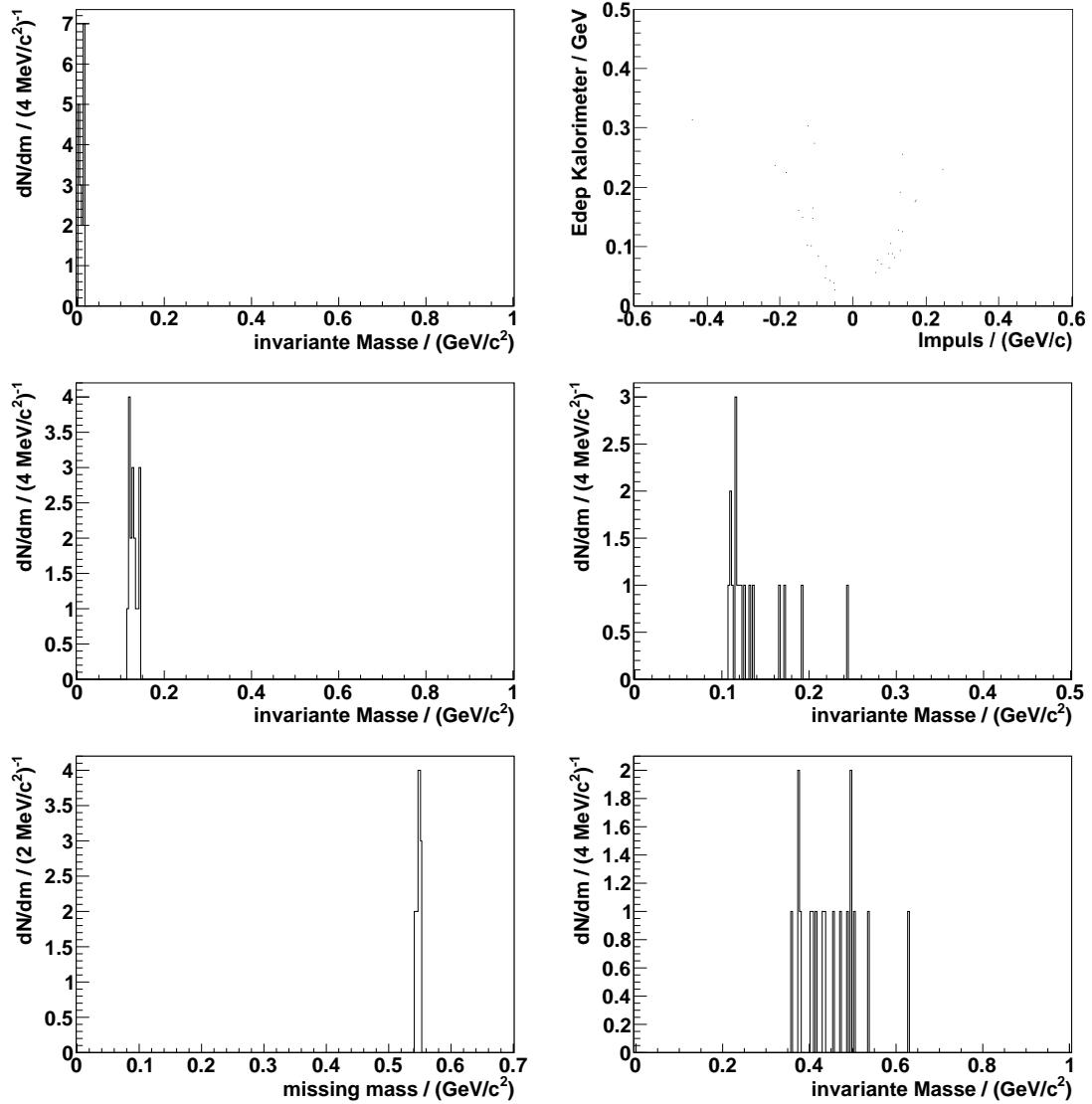


Abbildung 7.7.: Ergebnisse nach Cut 1-7. Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle sind noch 17 Ereignisse übrig.

7. Anwendung der ermittelten Cuts auf die Messdaten

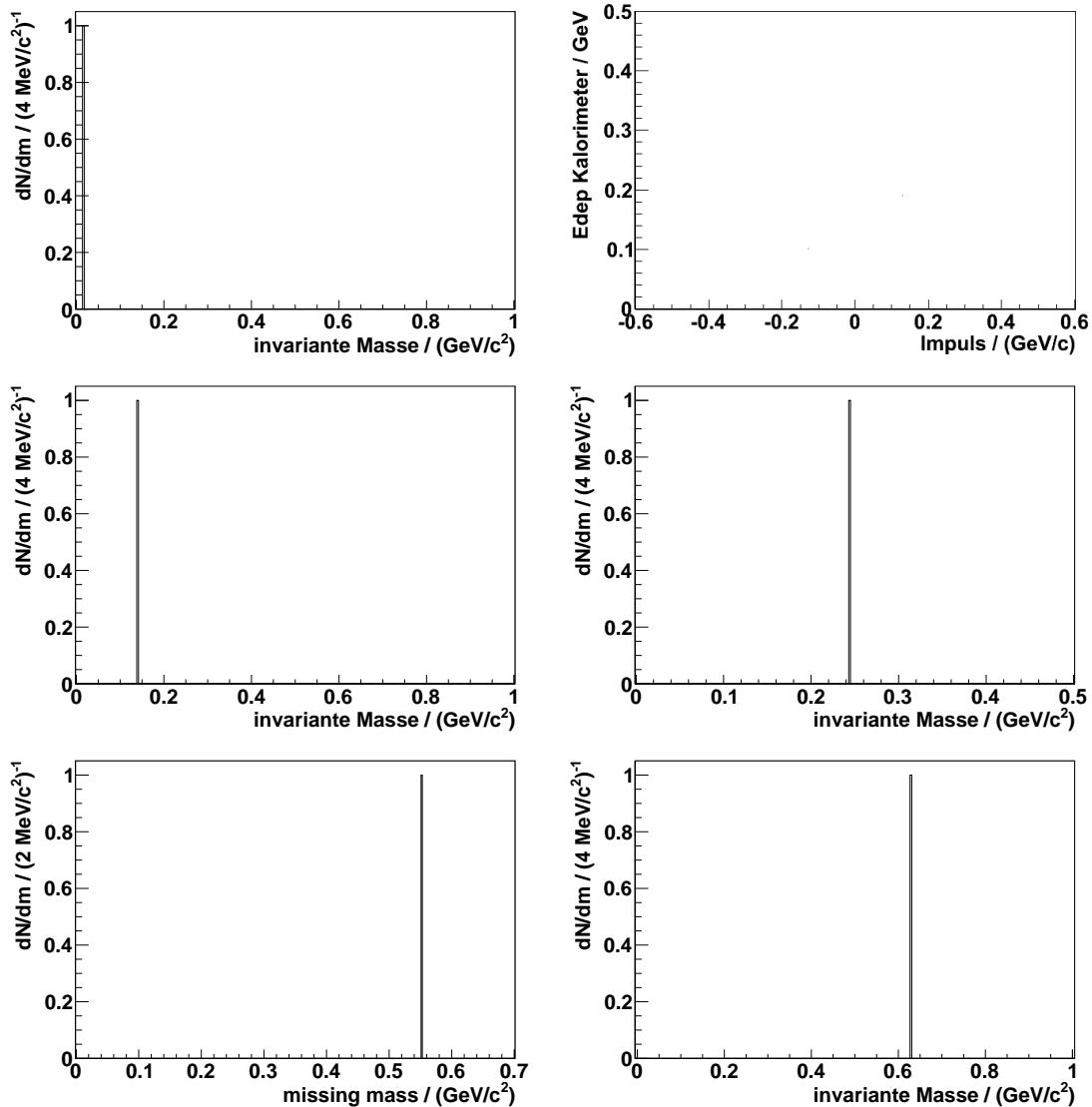


Abbildung 7.8.: Ergebnisse nach Cut 1-8. Die Beschreibung der Histogramme findet sich im Text. An dieser Stelle ist noch ein Ereignis übrig.

Cut	Cutdetails	verb. Ereign.
keine Cuts		$1,7 \cdot 10^8$
Cut 1/2	Vorsortierung	575164
Reduzierung Det.-Rauschen	inv. Masse der zwei neutralen Zerfallsprodukte $> 90 \text{ MeV}/c^2$	229601
Cut 3	inv. Masse der zwei geladenen Zerfallsprodukte $< 0,02 \text{ GeV}/c^2$	3671
Cut 4.1	gel. Teilchen hat das Kalorimeter erreicht	
Cut 4.2	$E_{\text{dep}} > 0,655c \cdot p[\text{GeV}/c] - 0,014 \text{ GeV}$	2991
Cut 5.1	inv. Masse der zwei Photonen $> 0,114 \text{ GeV}/c^2$	
Cut 5.2	inv. Masse der zwei Photonen $< 0,149 \text{ GeV}/c^2$	1108
Cut 6	kleinste inv. Masse eines gel. und eines neutralen Zerfallsprodukts $> 0,107 \text{ GeV}/c^2$	154
Cut 7.1	Missing Mass des ^3He -Kerns $> 0,540 \text{ GeV}/c^2$	
Cut 7.2	Missing Mass des ^3He -Kerns $< 0,553 \text{ GeV}/c^2$	17
Cut 8.1	inv. M. aller Zerfallsprodukte $> 0,549 \text{ GeV}/c^2$	
Cut 8.2	inv. M. aller Zerfallsprodukte $< 0,753 \text{ GeV}/c^2$	1

Tabelle 7.1.: Verbleibende Ereignisse nach Anwendung der Cuts.

8. Berechnung des Verzweigungsverhältnisses

Die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ geschieht durch eine Normierung auf das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Diese Normierung auf einen Zerfall mit gleicher Signatur (zwei Photonen sowie ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen im Zentraldetektor) hat den entscheidenden Vorteil, dass sich viele systematische Unsicherheiten herausheben, wie zum Beispiel der Luminositätseffekt. Für die Berechnung wird zunächst die Anzahl der nach der Vorsortierung übrigen $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ -Ereignisse berechnet:

$$N_{1,3\pi} = N_\eta \cdot BR_{3\pi} \cdot \epsilon_{V,3\pi} \cdot \epsilon_{\text{sys}}. \quad (8.1)$$

Auf ähnliche Weise wird die Anzahl der nach den Cuts übrigen Ereignisse des gesuchten Zerfalls berechnet:

$$N_{2,S} = N_\eta \cdot BR_S \cdot \epsilon_{V,S} \cdot \epsilon_{\text{Cuts}} \cdot \epsilon_{\text{sys}}. \quad (8.2)$$

Es sind:

- $N_{1,3\pi}$: Anzahl der nach der Vorsortierung übrigen $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ -Ereignisse,
- N_η : Anzahl insgesamt produzierter η -Mesonen,
- $BR_{3\pi}$: Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$,
- $\epsilon_{V,3\pi}$: Unterdrückung des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ durch Vorsortierung sowie Effekte aus Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz,
- ϵ_{sys} : Weitere Unterdrückung aller Ereignisse durch systematische Effekte wie den Luminositätseffekt,
- $N_{2,S}$: Anzahl der nach den Cuts übrigen Ereignisse des Signals ($\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$),
- BR_S : Verzweigungsverhältnis des gesuchten Zerfalls ($\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$),
- $\epsilon_{V,S}$: Unterdrückung des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ durch die Vorsortierung sowie Effekte aus Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz,
- ϵ_{Cuts} : Unterdrückung der nach der Vorsortierung vorhandenen $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ -Ereignisse durch die danach angewendeten Cuts.

Als nächster Schritt wird Gleichung 8.2 nach BR_S aufgelöst. Gleichung 8.1 wird nach $N_\eta \cdot \epsilon_{\text{sys}}$ aufgelöst und in Gleichung 8.2 eingesetzt. Wird noch $\epsilon_{V,S} \cdot \epsilon_{\text{Cuts}}$ zu einer Gesamtunterdrückung des gesuchten Zerfalls ϵ_S vereinfacht, so ergibt sich

$$BR_S = \frac{N_{2,S} \cdot BR_{3\pi} \cdot \epsilon_{V,3\pi}}{N_{1,3\pi} \cdot \epsilon_S}. \quad (8.3)$$

8. Berechnung des Verzweigungsverhältnisses

Der Wert für $BR_{3\pi}$ ist in [N⁺10] nachzulesen, $\epsilon_{V,3\pi}$, $N_{1,3\pi}$ und ϵ_S sind im Rahmen dieser Arbeit bestimmt worden. Sie belaufen sich auf:

$$\begin{aligned} BR_{3\pi} &= 0,2274 \pm 0,0028 \\ \epsilon_{V,3\pi} &= 0,070496 \pm 0,000003 \\ N_{1,3\pi} &= 63236 \pm 174 \\ \epsilon_S &= 0,0099 \pm 0,0001. \end{aligned}$$

Der Wert für $N_{2,S}$ muss noch berechnet werden. Dazu muss zunächst die erwartete Ereigniszahl nach Anwendung der Cuts mit der tatsächlich übrig gebliebenen Ereigniszahl verglichen werden. Dies ist ein gefundener Kandidat für die gesuchte Reaktion bei einem erwarteten Untergrund von $1,00 \pm 0,17$ Ereignissen. Das daraus resultierende obere Limit für die gesuchte Reaktion lässt sich nach [FC98], Tabelle IV bestimmen. Nach [CH92] lässt sich der Fehler der Werte $BR_{3\pi}$, $\epsilon_{V,3\pi}$, $N_{1,3\pi}$ und ϵ_S in dieses obere Limit einbeziehen. Damit ergibt sich ein oberes Limit von $N_{2,S} < 3,51$ Ereignissen bei einem Confidence Level von 90%. Somit können nun alle Werte in Gleichung 8.3 eingesetzt werden:

$$BR_S = \frac{N_{2,S} \cdot BR_{3\pi} \cdot \epsilon_{V,3\pi}}{N_{1,3\pi} \cdot \epsilon_S} \quad (8.4)$$

$$BR_S < \frac{3,51 \cdot 0,2274 \cdot 0,070496}{63236 \cdot 0,0099} \quad (8.5)$$

$$BR_S < 9,0 \cdot 10^{-5} \quad CL = 90\%. \quad (8.6)$$

9. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde im Forschungszentrum Jülich mit dem Pelletarget der zentrale Bestandteil des WASA-at-COSY-Experiments erfolgreich in Betrieb genommen. Zur gleichen Zeit wurden auch die übrigen Komponenten des Aufbaus installiert. Die Analyse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ ist eine der ersten vollständigen Analysen, die am WASA-at-COSY-Experiment durchgeführt wurden. Ziel war es zu zeigen, dass die einzelnen Komponenten wie Detektoren, Trigger, Software usw. verstanden sind und korrekte Ergebnisse liefern. Dieses Ziel wurde in dieser Arbeit erreicht.

9.1. Analyse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Die Messungen zum verbotenen η -Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ wurden am WASA-at-COSY-Experiment von September bis Oktober 2008 mit der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ durchgeführt. Ziel der Arbeit war es, anhand einer ersten Datenbasis zu zeigen, dass mit dem genannten Experiment das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls bzw. dessen oberes Limit bestimmt werden kann. Das hier ermittelte Ergebnis beläuft sich auf

$$BR_{\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-} < 9,0 \cdot 10^{-5} \quad CL = 90\%. \quad (9.1)$$

Zur Erlangung dieses Wertes wurden zunächst Monte-Carlo-Simulationen des gesuchten Zerfalls sowie aller hier möglichen Untergrundreaktionen in ausreichender Menge erzeugt. Tabelle 5.2 zeigt die simulierten Reaktionen und die Anzahl der erzeugten Ereignisse.

Um die Datenmenge und Analysezeit zu reduzieren, wurde der 1,6 TB große, aus $1,7 \cdot 10^8$ Ereignissen bestehende Datensatz vorsortiert. Zur weiteren Vereinfachung der Handhabung wurden die Daten in ASCII-Dateien umgewandelt, wobei nur die für die Analyse relevanten Informationen gespeichert wurden. Auf die gleiche Weise wurde mit den Monte-Carlo-Daten verfahren. Die Bedingungen für die Vorsortierung sind in Kapitel 4 nachzulesen.

Um die Zusammensetzung des vorsortierten Datensatzes zu bestimmen, wurde ein Fit der Monte-Carlo-Daten an die Messdaten vorgenommen. Dieser Fit wurde in allen eindimensionalen, cutrelevanten Histogrammen vorgenommen. Die Verteilungen, in denen die Cuts durchgeführt werden, wurden im Rahmen der Diplomarbeiten von Florian Bergmann [Ber09] und Natalie Milke [Mil08] gefunden. Für

9. Zusammenfassung und Ausblick

den Vorwärtsdetektor ist das die Missing Mass-Verteilung, für den Zentraldetektor die invariante Masse der zwei neutralen Teilchen, die invariante Masse der zwei geladenen Teilchen, die invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens und die invariante Masse aller Teilchen. Der Fit wird für alle Verteilungen gleichzeitig und mit den gleichen Fitparametern durchgeführt. Das Resultat ist in Tabelle 5.3 zu sehen.

Um optimale Cuts zu erhalten und aus dem vorhandenen Datensatz das bestmögliche Ergebnis zu erzielen, müssen die Cutgrenzen optimiert werden. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein sogenannter Cutfinder programmiert. Diese C++-Software bestimmt aufgrund einer Bewertungsfunktion aus sämtlichen Monte-Carlo-Daten sowie der zuvor bestimmten Zusammensetzung des Datensatzes iterativ die optimalen Cutgrenzen. Tabelle 7.1 zeigt die als optimal errechneten Cuts. Nach Anwendung dieser Cuts sollten laut dem Cutfinder noch $1,00 \pm 0,17$ Ereignisse in den Messdaten übrig sein. Dieses eine Ereignis soll aus der direkten Produktion von zwei π^0 -Mesonen mit einem anschließenden Dalitzzerfall eines der π^0 -Mesonen stammen.

Als nächster Schritt wurden die Cuts auf die Messdaten angewendet und die Anzahl der übrig bleibenden Ereignisse bestimmt. Tabelle 7.1 zeigt, wie sich die Ereignisanzahl nach den jeweiligen Cuts verringert. Nach Anwendung aller Cuts ist, in Übereinstimmung mit den Monte-Carlo-Daten, genau ein Ereignis übrig. Diese Ergebnisse wurden nun, wie in Kapitel 8 gezeigt, zu einem oberen Limit des Verzweigungsverhältnisses verrechnet.

Das Ergebnis von $BR_{\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-} < 9,0 \cdot 10^{-5}$ zeigt, dass mit dem WASA-at-COSY-Experiment derartige Messungen prinzipiell möglich sind. Auch ist die Empfindlichkeit groß genug um auch mit anderen Kollaborationen konkurrieren zu können. Das in dieser Arbeit bestimmte obere Limit ist jedoch noch um ca. einen Faktor 2 höher als der aktuelle Literaturwert von $BR_{\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-} < 4 \cdot 10^{-5}$ [N+10].

Diesen Wert zu unterbieten ist ein Ziel der Doktorarbeit von Florian Bergmann. Ein Ansatzpunkt ist die Verwendung von zusätzlichen $20 \cdot 10^6$ $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ -Ereignissen aus der Strahlzeit im August/September 2009, womit sich die Gesamtanzahl an η -Mesonen verdreifachen würde. Darüber hinaus stehen noch umfangreiche $p + p \rightarrow p + p + \eta$ -Datensätze mit deutlich höheren η -Anzahlen zur Verfügung. Die Analyse dieser Daten stellt aufgrund des ausgeprägteren Untergrundes an direkter Pionenproduktion eine besondere Herausforderung dar. Des Weiteren können zusätzliche Cuts gefunden werden. Diese könnten bei gleicher Unterdrückung des Untergrundes die Rekonstruktionseffizienz des gesuchten Zerfalls verbessern. Ein weiterer Ansatzpunkt ist ein multidimensionaler Cut in allen cut-relevanten Histogrammen zur gleichen Zeit. Auf diese Weise kann deren Effizienz weiter erhöht werden. Die Forderung in der Vorsortierung, dass die geladenen Teilchen das Kalorimeter erreichen müssen, verursacht eine nicht unbeträchtliche Verringerung der zur Verfügung stehenden Statistik. Wenn aufgrund zusätzlicher oder verbesserter Cuts die Möglichkeit besteht, auf Cut 4 zu verzichten, lässt sich die

Statistik deutlich vergrößern.

Aufgrund der vielen, zum Teil hier erwähnten, Möglichkeiten zur weiteren Optimierung der Analyse und der Tatsache, dass lediglich ein Faktor 2 nötig ist um das aktuelle obere Limit zu erreichen, ist eine Neufestsetzung dieses Wertes in naher Zukunft mehr als wahrscheinlich.

9.2. Arbeiten am Pelletttarget im Forschungszentrum Jülich

Ein weiterer Aspekt dieser Arbeit war die Inbetriebnahme des Targets am COSY-Beschleuniger nach dem Umzug vom CELSIUS-Beschleuniger im Jahr 2005. Nach dem Transport nach Jülich wurde das Target zunächst in einem Teststand aufgebaut [R⁺05]. Dazu wurde der gesamte Aufbau an eine Teststreuukammer geschlossen und für einen besseren Zugang mit einem Gerüst versehen. Auf diese Weise konnten erste Erfahrungen mit der Bedienung und Wartung des Targets gesammelt werden. Im April 2006 wurde der erste Dropletstrahl in Jülich erzeugt, kurz darauf wurden erste Pellets produziert.

Im Sommer 2006 wurde das Target aus dem Teststand entfernt und im COSY-Beschleuniger eingebaut. Um bessere Bedienbarkeit zu gewährleisten, wurde zusätzlich zum vorhandenen Kontrollsysteem am Target ein weiteres Kontrollsysteem in der COSY-Warte installiert. Dies gewährleistet die Justierung und Steuerung des Targets während des Strahlbetriebs ohne eine Strahlungsbelaistung des Bedienpersonals. Während der ersten Teststrahlzeit im August 2006 konnte zum ersten Mal die frühere Targetleistung vom CELSIUS-Beschleuniger reproduziert werden. Dabei wurde eine Targetdicke von $2,5 \cdot 10^{15}$ Atomen $\cdot \text{cm}^{-2}$ erzielt [W⁺06]. Im Dezember 2006 wurden die ersten Deuteriumpellets in Jülich erzeugt.

Etwa zur gleichen Zeit startete in der ZAT (Zentralabteilung Technologie) im Forschungszentrum Jülich die Produktion von Düsen und Kapillaren für das Target. Zu diesem Zweck wurde eigens ein Labor in der ZAT eingerichtet, das, mit zwei optischen Hochleistungsmikroskopen ausgestattet, eine abschließende Qualitätskontrolle der hergestellten Düsen und Kapillaren gewährleistet. Außerdem wurde der Produktionsprozess der Düsen an die verbesserten Herstellungsbedingungen angepasst. Der Wechsel der Herstellerfirma für die in den Düsen verwendeten Sinterfilter war ein wichtiger Schritt in der Produktion von sehr langlebigen Düsen, welche bis zu zwei Jahre im Betrieb waren.

Ein weiterer wichtiger Schritt war die Inbetriebnahme eines Deuteriumgenerators. Dieser erzeugt durch Elektrolyse Deuterium aus schwerem Wasser und ersetzt die vergleichsweise teuren Gasflaschen. Nachdem schon 2006 die frühere Targetleistung im Wasserstoffbetrieb reproduziert werden konnte, gelang dies Ende 2007 auch im Deuteriumbetrieb mit Targetdicken von $4 \cdot 10^{15}$ Atomen $\cdot \text{cm}^{-2}$ und Pelletraten von

9. Zusammenfassung und Ausblick

mehr als 10000 Pellets/s [W⁺⁰⁷].

Ab dem Jahr 2008 wurden nur noch kleinere Modifikationen am Target vorgenommen, welche den Betrieb weiter optimieren sollten. Die aus mehreren Leitungsstücken bestehende Zuleitung zwischen Deuteriumgenerator bzw. Gasflaschen und Target wurde durch eine einzelne Leitung ersetzt. Dies verringert die Wahrscheinlichkeit von Gaslecks. Im Deuteriumbetrieb wurde die benötigte Zeit für die ca. alle 40 Stunden nötige Regeneration von ca. 10 Stunden auf 2-3 Stunden reduziert. Dies ermöglicht eine Targeteffizienz von über 90% [W⁺⁰⁸].

A. Anhang

A.1. Anleitung für den Betrieb des Pelletttargets

Beim Pelletttarget muss grundsätzlich zwischen drei verschiedenen Zuständen unterschieden werden. Es lassen sich zwar noch weitere Zustände definieren, zum Beispiel die Phase des Aufwärmens oder des Abkühlens, aber diese sind nur von kurzer Dauer und werden hier daher nicht gesondert aufgeführt.

- Im ausgeschalteten Zustand sind die Pumpen ausgeschaltet, der Kaltkopf ist auf Raumtemperatur, das Gassystem ist auf etwa 1000 mbar mit Helium gefüllt und die Gasflaschen und Gaszuleitungen sind geschlossen. Alle weiteren Geräte, wie Gasreiniger, Deuteriumgenerator, Funktionsgenerator, Verstärker, Temperaturcontroller, Beleuchtung usw. sind ebenfalls ausgeschaltet. Lediglich die Computer für die Steuerung und Netzteile für Pumpen usw. bleiben eingeschaltet, damit das Target jederzeit per Fernsteuerung in den Standby-Zustand gebracht werden kann. In diesem Zustand kann sich das Target über mehrere Monate befinden, ohne dass eine Wartung nötig wäre. Das Target sollte sich immer im ausgeschalteten Zustand befinden, wenn für längere Zeit ($\gtrsim 1$ Woche) kein Betrieb vorgesehen ist.
- Im Standby-Zustand sind die Pumpen eingeschaltet, der Kaltkopf ist bei Raumtemperatur, das Gassystem ist evakuiert, die Gasflaschen sind geöffnet und die Gaszuleitungen sind geschlossen. Alle weiteren Geräte wie Gasreiniger, Deuteriumgenerator, Funktionsgenerator, Verstärker, Temperaturcontroller, Beleuchtung usw. sind ebenfalls eingeschaltet, wobei beim Funktionsgenerator die Ausgabe des Signals deaktiviert wird, damit die Düse nicht unnötig belastet wird. Das Target sollte sich, wenn es sich zuvor im ausgeschalteten Zustand befunden hat, für mindestens einige Tage im Standby-Zustand befinden, bevor es in Betrieb genommen wird. Dies ist nötig, um den Druck im Gassystem genügend abzusenken und eventuelle Verunreinigungen abzupumpen.
- Im Betriebszustand ist das Target „eingeschaltet“ und produziert Pellets. Alle Geräte sind eingeschaltet, der Kaltkopf ist auf Betriebstemperatur und die Gasflaschen und Gaszuleitungen sind geöffnet.

Im Folgenden soll beschrieben werden, wie sich das Target von einem Zustand in den anderen überführen lässt.

A. Anhang

A.1.1. Erreichen des Standby-Zustandes aus dem ausgeschalteten Zustand

Target ausgeschaltet, Kaltkopf bei Raumtemperatur, Gassystem mit Helium gefüllt

1. RVP_4 und ROP_2 einschalten
2. FVV_2 öffnen
3. TMP_7 einschalten
4. RVP_3 und ROP_1 einschalten
5. FVV_1 öffnen
6. TMP_3, TMP_4, TMP_5 und TMP_6 einschalten. Es genügt, nur eine dieser Turbopumpen einzuschalten, da sich die anderen automatisch mit einschalten.
7. RVP_2 und TMP_2 einschalten (momentan nur manuell möglich)
8. V_7, V_8, V_10, V_3, GV_3, V_9, V_2, GV_2 öffnen
9. Alle bisherigen Schritte können von außerhalb über die Steuersoftware vorgenommen werden. Dies sollte bereits mehrere Tage vor Inbetriebnahme des Targets geschehen. Die nun folgenden Schritte können auch kurz vor Inbetriebnahme vorgenommen werden.
10. Helium- und Wasserstoffflasche öffnen (bzw. Deuteriumgenerator einschalten). Dabei sicherstellen, dass sämtliche Ventile auf dem Weg zum Target geöffnet sind (außer MV_H2 und MV_He).
11. Beide Gasreiniger einschalten und auf 300°C einstellen, Gasflussmesser, Funktionsgenerator, Verstärker, Temperaturcontroller und Targetbeleuchtung einschalten, Temperaturcontroller auf „High“ einstellen.

A.1.2. Erreichen des Betriebszustandes aus dem Standby-Zustand

Standby-Bedingungen, Kaltkopf bei Raumtemperatur, ausreichend niedriger Druck im Gassystem ($PEG_1 \leq 1,0 \cdot 10^{-6}$ mbar)

1. Sicherstellen, dass Helium- und Wasserstoffflasche geöffnet sind (bzw. Deuteriumgenerator eingeschaltet)
2. TMP_2 und Stützvakuum (PEG_2) überprüfen ($\approx 10^{-5}$ mbar bei Raumtemperatur)

3. Gegebenenfalls MV_3 schließen
4. Gegebenenfalls ADV_1 und ADV_2 ausschalten
5. MV_H2 und MV_He öffnen
6. V_8, V_3, GV_3, V_10, V_9, V_7, V_2 schließen
7. V_1 und GV_2 öffnen
8. BCM-Plot von CAG_3 starten (P_CAG_3 als zu plottenden Parameter eingeben)
9. Reset von Kanal A und B
10. ADV_1 einschalten
11. Wasserstoffdruck (CAG_1) erhöhen durch Drehung des Knopfes an der Fernbedienung um 1,25 Umdrehungen im Uhrzeigersinn
12. Nach 10 Min. sollte CAG_3 einen konstanten Wert erreicht haben (0,5 – 2 mbar je nach Düsendurchmesser und Wasserstoffdruck). Der Plot sollte den Verlauf einer Sättigungsfunktion zeigen. Bei gleicher Düse und gleichem oder ähnlichem Wasserstoffdruck (CAG_1) sollte sich ein ähnlicher Enddruck bei CAG_3 und ein ähnlicher Verlauf des Plots einstellen. Eine deutliche Abweichung deutet auf einen Defekt an der Düse hin.
13. Kaltkopf CRG_1 einschalten
14. Betriebstemperatur am Temperaturcontroller einstellen (16,5 K für Wasserstoff, 20,3 K für Deuterium)
15. Nach ca. 2 Stunden (abhängig vom Kryokompressor) wird eine Temperatur von 50 K erreicht. CAG_3 sollte nun bei ca. 3 – 6 mbar liegen. Der Plot sollte keine Sprünge oder Knicke aufweisen.
16. ADV_2 einschalten
17. Heliumdruck (CAG_3) durch Drehung des Knopfes an der Fernbedienung auf ca. 70 mbar erhöhen, gegebenenfalls zwischenzeitlich nachregeln.
18. Signal vom Frequenzgenerator einschalten
19. Gegebenenfalls COSY-Shutter öffnen

A. Anhang

20. Je nach Leistung des Kryokompressors sinkt die Temperatur direkt auf den in Punkt 14 eingestellten Wert oder verharrt für einige Minuten einige Kelvin über der eingestellten Temperatur, bis das gesamte Gas verflüssigt ist. In beiden Fällen steigt der Gasfluss (hydrogen flow Anzeige) deutlich an, der Wasserstoffdruck (CAG_1) fällt ab. Dies wird durch den Druckabfall bei der Gasverflüssigung verursacht. Nach ca. 30 Minuten verringert sich der Gasfluss wieder und der Wasserstoffdruck steigt langsam an. Kurz danach sollte die Produktion von Droplets starten.
21. Vor dem Justieren sollte ca. 15-30 Minuten abgewartet werden, damit sich das Target stabilisieren kann.
22. Wird keine neue Düse oder Vakuuminjektionskapillare verwendet, können für die Frequenz, die Lage der X-Y-Tische und die Gasdrücke CAG_1 und CAG_3 die zuvor benutzen Werte (jeweils für Wasserstoff oder Deuterium) verwendet werden. In diesem Fall sollten nur kleinere Justierungen nötig sein. Andernfalls siehe Kap. A.1.8.

A.1.3. Erreichen des Standby-Zustandes aus dem Betriebszustand

Betriebszustand, Kaltkopf bei Betriebstemperatur

1. COSY-Shutter schließen
2. V_1 schließen
3. Kaltkopf (CRG_1) ausschalten
4. V_2 öffnen
5. Durch das Ausschalten des Kaltkopfes erwärmt sich nun der flüssige Wasserstoff und beginnt zu verdampfen. Dies bewirkt ein Ansteigen des Drucks. Sobald CAG_1 > 800 mbar:
 6. V_7 öffnen
 7. V_9 öffnen
 8. ADV_2 ausschalten
 9. Wenn CAG_1 < 0,3 mbar:
 10. V_10 öffnen
 11. V_3 öffnen

12. V_8 öffnen
13. Temperaturcontroller auf 300 K einstellen
14. Signal vom Frequenzgenerator abschalten
15. Das Target wird nun aufgewärmt und erreicht nach einigen Stunden den Standby-Zustand. Während des Aufwärmens wird der Druck im Gassystem (PEG_1) einige Male leicht ansteigen, wenn verschiedene gefrorene Gasverunreinigungen verdampfen. Auch nachdem der Temperaturcontroller Raumtemperatur anzeigt, dauert es noch einige Stunden bis das gesamte Gassystem Raumtemperatur erreicht. Daher sollte vor einem erneuten Start des Targets gewartet werden, bis der Druck (PEG_1) wieder $1,0 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht.

A.1.4. Erreichen des ausgeschalteten Zustandes aus dem Standby-Zustand

Standby-Zustand, Kaltkopf bei Raumtemperatur

1. Gegebenenfalls COSY-Shutter schließen
2. TMP_7 ausschalten
3. FVV_2 schließen
4. ROP_2 und RVP_2 ausschalten
5. TMP_3, TMP_4, TMP_5 und TMP_6 ausschalten. Es genügt, nur eine dieser Turbopumpen auszuschalten, die anderen schalten sich automatisch mit aus.
6. FVV_1 schließen
7. ROP_1 und RVP_3 ausschalten
8. TMP_2 und RVP_2 ausschalten (momentan nur manuell möglich)
9. V_7 und V_8 schließen
10. TMP_1, RVP_1 ausschalten
11. Gegebenenfalls Heliumflasche öffnen
12. Gegebenenfalls ADV_1 schließen
13. MV_3 öffnen

A. Anhang

14. Reset von Kanal A
15. ADV_1 öffnen
16. Druck (CAG_1) erhöhen durch Drehung des Knopfes an der Fernbedienung für den Wasserstoffdruck im Uhrzeigersinn bis $CAG_1 \approx 1050$ mbar
17. Das Gassystem, die Droplet- und die Skimmerkammer werden nun mit Helium gefüllt. Die Dauer dieses Vorgangs ist abhängig von der Größe der Vakuuminjektionskapillare, beträgt aber etwa eine Stunde. Um zu überprüfen, ob das Gassystem auf mindestens 1000 mbar gefüllt ist, wird der Druckregler an der Fernbedienung zurückgedreht. Fällt der Druck (CAG_1) nun wieder ab, ist das Gassystem noch nicht gefüllt und der Druckregler wird wieder zurückgedreht. Bleibt der Druck konstant, ist das Gassystem gefüllt.
18. MV_H2 und MV_He schließen
19. ADV_1 schließen
20. Gasflaschen schließen, gegebenenfalls Deuteriumgenerator ausschalten
21. Ventile im Gasschrank und am Gasverteiler schließen
22. Gasflussmesser, Funktionsgenerator, Verstärker, Temperaturcontroller und Targetbeleuchtung ausschalten
23. Temperatur an beiden Gasreinigern auf Raumtemperatur stellen, nach Erreichen von Raumtemperatur ausschalten

A.1.5. Hinweise zum Betrieb des Targets und zur Wartung im laufenden Betrieb

Im normalen Betrieb müssen das Target und alle Betriebsparameter regelmäßig überprüft werden. Diese Überprüfung sollte täglich zur gleichen Uhrzeit durchgeführt werden. Dabei empfiehlt es sich, sämtliche Parameter im Logbuch zu notieren und mit den Werten vom Vortag zu vergleichen um eventuelle Abweichungen erkennen zu können. Die zu notierenden Werte sind:

- CAG_1
- CAG_2
- CAG_3
- PEG_1

- PEG_2
- PEG_3
- PEG_4
- PEG_5
- PEG_6
- T_Nozzle
- He-Flow
- H₂/D₂-Flow
- Frequenz
- Amplitude
- Positionen der acht Koordinatentische
- Druck in der Heliumflasche
- gegebenenfalls Druck in der Wasserstoff-/Deuteriumflasche

Des Weiteren sollte (wenn benutzt) täglich der Deuteriumgenerator überprüft werden. Bei zu geringer Füllmenge leuchtet ein rotes Blinklicht auf der Gerätevorderseite auf.

A.1.6. Regeneration des Targets im Deuteriumbetrieb

Im Gegensatz zum Wasserstoffbetrieb ist im Deuteriumbetrieb die Lebensdauer des Targets begrenzt und liegt in der Größenordnung von ca. 40 Stunden. Das Erreichen der Lebensdauer äußert sich durch erst kurze, dann länger werdende Aussetzer („Stottern“ der Düse). Im Normalfall genügt hier eine kurze Regeneration, das heißt ein Aufwärmen des Targets auf ca. 160 K. Sollte danach das Problem immer noch vorliegen, muss das Target auf Raumtemperatur aufgewärmt werden. Dazu wird das Target gemäß Abschnitt A.1.3 in den Standby-Zustand gebracht. Nachdem das Target Raumtemperatur erreicht hat, sollte es noch einige Stunden in diesem Zustand verbleiben, bis der Druck im Gassystem genügend abgefallen ist (PEG_1 $\leq 1 \cdot 10^{-6}$ mbar). Danach kann das Target gemäß Abschnitt A.1.2 wieder gestartet werden.

1. Für eine kurze Regeneration zunächst V_1 schließen.
2. Kaltkopf (CRG_1) ausschalten

A. Anhang

3. V_2 öffnen
4. Durch das Ausschalten des Kaltkopfes erwärmt sich nun das flüssige Deuterium und beginnt zu verdampfen. Dies bewirkt ein Ansteigen des Drucks. Sobald CAG_1 > 800 mbar
5. V_7 öffnen
6. V_9 öffnen
7. ADV_2 mit der Fernbedienung so weit wie möglich schließen. Wenn CAG_2 nicht weiter fällt (bei einigen mbar), GV_3 schließen.
8. Wenn CAG_1 < 0,3 mbar
9. V_8 öffnen
10. Temperaturcontroller auf 160 K einstellen
11. Signal vom Frequenzgenerator abschalten
12. Nach etwa einer Stunde wird eine Temperatur von 160 K erreicht.
13. V_7, V_8, V_9, V_2 schließen
14. ADV_1 ausschalten
15. V_1 öffnen
16. Reset von Kanal A
17. ADV_1 einschalten
18. Wasserstoffdruck (CAG_1) erhöhen durch Drehung des Knopfes an der Fernbedienung um 1,25 Umdrehungen im Uhrzeigersinn
19. Temperaturcontroller auf 20,3 K einstellen
20. Kaltkopf (CRG_1) einschalten
21. Nach etwa 45 min beginnt das Deuterium sich zu verflüssigen. Dabei steigt der Gasfluss stark an, der Deuteriumdruck (CAG_1) verringert sich.
22. GV_3 öffnen
23. Heliumdruck (CAG_3) mit der Fernbedienung auf ca. 70 mbar einstellen, später gegebenenfalls nachregeln
24. Signal vom Frequenzgenerator einschalten

25. Gegebenenfalls COSY-Shutter öffnen (von unten nach oben)
26. Nach etwa 30 min beginnt die Produktion von Pellets. Nach einer Stabilisierungszeit von ca. 15 – 30 min können die vorherigen Werte für die Drücke und die Frequenz eingestellt werden. Es sollten nur kleinere Nachjustierungen nötig sein.

A.1.7. Wechsel einer Düse oder Vakuuminjektionskapillare

Target im Standby-Zustand, Kaltkopf bei Raumtemperatur

1. Temperaturcontroller ausschalten
2. Targetbeleuchtung ausschalten und entfernen
3. Stroboskop, Kameras für Düse und Vakuuminjektionskapillare, Kamerahalterungen entfernen.
4. Stützarme und Stütztische montieren
5. Gegebenenfalls X' und Y' am unteren Koordinatentisch so justieren, dass der untere Tisch parallel zum Stütztisch wird
6. Das Gassystem, die Droplet- und die Skimmerkammer und das Stützvakuum werden nun mit Helium gefüllt: Gegebenenfalls ADV_1, ADV_2, V_8, V_9, V_10, V_7, V_3, GV_3, V_2, GV_2 schließen
7. TMP_2 und RVP_2 ausschalten (momentan nur manuell möglich)
8. TMP_3, TMP_4, TMP_5, TMP_6 ausschalten
9. FVV_1 schließen
10. ROP_1, RVP_3 ausschalten
11. MV_He, V_9, V_10, MV_3 öffnen
12. Reset von Kanal A
13. ADV_1 einschalten und Druck (CAG_1) bis ≈ 1050 mbar (etwa 50 mbar über Außenluftdruck) erhöhen
14. Gegebenenfalls MV_4 schließen
15. V_5 öffnen
16. MV_4 langsam öffnen und Helium ins Stützvakuum einströmen lassen bis ein Druckausgleich hergestellt ist

A. Anhang

17. MV_4, V_5 schließen
18. MV_5 langsam öffnen und Druckausgleich im restlichen Target herstellen
19. Muttern und Unterlegscheiben am unteren Flansch der Beobachtungskammer entfernen
20. Oberen Teil des Targets mit der Kurbel ca. 20 cm nach oben kurbeln. Dabei beachten, dass keine Leitungen verklemmt sind oder vergessen wurden zu lösen.
21. Kunststoffabdeckung über den offenen Flansch legen
22. Zwei gegenüberliegende M2-Schrauben an der Vakuuminjektion entfernen
23. Die zwei Führungsschienen in die leeren M2-Gewinde schrauben
24. Die zwei restlichen M2-Schrauben entfernen
25. Vakuuminjektionskapillare mitsamt Halterung vorsichtig senkrecht entlang der Führungsschienen herausziehen. Dabei nur senkrecht ziehen, die Kapillare nicht berühren. Gegebenenfalls den Kunststoff-O-Ring aus dem Flansch entfernen und zurück auf die Vakuuminjektion setzen.
26. Vakuuminjektionskapillare in den Kapillarenhalter setzen und dort fest verschrauben
27. Soll nur ein Kapillarenwechsel, jedoch kein Düsenwechsel vorgenommen werden, weiter bei Schritt 62.
28. Die zwei Führungsschienen wieder entfernen.
29. Die M4-Schrauben, die den unteren Teil der Dropletkammer halten, entfernen.
30. Kunststoffabdeckung am Flansch entfernen und mit der Kurbel den oberen Teil das Targets nach unten kurbeln, bis die Flansche wieder aufeinander liegen.
31. Muttern und Unterlegscheiben am oberen Flansch der Beobachtungskammer entfernen
32. Oberen Teil des Targets mit der Kurbel ca. 20 cm nach oben kurbeln.
33. Beobachtungskammer nach oben entlang der Stifte abheben und entfernen (vorsicht schwer). Für diesen Schritt ist eine zweite Person notwendig, welche die Beobachtungskammer annehmen kann.

34. Kunststoffabdeckung über den offenen Flansch legen
35. Schrauben am Hitzeschild lösen
36. Hitzeschild entfernen
37. Temperaturdiode lösen und mit dem S-förmigen Haken am Kaltkopf aufhängen
38. Kabel zum Piezo mit Lötkolben entfernen
39. Beide Gaszuleitungen vorsichtig mit dem Spezialschraubenschlüssel abklemmen, dabei darauf achten, dass die Dichtungen nicht herunterfallen.
40. Die Messingschrauben, welche die Dropletkammer und den Düsenhalter halten, entfernen.
41. Dropletkammer mit Düsenhalter entfernen. Da die Dropletkammer aufgrund der Indiumdichtung manchmal sehr fest sitzt, lässt sich diese mit einer M3-Schraube lösen. Dafür wird die Schraube in das dafür vorgesehene Gewinde geschraubt und damit Dropletkammer und Düsenhalter vom Kaltkopf abgestoßen. Manchmal löst sich nur die Dropletkammer und der Düsenhalter bleibt wegen der Indiumdichtung am Kaltkopf kleben. In diesem Fall den Düsenhalter am Kupferteil (niemals am Piezo) halten und vorsichtig hin- und herbewegen, bis er sich löst.
42. Dropletkammer in den Dropletkammerhalter einsetzen und gegebenenfalls Düsenhalter entfernen.
43. Reste der Indiumdichtungen entfernen (am Kaltkopf, an der Ober- und Unterseite des Düsenhalters und an der Dropletkammer).
44. Neue Indiumdichtung für die Dropletkammer herstellen. Dafür den Indiumdraht vorsichtig in die Führungsrolle auf der Oberseite der Dropletkammer drücken und die Enden überlappen lassen. Mit dem Skalpell die überlappenden Enden jeweils auf ca. 3 mm kürzen.
45. Den neuen Düsenhalter in die Dropletkammer einsetzen. Dabei darauf achten, dass die Düse nicht berührt und der Düsenhalter nicht am Piezo festgehalten wird. Korrekte Lage des Anschlusskabels für den Piezo überprüfen.
46. Neue Indiumdichtung für den Düsenhalter herstellen. Dafür ein knapp 10 cm langes Stück Indiumdraht zu einem Kreis von ca. 2,5 cm Durchmesser biegen und die Enden leicht überlappen lassen. Am Überlapp mit den Fingern etwas zusammendrücken, das sehr weiche Indium sollte dann von selbst zusammenhalten.

A. Anhang

47. Die Dichtung mittig oben auf den Düsenhalter legen.
48. Neue Milipore-Papierfilter und Abstandhalter in den Düsenhalter einlegen.
49. Die Dropletkammer mit dem Düsenhalter vorsichtig aus der Dropletkammerhalterung nehmen, dabei sicherstellen, dass die Dichtungen nicht verrutschen.
50. Die Dropletkammer mit Düsenhalter wieder in den Kaltkopf schrauben. Dafür sollten neue Messingschrauben und Unterlegscheiben verwendet werden. Dabei mit zwei leicht zugänglichen, gegenüberliegenden Schrauben beginnen, um die Dropletkammer zu fixieren. Diese Schrauben anziehen, bis ein erster Widerstand spürbar wird. Dann die anderen Schrauben eindrehen, jedoch ebenfalls nur bis zum Widerstand. Hier ist es sehr wichtig, dass darauf geachtet wird, dass die Indiumdichtungen nicht verrutschen. Die Schrauben werden nun reihum ein kleines Stück angezogen, bis alle Schrauben fest sitzen.
51. Beide Gaszuleitungen mit dem Spezialschraubenschlüssel wieder anklemmen, dabei neue Dichtungen verwenden.
52. Temperaturdiode anschrauben.
53. Kabel zum Piezo wieder anlöten.
54. Hitzeschild anschrauben.
55. Überprüfen, dass die Gasleitungen und Kabel keinen Kontakt zum Hitzeschild haben.
56. Die Plastikabdeckung entfernen und die Beobachtungskammer wieder auf die Stifte setzen. Dabei auf korrekte Ausrichtung achten.
57. Oberen Teil des Targets mit der Kurbel nach unten kurbeln, bis die Flansche aufeinander liegen.
58. Muttern und Unterlegscheiben am oberen Flansch der Beobachtungskammer wieder anschrauben.
59. Den oberen Teil des Targets mit der Kurbel ca. 20 cm nach oben kurbeln und die Plastikabdeckung wieder über den Flansch legen.
60. Die M4-Schrauben, die den unteren Teil der Dropletkammer halten, wieder anschrauben.
61. Die zwei Führungsschienen für die Vakuuminjektionskapillare in zwei gegenüberliegende Gewinde schrauben.

62. Vakuuminjektionskapillare in die Metallhalterung setzen und überprüfen, ob der Kunststoff-O-Ring vorhanden ist. Dann die Kapillare mit Hilfe der Halterung zurück in den Flansch drücken.
63. Vakuuminjektionskapillare mit zwei M2-Schrauben fixieren.
64. Die beiden Führungsschienen entfernen.
65. Zwei weitere M2-Schrauben einschrauben.
66. Plastikabdeckung vom Flansch entfernen und oberen Teil des Targets mit der Kurbel nach unten kurbeln, bis dieser wieder fest aufliegt.
67. Muttern und Unterlegscheiben am unteren Flansch der Beobachtungskammer wieder anschrauben.
68. MV_5 schließen.
69. TMP_2 und RVP_2 einschalten (momentan nur manuell möglich).
70. ROP_1, RVP_3 einschalten.
71. FVV_1 öffnen
72. TMP_3, TMP_4, TMP_5, TMP_6 einschalten.
73. MV_He schließen.
74. Wenn CAG_3 < 10 mbar, V_7 öffnen.
75. ADV_1, ADV_2, V_8, V_2, GV_2, V_3, GV_3 öffnen.
76. MV_3 schließen.
77. Das Target befindet sich nun wieder im Standby-Modus. Es sollte aber bis zum nächsten Start gewartet werden, bis $PEG_1 \leq 1,0 \cdot 10^{-6}$ mbar ist. Dies kann zwischen einer und mehreren Stunden dauern.

A.1.8. Komplette Justierung des Targets nach Düsen- oder Kapillarenwechsel

Wird das Target aus dem Standby-Modus gestartet, ohne dass zuvor eine Düse oder Vakuuminjektionskapillare gewechselt wurde, lassen sich für die Frequenz, die Lage der X-Y-Tische und die Gasdrücke CAG_1 und CAG_3 die zuvor benutzen Werte (jeweils für Wasserstoff oder Deuterium) verwenden. Es sollten dann nur minimale Korrekturen notwendig sein. Das Einsetzen einer neuen Düse oder Kapillare erfordert jedoch eine komplette Neustartung des Targets.

A. Anhang

1. Sobald die Dropletproduktion startet, kann der Druck in der Dropletkammer (CAG_3) auf etwa 20 mbar im Wasserstoffbetrieb und etwa 60 mbar im Deuteriumbetrieb reduziert werden. Diese Werte sind jedoch nur grobe Richtwerte, Abweichungen von bis zu zehn Prozent sind hier möglich.
2. Der Druck an der Düse (CAG_1) sollte auf einen Wert zwischen 400 mbar und 800 mbar eingestellt werden. Auch hier handelt es sich nur um Richtwerte, ein sinnvoller Startwert ist etwa 600 mbar.
3. Die Frequenz sollte zu Beginn auf einen Wert von etwa 70 KHz eingestellt werden. Hier reicht die Spanne von sinnvollen Werten von ca. 60 KHz bis ca. 90 KHz.
4. Vor dem Justieren sollte ca. 15-30 Minuten abgewartet werden, damit sich das Target stabilisieren kann.
5. Um das Target zu justieren, muss zunächst die Frequenz justiert werden, bis auf dem Bildschirm, der den Eingang zur Vakuuminjektion zeigt, die Droplets deutlich als einzelne Kügelchen sichtbar werden. Die Droplets sollten dabei keine „Satelliten“ hinter sich ziehen oder sonst irgendwie verformt sein.
6. X und Y am oberen Koordinatentisch so justieren, dass die Droplets die Vakuuminjektionskapillare mittig treffen.
7. X' und Y' so einstellen, dass der Strahl den Ausgang der Vakuuminjektionskapillare mittig verlässt.
8. X und Y am unteren Koordinatentisch so justieren, dass der Pelletstrahl in X-Richtung und in Y-Richtung mittig über dem Skimmer liegt.
9. X' und Y' so einstellen, dass der Pelletstrahl den Beam Dump erreicht, ohne die Wände des Strahlrohrs zu berühren. Beachten, dass die COSY-Shutter geöffnet sind.
10. Wird der Beam Dump erreicht, können die Drücke und die Frequenz nachjustiert werden um die Pelletrate zu maximieren. Dabei ist zu beachten, dass Änderungen eines Parameters in der Regel ebenfalls Änderungen der anderen Parameter nötig machen. Auch die Koordinatentische müssen entsprechend nachgeregelt werden.
11. Eine hohe Pelletrate wird durch einen möglichst hohen Druck im Beam Dump (PEG_6) angezeigt, eine saubere Strahlführung ohne ein Berühren der Wände des Strahlrohrs wird durch einen möglichst niedrigen Druck in der Streukammer (PEG_5) angezeigt.

A.1.9. Wechsel der Gasflaschen

Der normale Verbrauch an Helium beträgt etwa 10 bar/Tag im Wasserstoffbetrieb und etwa 20 bar/Tag im Deuteriumbetrieb. Ein Düsenwechsel verbraucht ca. 30 bar. Erreicht der Heliumdruck einen Wert von 20 bar, sollte spätestens ein Flaschenwechsel vorgenommen werden. Der Verbrauch an Wasserstoff oder Deuterium liegt bei etwa 5 bar/Tag. Auch hier sollte spätestens bei 20 bar die Flasche gewechselt werden. Ein Flaschenwechsel wird folgendermaßen durchgeführt:

1. Neue Flasche vom Flaschenlager zum Flaschenschrank bringen.
2. Neue Flasche auf den Platz neben der zu wechselnden Flasche stellen. Zuvor gegebenenfalls alte Flasche entfernen.
3. Sicherstellen, dass das Ventil im Gasanschluss der neuen Flasche geschlossen ist.
4. Neue Flasche ans Gassystem anschließen.
5. Die bisherigen Schritte können auch im Voraus vorgenommen werden um den eigentlichen Flaschenwechsel zu beschleunigen. Die nun folgenden Schritte erst durchführen, wenn die Flasche gewechselt werden muss.
6. Neue Flasche öffnen.
7. Drehregler am Bleedout-Ventil von „Target“ auf „Close“ stellen.
8. Alte Flasche zudrehen und Ventil am Gasanschluss schließen.
9. Ventil am Gasanschluss der neuen Flasche öffnen.
10. Drehregler am Bleedout-Ventil einige Male kurz von „Close“ auf „Bleedout“ und zurück drehen. Auf diese Weise wird die Gasleitung von Verunreinigungen beim Flaschenwechsel gereinigt.
11. Drehregler am Bleedout-Ventil auf „Target“ stellen.

A.1.10. Betrieb des Deuteriumgenerators

Der Deuteriumgenerator produziert das für den Betrieb des Targets nötige Deuterium mittels Elektrolyse direkt aus schwerem Wasser. Es sollte ein Druck von 3 bar am Reiniger eingestellt werden. Der Verbrauch an schwerem Wasser liegt bei etwa 1 Liter/Woche. Während des Betriebs sollte der Füllstand täglich überprüft werden. Dazu kann der Deckel des Generators abgehoben werden. Es wird dann eine Skala sichtbar, an der der Füllstand abgelesen werden kann. Bei zu niedrigem Füllstand wird eine optische Warnung (blinkende rote LED an der Gehäusefront)

ausgegeben. Um den Deuteriumgenerator nachzufüllen, wird zunächst der Deckel entfernt. Auf der rechten Seite wird nun ein Schraubverschluss sichtbar, der ebenfalls entfernt wird. In den Einfüllstutzen wird mit einem Trichter ein Liter schweres Wasser eingefüllt, danach werden Schraubverschluss und Deckel wieder geschlossen.

A.1.11. Betrieb der Gasreiniger

Das Gassystem enthält zwei Gasreiniger für Wasserstoff bzw. Deuterium. Beide Reiniger müssen zu Beginn einer Strahlzeit eingeschaltet werden, indem sie auf eine Temperatur von 300°C eingestellt werden. Diese Temperatur wird nach wenigen Minuten erreicht, danach sind die Reiniger betriebsbereit. Werden die Reiniger nach einer Strahlzeit ausgeschaltet, sollten sie zunächst komplett abgepumpt werden, bevor sie abgeschaltet werden. Da die Reiniger im Betrieb nur für Wasserstoff und Deuterium durchlässig sind, jedoch nicht für andere Gase, sammeln sich an der Membran im Laufe der Zeit Verunreinigungen an, welche den Gasfluss behindern. Aus diesem Grund sollte regelmäßig, spätestens jedoch bei deutlicher Verringerung des Gasflusses, ein Bleedout vorgenommen werden. Dazu werden zunächst alle für den Bleedout nötigen Ventile, bis auf das eigentliche Bleedout-Ventil, geöffnet. Das Bleedout-Ventil wird nun einige Male kurz geöffnet und wieder geschlossen. Danach werden alle anderen Ventile auch wieder geschlossen.

A.1.12. Typische Betriebsparameter

Die folgenden Werte stellen typische Betriebsparameter während des Betriebs mit Wasserstoff oder Deuterium dar. Erhebliche Abweichungen von diesen Werten können auf ein Problem hindeuten.

- CAG_1 \approx 400 – 800 mbar
- CAG_2 \approx 35 mbar (Wasserstoff); 90 mbar (Deuterium)
- CAG_3 \approx 20 mbar (Wasserstoff); 60 mbar (Deuterium)
- PEG_1 \approx 10^{-7} mbar
- PEG_2 \approx $10^{-7} - 10^{-8}$ mbar
- PEG_3 \approx 10^{-3} mbar
- PEG_4 \approx 10^{-6} mbar
- PEG_5 \approx $10^{-7} - 10^{-6}$ mbar
- PEG_6 \approx 10^{-4} mbar

- $T_{\text{Nozzle}} \approx 16 \text{ K}$ (Wasserstoff); 20 K (Deuterium)
- Freq $\approx 60 - 90 \text{ KHz}$
- Amp $\approx 3,7 \text{ V}$
- He-Flow $\approx 9 \%$
- H_2/D_2 -Flow $\approx 14 \%$
- Die Einstellungen der Koordinatentische werden hier nicht extra aufgeführt, da sich diese je nach Düse und Vakuuminjektionskapillare erheblich unterscheiden können.

A.1.13. Aufruf der Targetsoftware oder eines xh-Displays von beliebigen Rechnern aus

- Unter Linux ist der Login direkt über eine Konsole möglich, unter Windows ist ein Shell-Client (z.B. Putty) und ein X-Server (z.B. Xming) nötig. Die erforderlichen Logins und Passwörter sind der Kollaboration bekannt, werden hier aus Sicherheitsgründen jedoch nicht aufgelistet.

A.1.14. Bekannte Probleme und deren Lösung

- Schneller Abfall des Drucks ($\gg 1 \text{ mbar/Tag}$) in der Droplettkammer (CAG_3), CAG_2 gleichzeitig konstant:

Dieses Problem wird in der Regel durch Verunreinigungen in der Heliumleitung verursacht, welche beispielsweise durch einen nicht ausreichenden Bleedout nach einem Flaschenwechsel hervorgerufen werden können.

Abhilfe: Target in den Standby-Modus bringen, erneuten Bleedout durchführen, Heliumleitung abpumpen, Target neu starten.

- Plötzliches Ansteigen des Wasserstoff-/Deuteriumdrucks (CAG_1), keine Reaktion auf Druckverringerung mit der Fernbedienung

Dieses Problem wird durch einen Absturz der Ventilsteuering für ADV_1 verursacht.

Abhilfe: ADV_1 ausschalten, Reset von Kanal A, ADV_1 wieder einschalten und vorherigen Druck neu einstellen.

- Düse beginnt zu stottern (tritt vor allem im Deuteriumbetrieb auf). Aussetzer erst kurz, dann länger werdend.

A. Anhang

Ein Stottern der Düse deutet auf Verunreinigungen im Gassystem und in der Düse hin. Tritt im Deuteriumbetrieb regelmäßig auf.

Abhilfe: Target gemäß Abschnitt A.1.6 regenerieren.

- Verflüssigung des Wasserstoffs/Deuteriums dauert ungewöhnlich lange, dabei nur geringer Gasfluss.

Die Ursache für verminderten Gasfluss ist häufig eine Verunreinigung am Gasreiniger. Dieser Effekt tritt regelmäßig, jedoch relativ selten (>1 Woche) auf.

Bleedout am Gasreiniger gemäß Abschnitt A.1.11 durchführen.

- Wasserstoff-/Deuteriumdruck fällt langsam ab, Druck lässt sich noch vermindern, lässt sich jedoch nicht mehr über einen bestimmten Wert erhöhen. H_2/D_2 -Gasfluss ist geringer als normal.

Die Ursache für verminderten Gasfluss ist häufig eine Verunreinigung am Gasreiniger. Dieser Effekt tritt regelmäßig, jedoch relativ selten (>1 Woche) auf.

Bleedout am Gasreiniger gemäß Abschnitt A.1.11 durchführen.

- Lebensdauer des Targets im Deuteriumbetrieb ist deutlich geringer als normal ($\ll 40$ h).

Eine deutlich verminderte Lebensdauer des Targets ist ein Anzeichen für ein Leck im Gassystem hinter dem Reiniger oder einen Schaden am Reiniger selbst.

Abhilfe: Gegebenenfalls Verbindungen am Target nachziehen, Lecksuche durchführen, Gasreiniger überprüfen.

- Kein stabiler Dropletstrahl möglich, Dropletstrahl verlässt Düse nicht senkrecht (selten), Gasfluss vermindert, beim Start des Targets (Abschnitt A.1.2) zeigt der Plot von CAG_3 einen deutlich geringeren Sättigungswert als zuvor bzw. CAG_3 steigt nur noch langsam oder gar nicht mehr, mehrfache Regeneration bringt keine Besserung.

Die genannten Symptome deuten auf eine defekte Düse hin. Zuvor sollten jedoch Lecks im Gassystem und andere mögliche Ursachen ausgeschlossen werden.

Abhilfe: Düsenwechsel gemäß Abschnitt A.1.7 durchführen.

- Nach einem Düsenwechsel nur schlechtes Stützvakuum (PEG_2).

Die Ursache für ein schlechtes Stützvakuum nach einem Düsenwechsel ist meistens eine fehlerhafte Indiumdichtung.

Abhilfe: Düsenwechsel gemäß Abschnitt A.1.7 erneut durchführen.

- Ausfall der Anzeigen für Druckmesser und Ventile, ein oder mehrere Koordinatentische nicht mehr steuerbar.

Diese Probleme deuten auf einen Absturz der VME-Rechner hin.

Abhilfe: Reset der VME-Rechner, gegebenenfalls Simatic auf korrekten Betrieb kontrollieren.

- Trotz korrekt justiertem Target keine Pellets im Beam Dump

Erreichen die Pellets den Beam Dump nicht, sind in der Regel die COSY-Shutter geschlossen. Die Shutter schließen sich automatisch bei zu hohem Druck in der Streukammer. Dies kann beispielsweise beim Abschalten des Targets z.B. bei einer Regeneration auftreten.

Abhilfe: COSY-Shutter öffnen (von unten nach oben).

Literaturverzeichnis

- [A⁺04] ADAM, H. H. et al.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich „WASA at COSY“*. Technischer Bericht, Forschungszentrum Jülich, 2004.
- [B⁺65] BERNSTEIN, J. et al.: *Possible C, T Noninvariance in the Electromagnetic Interaction*. Physical Review, 139(6B):B1650–B1659, 1965.
- [B⁺67a] BAGLIN, C. et al.: *Further results in direct search for C violating decay mode $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$* . Physics Letters, 24B(12):637–638, 1967.
- [B⁺67b] BILLING, K. D. et al.: *Search for the decay mode $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$* . Physics Letters, 25B(6):435–439, 1967.
- [B⁺68] BAZIN, M. J. et al.: *An evaluation of searches for C nonconservation in eta decay*. Physical Review Letters, 20(16):895–898, 1968.
- [B⁺06] BATTAGLIERI, M. et al.: *Search for $\Theta^+(1540)$ pentaquark in high statistics measurement of $\gamma p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ n$ at CLAS*. Physical Review Letters, 96, 2006.
- [B⁺08] BERGMANN, F. et al.: *The WASA-at-COSY pellet target*. FZ Jülich IKP Annual Report, Seite 52, 2008.
- [Ber09] BERGMANN, F.: *Studien zum seltenen Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [BR96] BRUN, R. und F. RADEMAKERS: *ROOT - an object oriented data analysis framework*. Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, 1996.
- [C⁺64] CHRISTENSON, J. H. et al.: *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*. Physical Review Letters, 13:138–140, 1964.
- [C⁺06] CIRELLI, M. et al.: *Cosmology of neutrinos and extra light particles after WMAP3*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 013, 2006.
- [Cal08] CALÉN, H.: *Pellet beam dump modification*. WASA-at-COSY Collaboration WIKI - ID: Pelletdump_HC080107, Januar 2008.

- [CH92] COUSINS, R. D. und V. L. HIGHLAND: *Incorporating systematic uncertainties into an upper limit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 320:331–335, 1992.
- [Che67] CHENG, T. P.: *C-Conserving decay $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ in a Vector-Meson-Dominant Model*. Physical Review, 162(5):1734–1738, 1967.
- [Coh93] COHEN, A.: “*Relativistic Astrophysics and Particle Cosmology*“ Proceedings of Symposium, Annals of the New York Academy of Science 688. New York Academy of Science, 1993. 233.
- [D⁺97] DIAKONOV, D. et al.: *Exotic Anti-Decuplet of Baryons: Prediction from Chiral Solitons*. Zeitschrift für Physik, A359:305–314, 1997.
- [Dyr97] DYRING, J. M.: *Detailed Studies of the Reaction $pp \rightarrow pp\eta$ using a Straw Chamber Tracking Device*. Doktorarbeit, Uppsala Universitet, 1997.
- [E⁺96] EKSTRÖM, C. et al.: *Hydrogen pellet targets for circulating particle beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 371:572–574, 1996.
- [FC98] FELDMAN, G. J. und R. D. COUSINS: *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*. Physical Review D, 57(7):3873–3889, April 1998.
- [Fey87] FEYNMAN, R. P.: *The reason for antiparticles*. The 1986 Dirac memorial lectures. Cambridge University Press, 1987. ISBN 0-521-34000-4.
- [Fra02] FRANSSON, K.: *The trigger system of the CELSIUS/WASA detector*. Physica Scripta, T99:176–182, 2002.
- [G⁺07] GEBEL, R. et al.: *Operation of the injector cyclotron JULIC for the cooler synchrotron COSY/Jülich*. Cyclotrons and Their Applications 2007, Eighteenth International Conference, 2007.
- [GEA93] GEANT - DETECTOR DESCRIPTION AND SIMULATION TOOL.: *CERN Program Library Long Writeup*. (W5013), 1993.
- [GM64] GELL-MANN, M.: *A schematic Model of Baryons and Mesons*. Physics Letters, 8(3):214–215, 1964.
- [Gos08] GOSLAWSKI, P.: *Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der η -Masse am Experimentaufbau ANKE*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.

- [H⁺04] HEJNY, V. et al.: *ANKE RootSorter - Users Guide*, 2004.
- [H⁺08] HEJNY, V. et al.: *Performance issues of the new DAQ system for WASA at COSY*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 55:261–264, 2008.
- [Hic05] HICKS, K.: *An Experimental Review of the Θ^+ Pentaquark*. Journal of Physics: Conference Series, 9:183–191, 2005.
- [Hig64] HIGGS, P. W.: *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Physical Review Letters, 13(16):508–509, 1964.
- [J⁺75] JANE, M. R. et al.: *A new upper limit for the branching ratio for the decay $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$* . Physics Letters, 59B(1):99–102, 1975.
- [J⁺02] JARLSKOG, C. et al.: *On Searches for CP, T, CPT and C Violation in Flavour-Changing and Flavour-Conserving Interactions*. Physica Scripta, T99:23–33, 2002.
- [Jac04] JACEWICZ, M.: *Measurement of the Reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ with CELSIUS/WASA at 1.36 GeV*. Doktorarbeit, Uppsala Universitet, 2004.
- [K⁺06] KLEINES, H. et al.: *The new DAQ system for WASA at COSY*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 53:893–897, 2006.
- [Koc04] KOCH, I.: *Measurements of $2\pi^0$ and $3\pi^0$ Production in Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy of 2.465 GeV*. Doktorarbeit, Uppsala Universitet, 2004.
- [Mai97] MAIER, R.: *Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 390:1–8, 1997.
- [Mer07] MERSMANN, T.: *Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Mesonen und ^3He -Kernen am Experimentaufbau ANKE*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [Mil08] MILKE, N.: *Studien zum verbotenen Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [N⁺05] NEFKENS, B. M. K. et al.: *Test of Charge Conjugation Invariance*. Physical Review Letter, 94, 2005.
- [N⁺10] NAKAMURA, K. et al.: *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37(075021):186, 2010.
- [Noe18] NOETHER, E.: *Invariante Variationsprobleme*. Göttinger Nachrichten, Seiten 235–257, 1918.

- [NP93] NG, J. N. und 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.
- [P⁺61] PEVSNER, A. et al.: *Evidence for a Three-Pion Resonance Near 550 Mev*. Physical Review Letters, 7:421–423, 1961.
- [P⁺65] PRICE, LEROY R. et al.: *Search for $\eta^0 \rightarrow e^+ e^- \pi^0$* . Physical Review Letters, 15(3):123–125, 1965.
- [P⁺08] PRICKING, A. et al.: *Upgrade of the WASA Detector with a new Forward Window Hodoscope*. Deutsche Physikalische Gesellschaft Tagung, HK 11.7, 2008.
- [R⁺65] RITTENBERG, A. et al.: *Search for C-invariance violation in $\eta(958 \text{ MeV})$ and $\eta(549 \text{ MeV})$ decays*. Physical Review Letters, 15(13):556–560, 1965.
- [R⁺05] RAUSMANN, T. et al.: *Status of the pellet target for the WASA@COSY experiment*. FZ Jülich IKP Annual Report, 2005.
- [Rub99] RUBER, R.: *An ultra-thin-walled superconducting solenoid for meson-decay physics*. Doktorarbeit, Uppsala Universitet, 1999.
- [Sak67] SAKHAROV, A. D.: *Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 5(1):32–25, 1967.
- [Smi68] SMITH, J.: *C-Conserving Decay Modes $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ and $\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$* . Physical Review, 166(5):1629–1632, 1968.
- [Tro95] TROSTELL, B.: *Vacuum injection of hydrogen micro-sphere beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 362:41–52, 1995.
- [W⁺57] WU, C. S. et al.: *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Physical Review, 105:1413 – 1415, 1957.
- [W⁺06] WINNEMÖLLER, A. et al.: *Status of the pellet target for the WASA-at-COSY experiment*. FZ Jülich IKP Annual Report, 2006.
- [W⁺07] WINNEMÖLLER, A. et al.: *Status of the pellet target for the WASA@COSY experiment*. FZ Jülich IKP Annual Report, 2007.
- [W⁺08] WINNEMÖLLER, A. et al.: *The WASA-at-COSY pellet target*. FZ Jülich IKP Annual Report, 2008.
- [Wei67] WEINBERG, S.: *A Model of Leptons*. Physical Review Letters, 19(21):1264–1266, 1967.
- [Wir10] WIRZBA, A.: *private Kommunikation*. 2009/2010.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Alfons Khoukaz danke ich dafür, dass er mir die Promotion in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat. Seine freundschaftliche und geduldige Unterstützung sowie die interessante und herausfordernde Aufgabenstellung haben mir die Zeit sehr angenehm gemacht.

Herrn Prof. Dr. Christian Weinheimer danke ich für die Übernahme des Koreferrats und die hilfreichen Ratschläge, vor allem gegen Ende meiner Promotion.

Herrn Prof. Dr. Gernot Münster danke ich dafür, dass er sich als Drittprüfer für meine Prüfung zur Verfügung gestellt hat.

Den momentanen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die großartige und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre. Dies sind Dipl. Phys. Florian Bergmann, Dipl. Phys. Annika Passfeld, Christina Husmann, Dipl. Phys. Esperanza Köhler, Dipl. Phys. Alexander Täschner, Dipl. Phys. Michael Papenbrock, Dipl. Phys. Malte Mielke, Ingo Burmeister, Dipl. Phys. Paul Goslawski, Daniel Schröer, Andrea Nustede, Dr. Tobias Rausmann, Dipl. Phys. Stephan General, Dipl. Phys. Natalie Milke, Dipl. Phys. Jennyfer Otte, Dr. Timo Mersmann, Kay Demmich und Ann-Katrin Hergemöller. Hier möchte ich insbesondere Dr. Tobias Rausmann für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau und Betrieb des Targets in Jülich danken, sowie Dipl. Phys. Alexander Täschner für seine Hilfsbereitschaft, wenn es Probleme mit der Software gab.

Der WASA-at-COSY-Kollaboration danke ich für die Unterstützung sowohl bei meiner Analyse als auch beim Aufbau und Betrieb des Targets. Insbesondere möchte ich Dr. Magnus Wolke, Dr. Volker Heiny, Dr. Andrzej Kupsc, Dr. Christian Pauly und Dr. Christoph Redmer danken. Auch bei den weiteren Mitarbeitern des Forschungszentrums Jülich möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit bedanken. Hier seien vor allem Guido D'Orsaneo und Dirk Spölgen genannt. Auch die „COSY-Crew“ möchte ich nicht vergessen. Ich konnte mich immer auf sie verlassen, wenn Hilfe bei Reparaturen des Targets nötig war.

Dr. Andreas Wirzba danke ich für die bereitwillige Hilfe, wenn ich Schwierigkeiten mit der Theorie hatte.

Dipl. Phys. Florian Bergmann, Dipl. Phys. Annika Passfeld, Dipl. Phys. Esperanza Köhler, Christina Husmann, Ute Winnemöller und Christian Winnemöller danke ich für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Besonders möchte ich auch all meinen Freunden danken, die mich durch mein

Literaturverzeichnis

Studium und/oder durch die Promotion begleitet haben. Alle hier aufzuzählen, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, jedoch möchte ich zumindest einige (in zufälliger Reihenfolge) nennen: Dr. Tobias Heil, Dipl. Phys. Kirsten Sunder, Dipl. Phys. Michael Grevenstette, Dipl. Phys. Uwe Hehmann, Dr. Matthias Böcker, Nina Böcker, Dr. Jan-Fiete Grosse-Oetringhaus, Dipl. Phys. Katrin Horstmann, Dr. Timo Mersmann, Dipl. Phys. Florian Bergmann, Dipl. Phys. Annika Passfeld, Dipl. Phys. Stefan Korsten, Anne Wegmann, Dipl. Phys. Michael Zacher, Dipl. Phys. Jan Thies, Dipl. Phys. Peter Puppe, Dipl. Phys. Pia Heinrichs, Dipl. Phys. Sebastian Vöcking, Dipl. Phys. Michael Papenbrock, Dipl. Phys. Malte Mielke, Nicole Striet, Dipl. Phys. Natalie Milke, Dipl. Phys. Jennyfer Otte, Dipl. Phys. Stephan General, Dipl. Phys. Alexander Hartmann, Silke Schneider, Dipl. Phys. Christine Wieferink, Dr. Jürgen Wieferink, Mareike Teiwas, Dipl. Phys. Jan Schmoldt, Tanja Wielage, Carolin Werning, Christina Hartmann, David Jungnitz, Benjamin Gust, Anne Hartmann, Anne Hüntemann, Jan-Philipp van de Sand, Alexander Leonhardt, Simon Hollermann, Melissa Cartwright Swanzy, Mike Swanzy, Julia und Jens Barlag, Natalie und Martin Kretschmer, Britta Wichtrup und Carsten Leukert.

Der Kaffeerunde danke ich für wertvolle und lehrreiche Diskussionen.

Meiner Familie danke ich für ihre Unterstützung während meines Studiums und der Promotion.

Ganz besonders danken möchte ich meiner Frau Ute. Danke, dass du meine Läufen erträgst und immer für mich da bist.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, im Januar 2011

.....
(Alexander Winnemöller)