

Erste Messung der Reaktion
 $p\ d \rightarrow\ ^3\text{He}\ K^+\ K^-$
mit dem MOMO-Experiment an
COSY

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Rolf Ibal

aus Koblenz

Bonn 2000

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich - Wilhelms - Universität Bonn

Zusammenfassung

Das MOMO-Experiment wurde zur Erforschung der Mesonenproduktion nahe ihrer Produktionsschwellen über die Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ konzipiert.

Nach den Untersuchungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ zwischen 28 MeV und 92 MeV Überschußenergie oberhalb der Reaktionsschwelle wurde der MOMO-Experimentaufbau um eine aus 16 Szintillatoren bestehende Detektoreinheit erweitert und mit der Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ begonnen.

In einer ersten Meßreihe mit einer Überschußenergie von 56 MeV oberhalb der Reaktionsschwelle bestimmte sich der totale Wirkungsquerschnitt zu $\sigma_{tot} = (17.5 \pm 1.8)$ nb. Die zweistufige Kaonenproduktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ und $\phi \rightarrow K^+ K^-$ zeigte sich eindeutig in den Daten und ihr Wirkungsquerschnitt berechnete sich zu $\sigma = (1.4 \pm 0.6)$ nb.

Im Gegensatz zu der Pionenproduktion über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ lassen sich die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\cos(\vartheta_{KK})$ und $d\sigma/dT_{KK}$ der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ mit Phasenraumsimulationen beschreiben.

Das Auftreten der Resonanzen $a_o(980)$ und $f_o(975)$ über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ und $X \rightarrow K^+ K^-$ konnte weder bestätigt noch widerlegt werden. Sollten die Resonanzen $a_o(980)$ und $f_o(975)$ bei der Kaonenproduktion über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ als Zwischenzustände auftreten, so ist die Summe ihrer totalen Wirkungsquerschnitte im untersuchten Massenbereich kleiner als $\sigma_{a_o(980), f_o(975)} \leq 5$ nb.

gewidmet
Sabrina, Merle, Johannes,
Isabelle, Alex, Jan, Tom und Tobias.

Inhaltsverzeichnis

Thema der Arbeit	4
1 Einleitung	5
1.1 Experimentelle Situation	7
1.2 Messung der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$	11
2 Das MOMO-Experiment an COSY	15
2.1 Pionen- und Kaonenproduktion an MOMO	15
2.1.1 Beobachtete Größen und Meßbereiche	16
2.2 Das Cooler Synchrotron COSY	17
2.3 Der Experimentaufbau am Strahlplatz BIG KARL	19
2.3.1 BIG KARL, Driftkammern und Hodoskope	20
2.3.2 Das Flüssig-Deuterium-Target	23
2.3.3 Der Vertexdetektor und das segmentierte Hodoskop	25
2.3.4 Monitoring, Luminositätsüberwachung	26
2.4 Datenaufnahme und Datenverarbeitung	28
2.4.1 Trigger	28
2.4.2 Elektronik	29
2.4.3 Datenaufnahme	33
3 Aufbau des 16-fach segmentierten Hodoskops	34
3.1 Motivation	34
3.2 Beschreibung und Aufbau des Detektors	36
3.2.1 Entwicklungsphase	36
3.2.2 Hardware	37
3.3 Erste Testmessung am Strahlplatz BIG KARL	38
3.3.1 Erweiterung und Umbau der Datenaufnahme	38
3.3.2 Integration des Hodoskops in das MOMO-Experiment	39

4	Erwartungen und Simulationen	44
4.1	Simulationsgrundlagen	44
4.1.1	Eigenschaften der Programme FOWL++ und YODA	45
4.2	Simulationsrechnungen	46
4.2.1	Detektorakzeptanzen	46
4.2.2	Simulation der Datenaufnahme	50
4.2.3	Datenreduktion mit dem segmentierten Hodoskop	53
5	Auswertung der Meßdaten	56
5.1	Datenreduktion	56
5.1.1	Identifikation der Heliumkerne	57
5.1.2	Kaonenidentifikation	59
5.1.3	Tests zu Energie- und Impulserhaltung	61
5.1.4	Auswahl der endgültigen Datenschnitte	64
5.1.5	Untergrundmessung ohne Target	66
5.2	Aufbereitung der Daten	66
5.2.1	Invariante Massenquadrate und Relativenergien	66
5.2.2	Winkelverteilungen	70
5.3	Normierung der Ergebnisse	70
5.3.1	Schätzungen anhand der Meßwerte	74
5.3.2	Fehlerbetrachtung	77
6	Zusammenfassung und Ausblick	79
6.1	Experimentelle Entwicklung	79
6.2	Meßergebnisse	80
6.2.1	$pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$	80
6.2.2	$pd \rightarrow {}^3He K^+ K^-$	81
6.3	Ausblick	81
	Literatur	83

Thema der Arbeit

Nach dem erfolgreichen Nachweis der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ wurde der MOMO-Experimentaufbau zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ erweitert. Ob sich die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ mit ähnlichen Produktionsmechanismen beschreiben läßt wie die bereits gemessene, ob sie Phasenraumsimulationen folgt oder gänzlich neue Überlegungen fordert und ob ihr invariantes Massenspektrum Resonanzen zeigt, interessierte besonders.

Eine neue Detektorkomponente, bestehend aus 16 Szintillatorsegmenten, ergänzt den bereits vorhanden Vertexdetektor, der die Flugrichtungen vom Target kommender Teilchen vermißt. Die neue Detektorkomponente liefert synchron dazu die Energieabgaben dieser Teilchen in Plastikszintillatoren. Erst mit ihr wurde es möglich mit dem MOMO-Experimentaufbau die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ eindeutig zu vermessen. Darüber hinaus erweitert sie den MOMO-Detektor, so daß dieser auch zur Messung anderer interessanter Reaktionen und auch an anderen Beschleunigern herangezogen werden kann.

Das Thema dieser Arbeit ist die Integration des neuen Detektors in den bisherigen Aufbau des Experiments, die Anpassung des gesamten Experimentaufbaus an die zur Vermessung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ notwendigen Energiebereiche, sowie die Durchführung erster Messungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ mit dem MOMO-Experiment.

Das erste Kapitel stellt die Physik, für die dem MOMO-Experiment zugänglichen Energiebereiche und Elementarteilchen vor. Anschließend werden die bis heute mit dem MOMO-Experiment gemessenen und ausgewerteten Ergebnisse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ vorgestellt.

Das folgende Kapitel beschreibt die Experimentidee und den Experimentaufbau.

Die Entwicklung, die Integration und die Tests der neuen Detektorkomponente während einer Teststrahlzeit werden im anschließenden Kapitel vorgestellt.

Notwendige Überlegungen und Simulationsrechnung, von der Planungsphase bis hin zu den Auswertarbeiten werden im vorletzten Kapitel erläutert und abschließend wird die erste Auswertung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ vorgestellt.

Kapitel 1

Einleitung

Die Wechselwirkungen der kleinsten bekannten Bausteine der Materie, den Quarks, beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD). Im Gegensatz zu der Quantenelektrodynamik (QED), den Theorien zur Beschreibung der schwachen- oder elektroschwachen Wechselwirkung und zu der Gravitation, vergrößern sich die attraktiven Kräfte der Quarks, wenn diese sich voneinander entfernen. Ein weiterer Unterschied liegt in der beschränkten Reichweite der starken Wechselwirkung:

Je größer der Abstand zweier Quarks wird, desto mehr Energie muß aufgebracht werden, um diese voneinander zu entfernen. Ab einem bestimmten Abstand ist diese Energie so groß, daß sich spontan Quark-Antiquarkpaare bilden, und die ursprünglichen Quarks bezüglich der starken Wechselwirkung entkoppeln. Verantwortlich für die attraktiven Kräfte sind im Modell der QCD Gluonen, die innerhalb der QCD die Austauscheteilchen bzw. Feldquanten darstellen. Im Gegensatz zu den Feldquanten der QED, den Photonen, sind die Gluonen nicht neutral sondern besitzen Farbladungen, so daß sie auch untereinander wechselwirken.

Die Komplexität der QCD erlaubt bis heute lediglich befriedigende Rechenmodelle für Energiebereiche, in denen die Quarks als quasi-freie Teilchen beobachtet werden. Hier sind die elektromagnetischen Kräfte im Vergleich zu denen der starken Wechselwirkung vernachlässigbar klein, so daß die Beschreibung der wirkenden Kräfte ausschließlich durch die Quantenchromodynamik erfolgt.

Anders ist die Situation, wenn man die elementarsten Teilchen in einem anderen Energiebereich, bzw. mit einer anderen Auflösung beobachtet. Können selbst mehrere Quarks nicht mehr aufgelöst werden, und beobachtet man nur die Summe vieler Quarks als Mesonen, Protonen, Neutronen oder größere Atomkerne und zusätzlich Leptonen, beschreiben die Quantenelektrodynamik und die Kernphysik die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander. Effekte der QCD sind wegen der kurzen Reichweite der starken Wechselwirkung nicht direkt zu beobachten.

Unter Mittlereenergiephysik versteht man heute den Energiebereich, in dem die Energie zu groß ist um die starke Wechselwirkung zu vernachlässigen, aber zu klein um mit Rechenmodellen der QCD befriedigende Beschreibungen zu finden.

Sogenannte effektive Theorien, basierend auf Modellen der QED, der QCD, aber auch einfache phänomenologische Modelle versuchen die experimentellen Resultate zu erklären.

Eines der ersten Modelle stammt von Yukawa, der Mesonen als fundamentale Austauschteilchen in der Kernphysik postulierte. Viele der heutigen Modelle sind dem Yukawa-Modell ähnlich, da auch sie Mesonen als Austauschteilchen beinhalten.

Im Bereich der Mittelenergiephysik ist die Untersuchung von Mesonen und Baryonen von besonderem Interesse. Mesonen als Quark-Antiquark-Paare und Baryonen als 3-Quark-Zustände sind die kleinsten hadronischen Bausteine der Materie, die bis heute eindeutig beobachtet wurden.

Die Erforschung ihrer Wechselwirkungs- und Produktionsmechanismen sollen Aufschluß darüber geben,

- ob es neben Mesonen und Baryonen (bzw. 2- und 3-Quarkzuständen) weitere stabile Mehrquarkzustände gibt,
- wie verschiedene Mesonen oder Baryonen untereinander wechselwirken (z.B. sogenannte Final State Interactions),
- welche Teilchenproduktionen über verschiedene Reaktionen prinzipiell möglich sind,
- mit welchen Quantenzahlen oder welchem *Quarkinhalt* einzelne Zustände behaftet sind,
- wie groß die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse sind und in welchem Verhältnis sie zueinander stehen,
- oder wie groß die Lebensdauern verschiedener Teilchen bzw. Resonanzen sind.

Dazu werden in den verschiedensten Experimenten unterschiedliche Reaktionen vermessen und Theoretiker versuchen in sich konsistente mathematische Modelle aufzustellen, deren Lösungen im Einklang mit den Meßdaten stehen.

Die Experimentideen der Hoch- und Mittelenergiephysik sind einander sehr ähnlich. Ein Teilchenstrahl¹ wird an einem Target oder einem anderen Teilchenstrahl gestreut und man vermißt die gestreuten Teilchen und ihre kinematischen Größen.

Die Experimentatoren sind somit gefordert, wohldefinierte Anfangszustände zu schaffen² und die Endzustände, also die gestreuten Teilchen, ausreichend genau zu vermessen.

¹Der Ausdruck *Teilchenstrahl* soll photoneninduzierte Reaktionen nicht ausschließen

²z.B. einen Teilchenstrahl herzustellen, dessen Teilchen eindeutig identifizierbar sind, nachvollziehbare Impuls-, Energie- und Intensitätswerte haben; oder, je nach Experiment, auch an bestimmte Quantenzahlen gebunden sind. Gleiches gilt für das Target.

1.1 Experimentelle Situation

Gegenstand des MOMO-Experiments ist die exklusive Untersuchung der schwelennahen Mesonenproduktion über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$, wobei X jeweils die gemessenen Mesonenpaare $\pi^+\pi^-$ oder K^+K^- sind. Experimentziele sind die Messungen der absoluten- und differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von Energie- und Winkelvariablen. Für die entsprechenden Energiebereiche sind diese Größen nur unzulänglich oder gar nicht bekannt; sie erweitern somit den Datenbestand und sie helfen die noch unbekanntenen Produktionsmechanismen besser zu verstehen und vorhandene Resonanzen zu erforschen.

Bereits vor Inbetriebnahme des MOMO-Experiments wurden Anregungsfunktionen³ der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ mehrmals vermessen, jedoch meistens inklusiv und nicht unmittelbar oberhalb der Reaktionsschwellen für die $\pi^+\pi^-$ - und K^+K^- -Produktionen. Die Abbildungen 1.1, 1.2, 1.3 und 1.4 zeigen wesentliche, bis dahin gemessene Ergebnisse.

Besonderes Augenmerk wurde in der Planungsphase des MOMO-Experiments auf die Untersuchung des ABC-Effekts gelegt, der bereits 1960 erstmals beobachtet wurde [ABAS 60]. Abashian, Booth und Crowe untersuchten damals die Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} X^0$ und $pd \rightarrow {}^3\text{H} X^+$. Abbildung 1.1 zeigt die gemessenen Wirkungsquerschnitte:

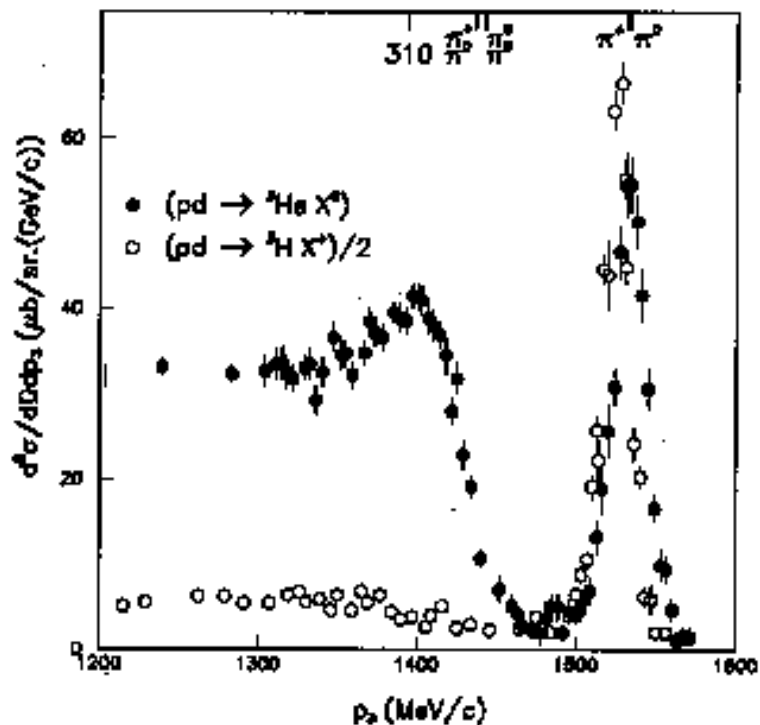


Abbildung 1.1: Differentieller Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} X^0$ und $pd \rightarrow {}^3\text{H} X^+$ bei $T_p = 743$ MeV und einer Detektion der ${}^3\text{H}$ - und ${}^3\text{He}$ -Kerne unter einem Laborwinkel von 11.8° [ABAS 63]. Die ${}^3\text{H}$ -Daten wurden durch 2 dividiert.

³Eine Anregungsfunktion ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der zur Verfügung stehenden Energie.

Die erzeugten ${}^3\text{H}$ - und ${}^3\text{He}$ -Kerne wurden unter einem festem Winkel und mit festem Impuls gemessen. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung kann somit den unbeobachteten Zuständen X eine Masse (*Missing Mass*) zugeordnet werden. Die obere Skala der Abbildung 1.1 zeigt diese Massen, sowie die Produktionsschwellen der einfachen und doppelten Pionenproduktion. In beiden Reaktionen ist eine Resonanz zu erkennen, die der einfachen Pionenproduktion (π^0 bzw. π^+) zugeordnet werden kann. Anders als im Reaktionskanal $pd \rightarrow {}^3\text{H} X^+$ mit Isospin $I = 1$ erscheint im Impulsspektrum der ${}^3\text{He}$ -Kerne eine Erhöhung bei einer Masse von etwa 310 MeV/c und einer Breite von ca. 25 MeV [ABAS 61] mit den Quantenzahlen Isospin $I = 0$ und $J^P = 0^+$ [ABAS 63], den sogenannten ABC-Effekt.

Ein neues Teilchen mit entsprechenden Quantenzahlen [ABAS 63], die Anregung zweier $\Delta(1232)$ -Resonanzen [RISS 73], eine starke Endzustandswechselwirkung (Final State Interaction) zweier Pionen [ABAS 63] [PLOU 90] oder gänzlich neue Phänomene könnten den ABC-Effekt erklären.

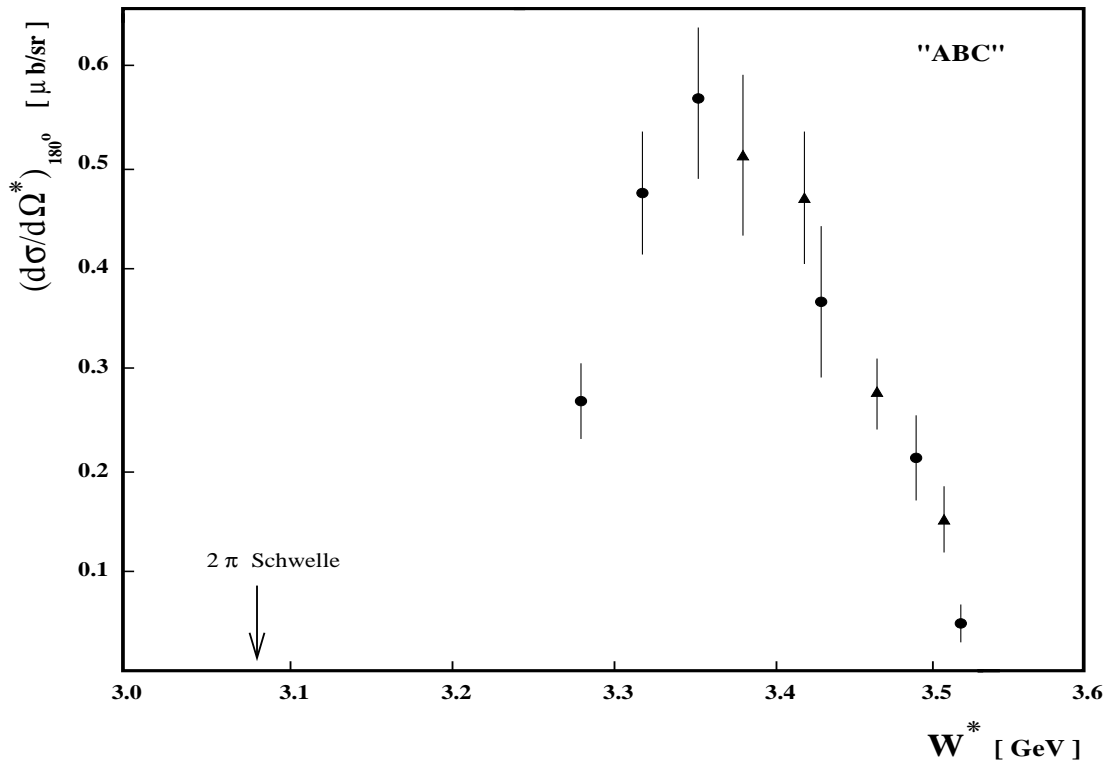


Abbildung 1.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion des ABC-Effekts in Abhängigkeit von der totalen Schwerpunktsenergie W^* bei einem ${}^3\text{He}$ cm-Winkel von 180° [BANA 73].

Abbildung 1.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt des ABC-Effekts über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ in Abhängigkeit der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem. Der ${}^3\text{He}$ -Kern wurde dabei unter einem Winkel von 180° im Schwerpunktsystem der Reaktion detektiert [BANA 73]. Deutlich zu erkennen ist ein Maximum des ABC-Effekts bei einer dem System zur Verfügung stehenden Gesamtenergie von etwa 3.35 GeV der zu größeren Energien kontinuierlich abfällt, so daß schließlich bei ca. 3.6 GeV nur noch 10% des maximalen Wirkungsquerschnitts gemessen wurden. Zu niedrigeren Energien hin ist der Datensatz unvollständig.

Es ist nicht erkennbar, ob der ABC-Effekt ein Hinweis für ein Teilchen mit der Masse von 310 MeV ist, da er in diesem Fall eine Reaktionsschwelle von $M_{^3\text{He}} + 310 \text{ MeV} \approx 3.12 \text{ GeV}$ haben müßte.

Das MOMO-Experiment mißt die Reaktion exklusiv und unmittelbar oberhalb der $2\text{-}\pi$ -Reaktionsschwelle; sollte ein weiteres Teilchen die Ursache für den ABC-Effekt sein oder Endzustandswechselwirkungen zweier Pionen, so sind in den MOMO-Datensätzen charakteristische Abweichungen von Phasenraumsimulationen zu erwarten.

Am Spektrometer SPES4⁴ wurde die Schwellenanregungsfunktion in einem weiten Bereich oberhalb der Reaktionsschwelle gemessen. Abbildung 1.3 zeigt die gemessenen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Strahlenergie. Bei dieser Messung wurden alle Ereignisse gezählt, bei denen der ^3He -Kern eindeutig nachgewiesen wurde. Erkennbare Überhöhungen zeigen sich an den jeweiligen Produktionsschwellen der Mesonen ω , η , ϕ und an den Schwellen zu den doppelten Kaonenproduktionen K^+K^- , K^0K^0 .

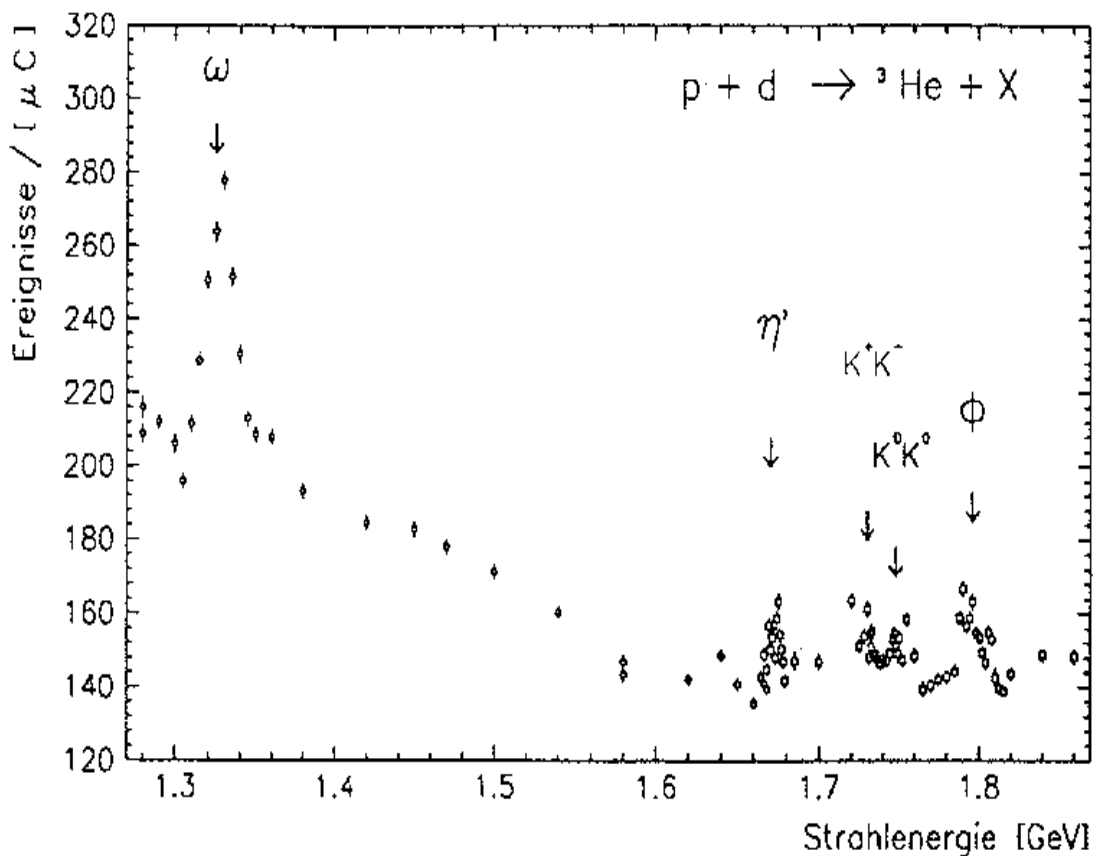


Abbildung 1.3: *Schwellenanregungsfunktion der Reaktion $pd \rightarrow ^3\text{He} X$ [WURZ 92].*

⁴SPES4 des Synchrotrons SATURNE des LNS (Laboratoire National Saturne) in Saclay, Frankreich.

Anhand dieser Daten ließen sich die Wirkungsquerschnitte für obige Mesonen berechnen (s. Abb. 1.4) ihre Produktionsmechanismen aber nur grob beschreiben.

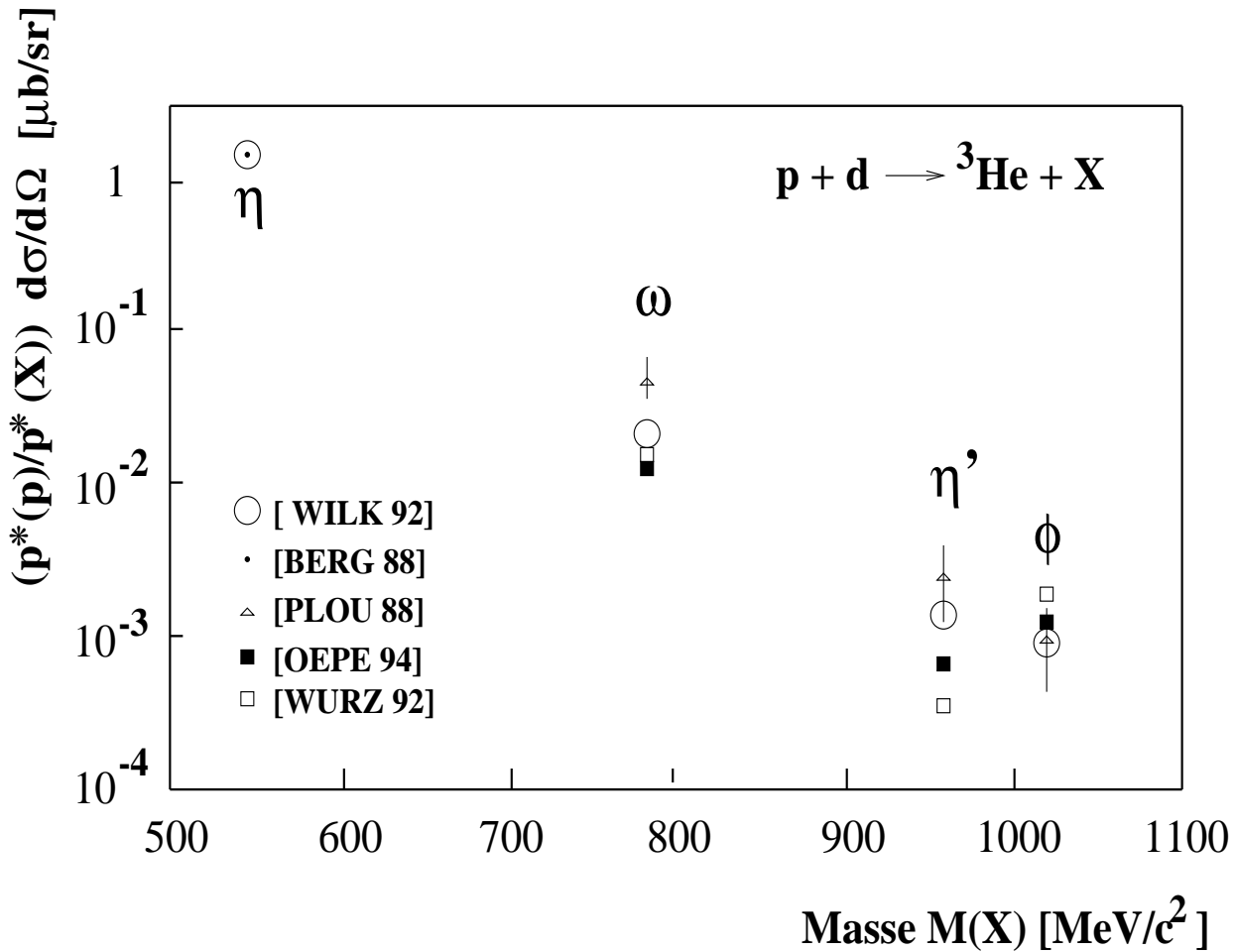


Abbildung 1.4: Schwellennahe Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$. Aufgetragen sind experimentelle Daten aus [PLOU 88], [WURZ 92] und [OEPE 94]. Die theoretischen Daten aus [WILK 92] wurden mit dem von [BERG 88] gemessenen Wirkungsquerschnitt für die η -Produktion normiert [OEPE 94].

Insbesondere die Anzahl der kaonischen Ereignisse über dem Untergrund war zu gering, als daß eine qualitative und quantitative Analyse möglich wäre. Neben den in Abbildung 1.3 erkennbaren Resonanzen ist die Erforschung der Mesonen $a_0(975)$ und $f_0(980)$ von besonderem Interesse. Weder ihre Zerfallskanäle, ihre Produktionsmechanismen, noch ihr Quarkinhalt wurden bisher ausreichend verstanden. Die Spekulationen in diesem Energiebereich reichen von KK -Molekülen und 4-Quarkzuständen, bis hin zu Gluonenbällen.

Die schwellennahe und exklusive Untersuchung der Kaonenproduktion über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ gibt Aufschluß darüber, ob die Kaonen direkt produziert werden oder über Resonanzen und ob ihr Produktionsmechanismus mit Phasenraumrechnungen zu beschreiben ist. Offene Fragen im entsprechenden Energie- und Massenbereich können vielleicht beantwortet, auf jeden Fall aber manche hypothetische Theorien ausgeschlossen werden.

1.2 Messung der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$

Die MOMO-Kollaboration untersuchte bis einschließlich 1997 die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$. In verschiedenen Strahlzeiten wurde sie mit Protonenimpulsen $p_p = 1060 \text{ MeV}/c$, $p_p = 1150 \text{ MeV}/c$ und $p_p = 1200 \text{ MeV}/c$ gemessen, so daß sich auf die Teilchen im Ausgangskanal die Überschußenergien $Q = 28.3 \text{ MeV}$, $Q = 69.3 \text{ MeV}$ und $Q = 92.4 \text{ MeV}$ in Form kinetischer Energien verteilte.

Die ausgewählten Einschußimpulse liegen alle nahe an der Reaktionsschwelle. Demnach sollten die Drehimpulse $L \neq 0$ unterdrückt sein und die Verläufe der einzelnen Spektren bei dominanter s-Wellenproduktion gut mit Phasenraumsimulationen übereinstimmen.

Ein Vergleich der gemessenen Daten mit einer willkürlich normierten Phasenraumsimulation bestätigt obige Vermutung im Helium-Pionen-System, zeigt aber erhebliche Abweichungen im Pion-Pion-System, siehe Abbildung 1.5.

Abbildung 1.5 beinhaltet etwa 15000 eindeutig nachgewiesene Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$, bei einer Überschußenergie $Q = 69.3 \text{ MeV}$. Zusätzlich zu den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeiten der Observablen Pion-Pion Relativenergie (a), Helium-Pion Relativenergie (b), $\cos(\theta_\pi)$ (c) und $\sin(\theta_{\pi-\pi p})$ (d,) sind willkürlich normierte Phasenraumkurven und theoretisch berechnete aufgetragen.

Die erhebliche Abweichung der Meßdaten von Phasenraumsimulationen im Pion-Pion-System führte zu den verschiedensten Spekulationen. Es wurde versucht den Datenverlauf mit aufgesetzten Resonanzen, wie beispielsweise dem spekulativen Dibaryon d' zu erklären, aber auch mit einer Unterdrückung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Relativenergien, beispielsweise durch einen Ladungsaustausch der Pionen⁵ $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

Die in Abbildung 1.5 gezeigten theoretischen Verläufe wurden unter der Annahme einer Kombination aus p- und s-Wellen berechnet:

Unmittelbar an der Zwei-Pionen-Schwelle ist die Dominanz der s-Wellenproduktion zu erwarten. Andererseits wurde ebenfalls nahe der Reaktionsschwelle auch der ABC-Effekt beobachtet, welcher mit einer p-Wellen Produktion der Pionen verträglich ist. Das MOMO-Experiment deckt einen dazwischenliegenden Energiebereich ab, welches vermuten läßt, die Zwei-Pionen-Produktion an MOMO ist eine Kombination aus p- und s-Welle. Unter dieser Annahme errechnet sich das über alle Spinrichtungen gemittelte Matrixelement zu

$$|M|^2 = k^2 \sin^2 \theta_k,$$

wobei \vec{k} den Relativimpuls $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$ der beiden Pionen und θ_k dessen Winkel zur Strahlachse bezeichnet [WILK 97]. Setzt man dieses Matrixelement in den allgemeinen Phasenraumsatz ein, erhält man die jeweiligen Vorschriften für die in Abbildung 1.5 gezeigten theoretischen Kurvenverläufe a, b, c und d.

⁵Insbesondere bei niedrigen Relativenergien der Pionen untereinander haben diese eine längere Wechselwirkungszeit, so daß die Wahrscheinlichkeit für einen eventuellen Ladungsaustausch ansteigt. Die so entstehenden ungeladenen Pionen sind für den MOMO-Detektor nicht nachweisbar und folglich wird der Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Relativenergien unterdrückt. Weitere Theorien und Diskussionen finden sich in den Arbeiten [BOHL 98], [BERG 97], [JOOS 96].

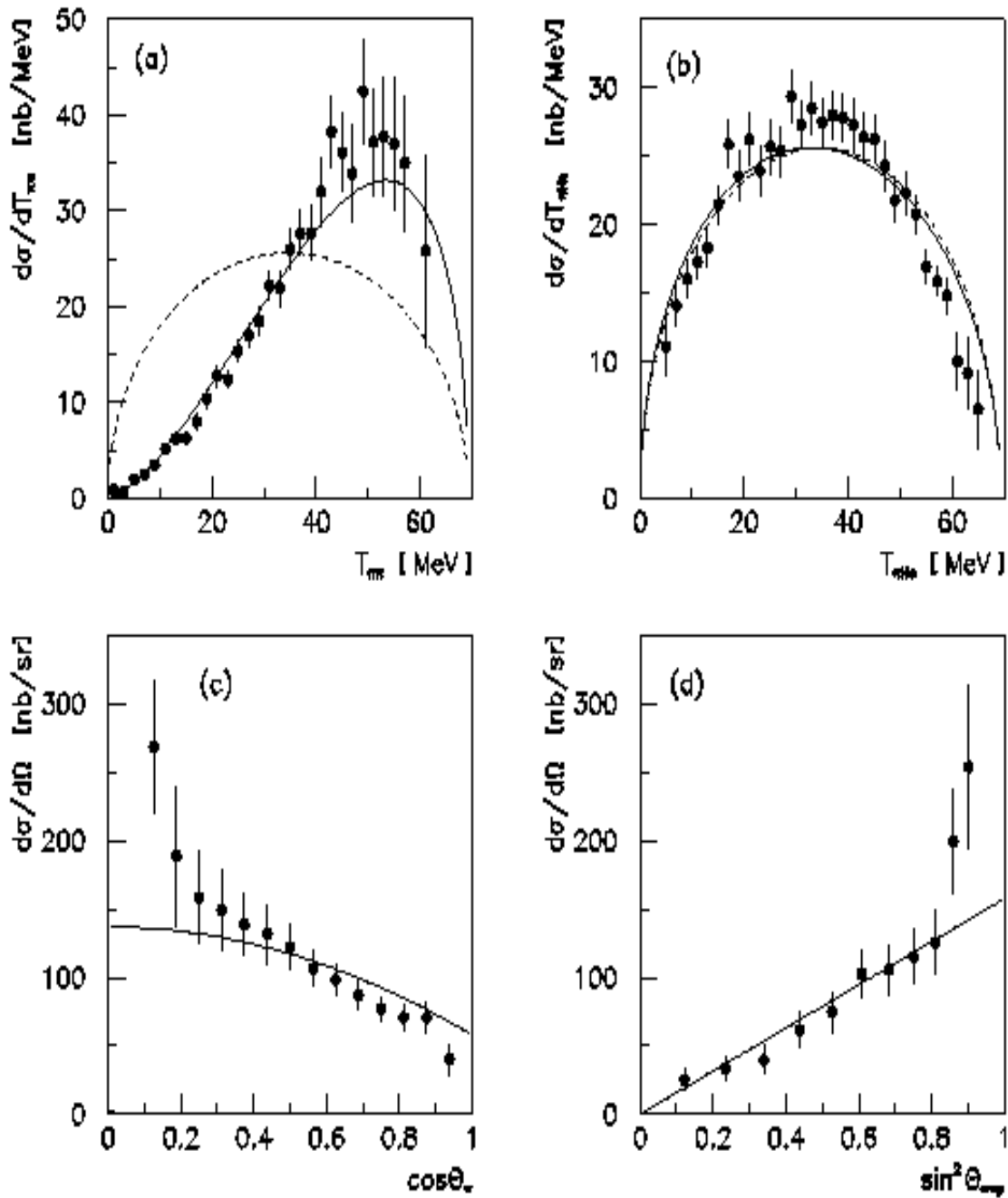


Abbildung 1.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ in Abhängigkeit der Pion-Pion-Relativenergie (a), der Helium-Pion-Relativenergie (b), der Winkel zwischen Pionen und Strahlachse (c) und dem Pionendifferenzvektor zur Strahlachse (d). Die gestrichelten Kurven zeigen willkürlich normierte Phasenraumsimulationen und die durchgezogenen sind theoretische Berechnungen unter der Annahme von p-Wellen im $\pi\pi$ -System [WILK 97].

Eine weitere Auswertung der inklusiv aufgenommenen Daten des MOMO-Experiments unterstützt die Vermutung der Pionenproduktion als Kombination von p- und s-Wellen [BELL 2000].

Im Gegensatz zu den exklusiven Daten, bei denen die Kinematik aller Teilchen im Aus- und Eingangskanal bestimmt wird, versteht man unter den inklusiven Daten des MOMO-Experiments jene, bei denen im Ausgangskanal lediglich das ${}^3\text{He}$ -Teilchen eindeutig identifiziert und vermessen wird. Somit beinhalten sie alle Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ und zusätzlich die der Konkurrenzreaktion⁶ $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0 \pi^0$. Die geladenen Ereignisse (${}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$) können von den ungeladenen (${}^3\text{He} \pi^0 \pi^0$) in den inklusiv gemessenen Datensätzen nicht unterschieden werden. Deshalb wurden die invarianten Massen $M_{\pi\pi}$ der exklusiv aufgenommenen Daten von denen der inklusiv aufgenommenen Daten subtrahiert, um so die invarianten Massenverteilungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0 \pi^0$ der Abbildung 1.6 zu erhalten.

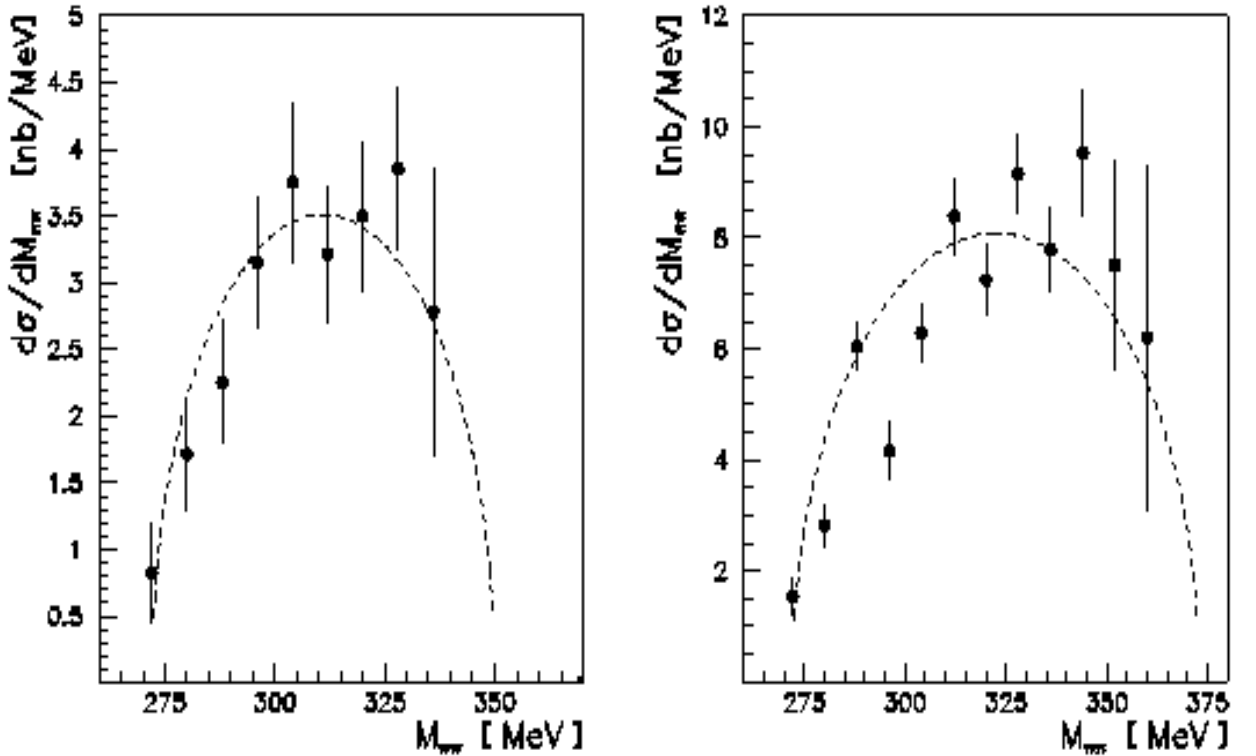


Abbildung 1.6: Differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der invarianten Massen $M_{\pi\pi}$ bei $p_p = 1150 \text{ MeV}/c$ (links) und $p_p = 1200 \text{ MeV}/c$ (rechts) [BELL 2000].

In Abb. 1.6 sind die durch Subtraktion ermittelten $M_{\pi^0\pi^0}$ -Spektren der Strahlimpulse $p_p = 1150 \text{ MeV}$, $p_p = 1200 \text{ MeV}$ und jeweils angepaßte Phasenraumrechnungen aufgetragen. Die totalen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ lassen sich hieraus durch Integration entlang des Phasenraums abschätzen. Wegen der geringen Zahl der eindeutig nachgewiesenen Ereignisse und dem eventuell noch hohen Untergrundanteil, sollten sie jedoch als obere

⁶Aufgrund des gewählten Protonenimpulses und der Einstellung des Magnetspektrometers BIG KARL zur Vermessung des ${}^3\text{He}$, sind weitere Konkurrenzreaktionen nicht zu berücksichtigen.

Grenzen angesehen werden [BELL 2000]. In Tabelle 1.1 sind die totalen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ des geladenen und ungeladenen Pionenkanals zum Vergleich einander gegenübergestellt:

p_p	$\sigma_{tot}^{\pi^0\pi^0}$	$\sigma_{tot}^{\pi^+\pi^-}$	Verhältnis r
1150 MeV	$(211 \pm 31)nb$	$(1340 \pm 130)nb$	6,4
1200 MeV	$(592 \pm 46)nb$	$(2382 \pm 230)nb$	4

Tabelle 1.1: *Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3He \pi^0\pi^0$ und $pd \rightarrow {}^3He \pi^+\pi^-$ bei den Strahlimpulsen $p_p = 1150 \text{ MeV}$, $p_p = 1200 \text{ MeV}$ und ihre Verhältnisse $\sigma_{tot}^{\pi^+\pi^-} / \sigma_{tot}^{\pi^0\pi^0}$.*

Die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte $r \geq 2$ des geladenen Kanals zu dem ungeladenen Kanal ist ein weiteres Indiz für einen p-Wellen Anteil bei der Produktion der geladenen Pionen. Unabhängig vom Strahlimpuls müßte das Verhältnis bei reiner s-Wellenproduktion nach einer Isospinabschätzung gleich 2 sein⁷.

Die Verteilungen der invarianten Massen $M_{\pi^0\pi^0}$ der Abbildung 1.6 widersprechen auch der Hypothese des Ladungsaustausches der Pionen bei niedrigen Relativenergien. In diesem Falle müßten die zusätzlich produzierten ungeladenen Pionen aus $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$ eine Überhöhung der $M_{\pi^0\pi^0}$ -Verteilung verursachen. Diese ist in Abbildung 1.6 aber nicht zu erkennen.

⁷Diese Abschätzung ist folgendermaßen begründet: Mit dem Isospin des Protons ($I = \frac{1}{2}, I_z = \frac{1}{2}$) und dem des Deuterons ($I = 0, I_z = 0$) folgt der Isospinzustand des Eingangskanals der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He(\pi\pi)^0$: $I = \frac{1}{2}, I_z = \frac{1}{2}$. Da dieser erhalten bleibt und 3He den Isospin $I = \frac{1}{2}, I_z = \frac{1}{2}$ besitzt, müssen die Isospins der beiden Pionen ($I=1, I_z = -1, 0, 1$) nach den Regeln der Drehimpulsaddition zu $I = 0, I_z = 0$ oder $I = 1, I_z = 0$ koppeln. Die Erwartungswerte für die Zustände des Pionensystems lassen sich mit den Clebsch-Gordan-Koeffizienten zusammensetzen:

$$\langle 10 | 10 \rangle = \frac{1}{2}\pi^+\pi^- + \frac{1}{2}\pi^-\pi^+$$

$$\langle 00 | 00 \rangle = \frac{1}{3}\pi^+\pi^- + \frac{1}{3}\pi^0\pi^0 + \frac{1}{3}\pi^-\pi^+$$

Zerlegt man die Wellenfunktion in einen Isospin- und einen ortsabhängigen Anteil, so resultiert aus der Antisymmetrie von $|10\rangle$ und der Forderung, daß die Wellenfunktion symmetrisch sein muß, die Antisymmetrie ihres ortsabhängigen Anteils, weswegen der Drehimpuls nicht 0 sein kann. Nahe der Schwelle sind Drehimpulse $L \neq 0$ jedoch unterdrückt, daher ist ein Beitrag von $|10\rangle$ nicht wahrscheinlich. Der symmetrische Zustand $|00\rangle$ hingegen ist verträglich mit $L = 0$. Geht man also davon aus, daß nur $|00\rangle$ zur Produktion beiträgt, so ist aus den Kopplungskoeffizienten sofort abzulesen, daß $\pi^+\pi^-$ -Paare doppelt so oft produziert werden wie $\pi^0\pi^0$ -Paare. Das Verhältnis der Querschnitte $\sigma_{\pi^+\pi^-}$ und $\sigma_{\pi^0\pi^0}$ beträgt demzufolge 2:1.

Kapitel 2

Das MOMO-Experiment an COSY

Dieses Kapitel stellt die Idee des MOMO-Experiments vor, sowie die Meßgrößen, den Beschleuniger COSY und das Experiment MOMO mit seinen wichtigsten Komponenten am Strahlplatz BIG KARL. Detailliertere Beschreibungen des Beschleunigers COSY und des MOMO-Experimentaufbaus finden sich in [JOOS 96], [HEN 95], [KILI 90], [MAI 93].

2.1 Pionen- und Kaonenproduktion an MOMO

Am Cooler Synchrotron COSY des Forschungszentrums in Jülich wurde das Experiment MOMO 1994 erstmalig in Betrieb genommen, um die Reaktionskinematik der 2-Mesonenproduktion und die Wechselwirkung der Mesonen untereinander zu erforschen.

Mit MOMO war es erstmals möglich die Reaktionen



exklusiv und nahe der Produktionsschwelle zu untersuchen.

Exklusiv bedeutet, daß die Impulse und Energien aller Teilchen im Eingangs- und im Ausgangskanal bestimmt werden; *Messungen nahe der Produktionsschwelle* besagt, daß die zur Verfügung stehende Energie nur knapp oberhalb der zur Teilchenproduktion notwendigen Energie liegt. Im Ausgangskanal haben die Teilchen deshalb niedrige Relativenergien untereinander, was ihre Wechselwirkungswahrscheinlichkeit erhöht.

Die Impulse der Teilchen im Ausgangskanal werden nach der Vertexmethode [JAHN 91] rekonstruiert (s. Abb. 2.1).

Im Experiment wird ein ca. 1-2 Millimeter dicker Protonenstrahl mit vorgegebenem Impuls durch eine mit flüssigem Deuterium gefüllte Targetzelle gefädelt. Die Kinematik des Eingangskanals und der Reaktionsort sind somit hinreichend gut bekannt.

Im Ausgangskanal mißt ein Magnetspektrometer den Impuls des ${}^3\text{He}$ -Kerns und ein hinter dem Target aufgebauter Vertexdetektor registriert die Durchstoßpunkte der Mesonen, anhand derer ihre Richtungsvektoren ermittelt werden. Mit bekanntem Einschußimpuls, Heliumimpuls und den Richtungsvektoren der Mesonen, lassen sich die Impulse einer 3 Teilchenreaktion wie $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ oder $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ vollständig bestimmen (s. Abb. 2.1).

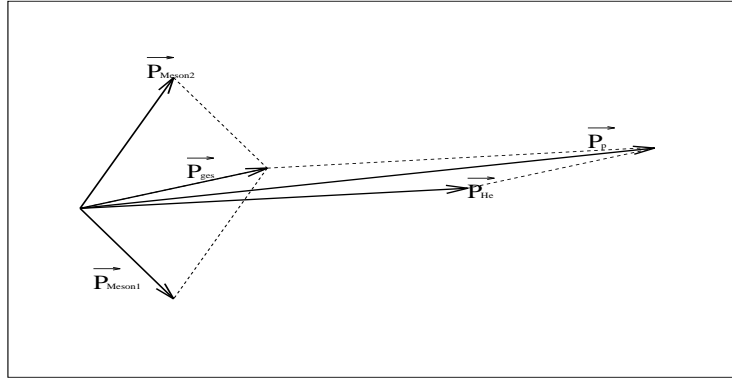


Abbildung 2.1: Impulsrekonstruktion für die 3-Teilchenreaktionen des MOMO-Experiments $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$. Aus der Differenz des Einschußimpulses und des ${}^3\text{He}$ -Impulses ergibt sich der Mesonengesamtimpuls. Die Mesoneneinzelimpulse errechnen sich dann aus den gemessenen Flugrichtungen.

2.1.1 Beobachtete Größen und Meßbereiche

Die zur Teilchenproduktion notwendige Mindestenergie entspricht im Schwerpunktsystem der Summe der Ruhemassen aller Teilchen im Ausgangskanal.

An Beschleunigerexperimenten mit ruhenden Targets wird diese Energie von den Massen m der Targetteilchen, des beschleunigten Teilchens und der kinetischen Energie des Projektils aufgebracht.

Die am MOMO-Experiment untersuchten Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} mes^+ mes^-$, benötigen somit in ihrem Schwerpunktsystem die Mindestenergie von¹ $E_{thresh} = m_{\text{He}} + m_{m_1} + m_{m_2}$. Diese wird erreicht, wenn die Protonen im Laborsystem mindestens die kinetische Energie $T = T_p^{thresh}$ besitzen.

$$T_p^{thresh} = \frac{(m_{\text{He}} + 2m_m)^2 - (m_p + m_d)^2}{2m_d}. \quad (2.1)$$

Für die Pionenproduktion erhält man so die Reaktionsschwelle $T_p^{thresh} = 430$ MeV, was einem Protoneneinschußimpuls von $p_p = 998.5$ MeV/c entspricht, und für die Kaonenproduktion errechnet sich die Reaktionsschwelle zu $T_p^{thresh} = 1730$ MeV, respektive $p_p = 2497.8$ MeV/c.

Werden diese Einschußimpulse überschritten, verfügt das System über freie Energie, die sich als kinetische Energie auf die produzierten Teilchen, das Helium und die Mesonen, verteilt. Diese frei Energie, bzw. Überschußenergie Q berechnet sich aus der Differenz der Gesamtenergie \sqrt{s} und den Ruhemassen der produzierten Teilchen:

$$Q = \sqrt{s} - (2m_m + m_{\text{He}}) = \sqrt{m_p^2 + m_d^2 + 2m_d \sqrt{m_p^2 + p_p^2}} - 2m_m - m_{\text{He}} \quad (2.2)$$

¹Indizierung: Der Buchstabe m steht für Mesonen (Kaonen oder Pionen) und He bezeichnet ${}^3\text{He}$.

Die exklusiven Messungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ wurden nahe an der Reaktionsschwelle mit Überschußenergien zwischen $Q = 28.3$ MeV und $Q = 92.4$ MeV durchgeführt und die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ bei $Q = 56$ MeV und $Q = 40$ MeV.

Zur Diskussion der Meßergebnisse wurden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von den Relativenergien T_{mm} , T_{mHe} und verschiedenen Winkelvariablen aus den Meßdaten berechnet.

Die Relativenergie T_{mm} ist die kinetische Energie eines Mesons im Ruhesystem des anderen und T_{mHe} dementsprechend die kinetische Energie eines Mesons im Ruhesystem des Heliums.

Mit den invarianten Massequadraten

$$M_{mm}^2 = (E_{mm}, \vec{p}_{mm})^2 \quad \text{und} \quad M_{mHe}^2 = (E_{mHe}, \vec{p}_{mHe})^2 \quad (2.3)$$

errechnen sich die Relativenergien zu [RPP 94]:

$$T_{mm} = M_{mm} - 2m_m \quad \text{und} \quad T_{mHe} = M_{mHe} - m_m - m_{He} \quad (2.4)$$

E_{mm} , \vec{p}_{mm} sind die Gesamtenergien bzw. -impulse der Pionen und E_{mHe} , \vec{p}_{mHe} die Energie- bzw. Impulssummen eines Pions und des Heliums.

2.2 Das Cooler Synchrotron COSY

Der Teilchenbeschleuniger und Speicherring COSY ist ein Synchrotron, das polarisierte oder unpolarisierte Protonen auf bis zu 3.5 GeV/c, entsprechend einer Energie von 2.5 GeV, beschleunigt (Abb. 2.2). In der Zukunft sollen auch Deuteronen beschleunigt werden.

Zu der Beschleunigeranlage COSY gehört das Jülicher Isochronzyklotron JULIC. Es dient als Injektor und stellt dem Synchrotron H_2^+ oder H^- -Ionen mit 40 MeV/Nukleon zur Verfügung. Über eine ca. 100 m lange Strahlführung gelangen diese in den Speicherring COSY, in dessen Strahlrohren (Beamline) die Protonen auf bis zu 3,5 GeV/c weiterbeschleunigt werden. Die Strahlrohre bestehen aus zwei 52 m langen Bögen und zwei 40 m langen geraden Strecken. Der Protonenstrahl erreicht im Speicherring eine Intensität von bis zu 10^{11} gespeicherten Protonen und mittels stochastischer Kühlung und Elektronenkühlung eine Emittanz von 1π mm mrad und eine Impulsschärfe von ($\Delta p/p \approx 0,001-0,0002$ [HEI 95]). Über die Extraktionsstrahlführung wird den externen Strahlplätzen ein periodisch extrahierter Strahl zur Verfügung gestellt. Die sehr langsame Extraktion (Ultra Slow Extraktion) liefert variable Extraktionszyklen, mit Periodenlängen zwischen einigen Sekunden bis zu einer Minute. Der ausgekoppelte Protonenstrahl hat dann noch eine Intensität von bis zu 10^{10} Teilchen pro Sekunde.

Im Speicherring profitieren die Experimente EDDA, COSY11 und ANKE von der hohen Strahlqualität, und über die Extraktionsstrahlführung gelangen die Protonen zu einem Strahlplatz für medizinische Experimente oder zu den Strahlplätzen TOF (Time Of Flight) und BIG KARL, an dem sich das GEM- und das MOMO- Experiment befinden.

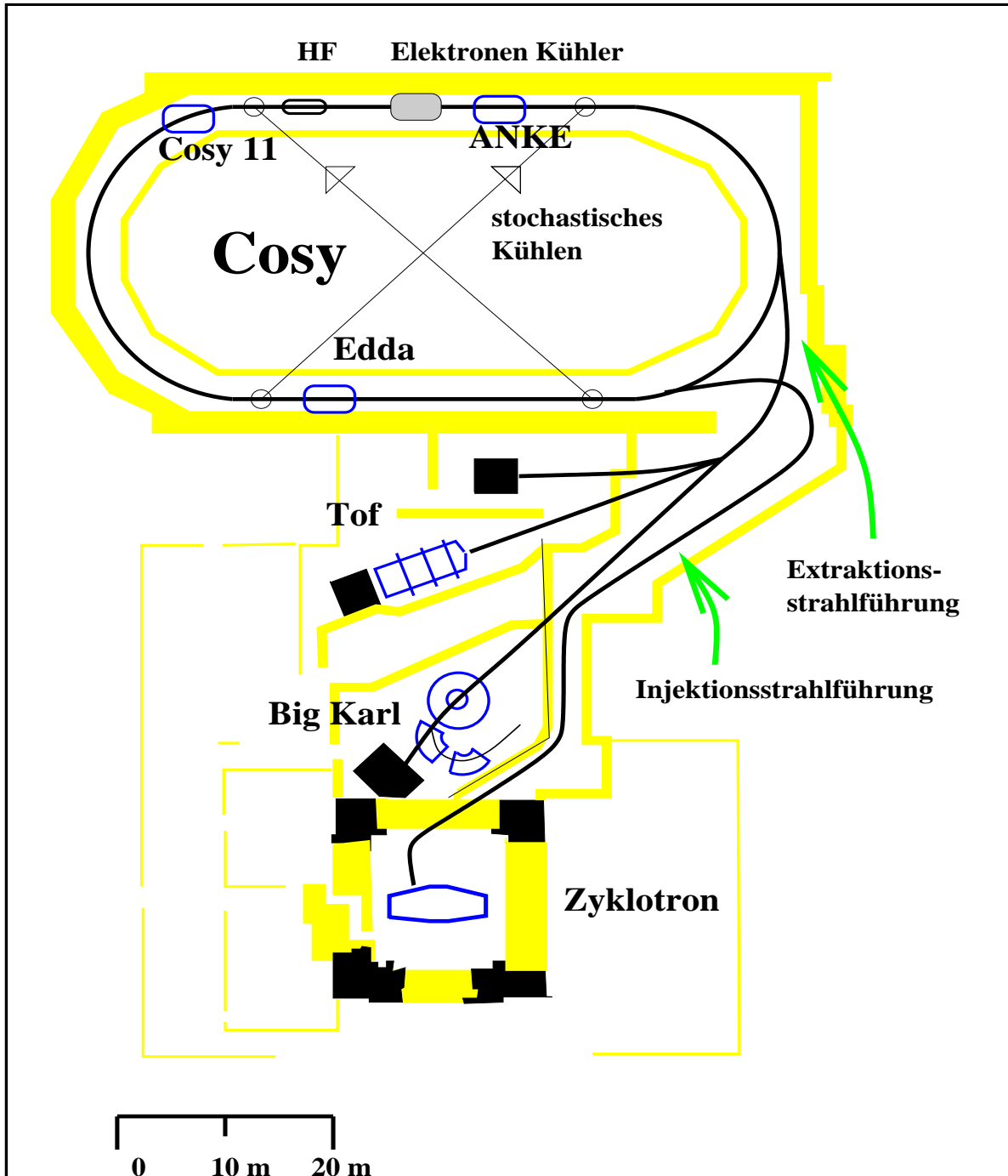


Abbildung 2.2: Das Cooler Synchrotron COSY des Forschungszentrums in Jülich mit den internen Experimenten Anke, Cosy 11, Edda und den externen Strahlplätzen Tof, BIG Karl und einem medizinischen Strahlplatz [HEN 95].

2.3 Der Experimentaufbau am Strahlplatz BIG KARL

Der von COSY extrahierte Protonenstrahl trifft am Strahlplatz BIG KARL das Deuterium Target. Die vom Target kommenden Ejektile werden dann von verschiedenen Detektorkomponenten vermessen:

Die Vertexwand, zusammen mit dem neu entwickelten segmentierten Hodoskop messen die Flugrichtungen der entstandenen Mesonen sowie ihre Energiedeposition in Plastiksziellatoren.

Das Magnetspektrometer BIG KARL, die dazugehörenden Driftkammern und die sich dahinter befindenden Hodoskope vermessen die ^3He -Impulse, Energiedepositionen der Helium-Kerne in den Hodoskopen und die Flugzeiten zwischen ihnen. Mehrere Szintillatordetektoren (Monitore) überwachen permanent die Strahlintensität und das Target.

Mittels den TOF- und den Energiemessungen in den Hodoskopen werden die Heliumkerne identifiziert und das Experiment getriggert.

Die Funktionsweise der einzelnen Komponenten wird in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

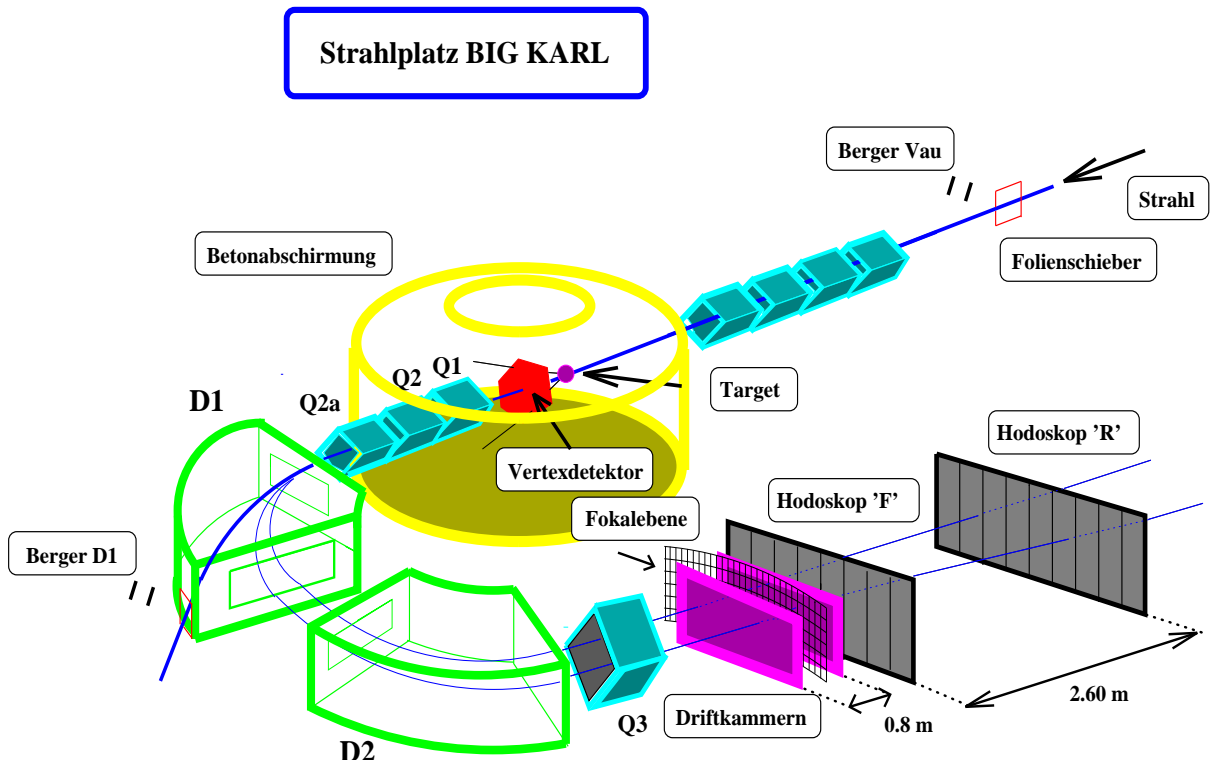


Abbildung 2.3: Das MOMO-Experiment mit seinen wichtigsten Detektorkomponenten am Strahlplatz BIG KARL. Erläuterungen im Text.

2.3.1 BIG KARL, Driftkammern und Hodoskope

BIG KARL

Das Magnetspektrometer BIG KARL (s. Abb. 2.4) besteht aus drei Quadrupolmagneten (Q1, Q2, Q2a), zwei Dipolmagneten (D1, D2), einem weiteren Quadrupolmagnet Q3 und zwei sich dahinter befindenden Driftkammern.

BIG KARL spektroskopiert geladene Teilchen mit einem Impuls von bis zu 1100 MeV/c pro Elementarladung. Dabei akzeptiert das Spektrometer noch Teilchen, deren Impuls-Ladungsverhältnis bis zu $\pm 4\%$ von dem am Spektrometer zentral eingestellten Verhältnis (p/Z) abweicht. Vom Target kommende Teilchen gelangen in das Spektrometer, wenn ihre Winkel gegen die Strahlachse kleiner sind als ± 25 mrad (horizontal) und ± 120 mrad (vertikal). Teilchen mit einem Impuls pro Elementarladung, der mindestens doppelt-, höchstens dreifach so hoch ist, wie der am Spektrometer eingestellte, können das Spektrometer durch ein Fenster am Dipol 1 verlassen. Hierdurch wird die Untergrundstrahlung durch Streuung des Primärstrahls im Magneten reduziert.

Das Spektrometer wird im sogenannten *angle sensitive mode* betrieben, so daß neben dem Impulsbetrag auch der Impulsvektor der durchquerenden Teilchen gemessen wird:

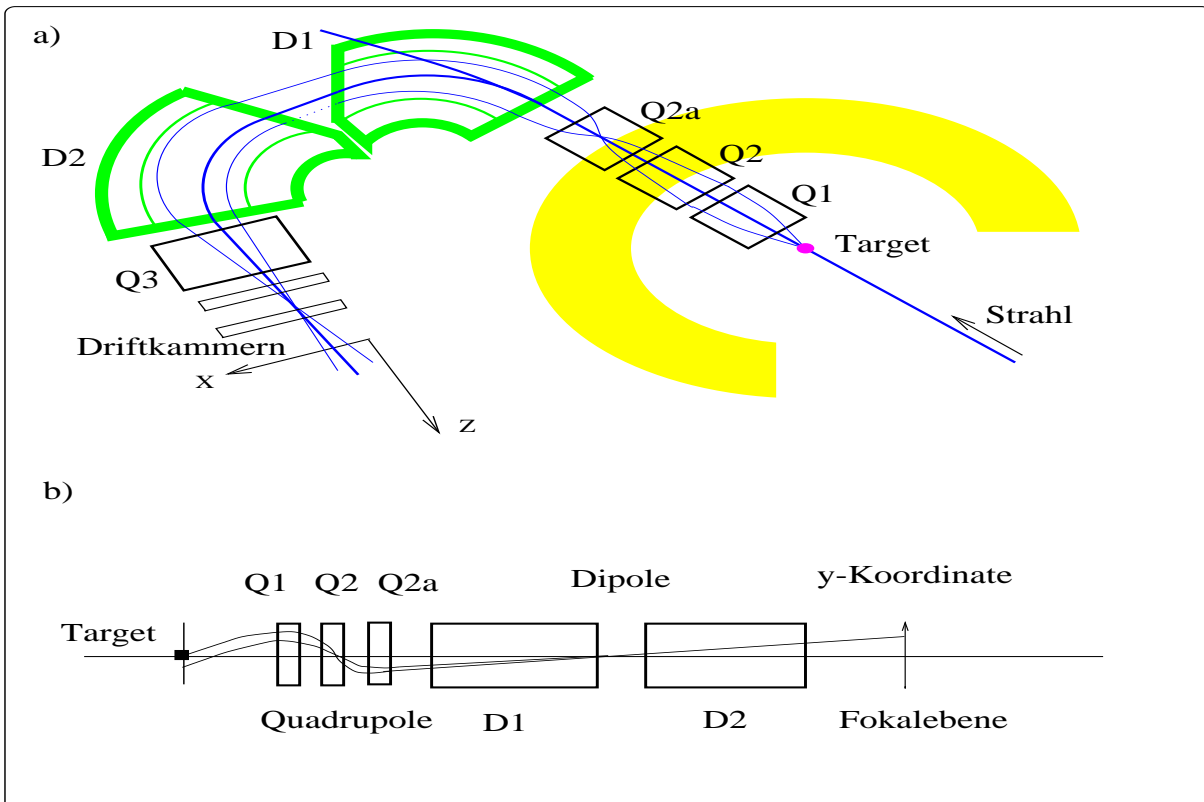


Abbildung 2.4:

- a) Horizontale Schematazeichnung der wichtigsten BIG KARL Komponenten
 b) Vertikale Schematazeichnung des Magnetspektrometers BIG KARL.

Durchquert ein Teilchen alle Magnete, so ist sein Impulsbetrag bereits bis auf $\pm 4\%$ bekannt. Die Teilchentrajektorie am Austritt des Spektrometers wird von den Driftkammern gemessen, so daß nach einer Datenrekonstruktion Austrittswinkel und Orte in einer virtuellen Ebene (Fokalebene in Abb. 2.3) zwischen den Driftkammern zur Verfügung stehen. Mittels einer Abbildungsmatrix werden dann die einzelnen Impulskomponenten der Teilchen am Targetort berechnet.

Dabei errechnet sich der *Impulsbetrag* eines Teilchens aus der *horizontalen Position* zwischen den Driftkammern; die *vertikalen Streuwinkel* am Targetort sind für die *vertikale Koordinate* in der Fokalebene verantwortlich, und *horizontale Streuwinkel* am Target ergeben *horizontale Winkel* der Teilchen in der Fokalebene (s. Abb. 2.4).

Die exakte Impulsrekonstruktion der ${}^3\text{He}$ -Kerne (und damit eine sehr gute Kenntnis der Abbildungsmatrix) sind für das MOMO-Experiment von zentraler Bedeutung. Deshalb wurden verschiedene Methoden angewandt, um die Abbildungsmatrix zu entwickeln, zu überprüfen und zu optimieren. Sie basieren auf ionenoptischen Simulationen mit dem Programm TURTLE² [BOHL 96], [ROSS 94], Rechnungen mit neuronalen Netzen [BELL 2000] und experimentellen Untersuchungen der Zweiteilchenreaktion $pd \rightarrow t\pi^+$ [BELL 2000],[MUNK 97].

Driftkammern

Die Driftkammern wurden an der Jagellonien-Universität in Krakau speziell für das Magnetspektrometer BIG KARL entwickelt [SMIR 92].

Sie haben eine sensitive Fläche von 120 x 20 cm, einen Abstand von 74,6 cm zueinander und sind direkt hinter dem Quadrupol Q3 positioniert. Die Fokalebene des Spektrometers liegt zwischen ihnen (s. Abb. 2.3).

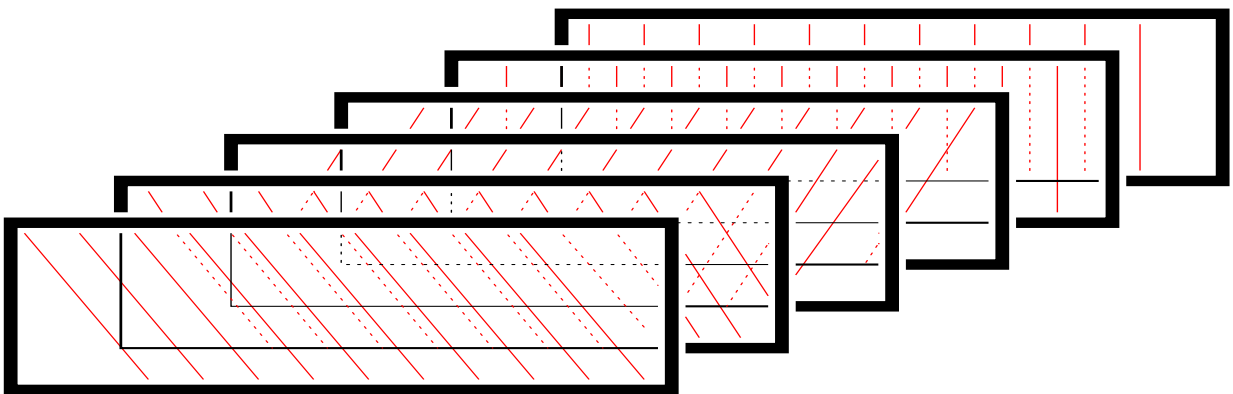


Abbildung 2.5: Aufbau der im MOMO-Experiment verwendeten Driftkammern [HEN 95].
Siehe Text.

²Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements

Eine einzelne Kammer besteht aus 6 Drahtebenen. Die ersten beiden Ebenen enthalten jeweils 31 senkrecht aufgespannte Meßdrähte im Abstand von 4 cm und ermitteln die horizontale Koordinate eines durchquerenden Teilchens. Die links-rechts-Zweideutigkeit innerhalb einer Ebene, wird durch einen leichten Versatz der beiden senkrechten Drahtebenen aufgelöst. Die übrigen vier Drahtebenen enthalten jeweils 27 Meßdrähte, die um $\pm 31^\circ$ gegen die Vertikale gekippt sind. Mit ihnen wird die vertikale Position der Teilchenspur gemessen. Die Meßgenauigkeit der horizontalen Koordinate beträgt ca. 0.2 mm und die der vertikalen 0.4 mm. Die Nachweiseffizienz der Kammern für ${}^3\text{He}$ -Kerne liegt zwischen 97-99% [HEN 95].

Hodoskope

Nachdem ein Teilchen BIG KARL und die Driftkammern passiert hat, kann es auch die Hodoskope durchqueren.

Erfüllen die elektronischen Signale der Hodoskope die Hardware-Schnittkriterien, wird das Experiment getriggert (s. Kapitel 2.4). Darüber hinaus wird aus den Hodoskop-Signalen die Flugzeit der Teilchen zwischen ihnen (TOF-Messung) und ihre Energieabgabe in den Hodoskopen bestimmt.

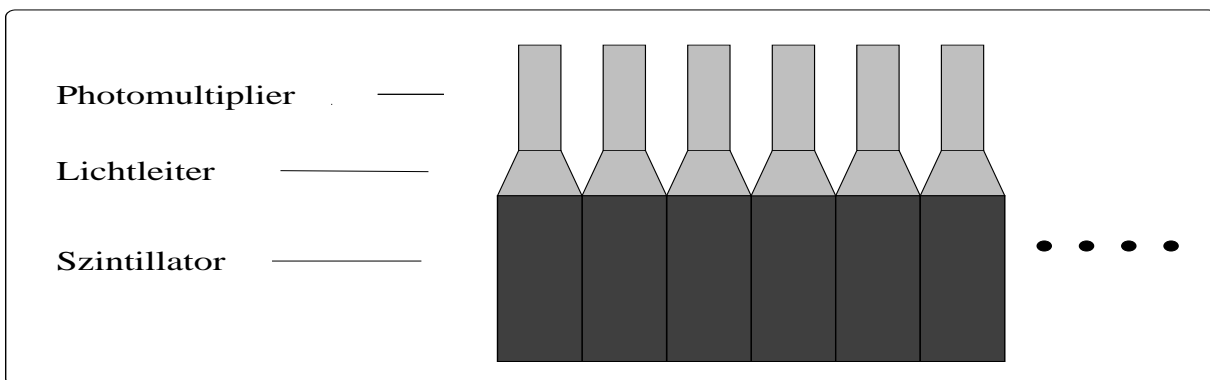


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau der im MOMO-Experiment verwendeten Hodoskope. Siehe Text.

Das vordere Hodoskop besteht aus 8 nebeneinander angeordneten Szintillatoren, das hintere aus 10 bis 12 Szintillatoren. Im vorderen Hodoskop werden 8 Segmente benötigt, um alle aus dem Spektrometer kommenden Teilchen nachzuweisen; das hintere benötigt, je nach Entfernung zum vorderen Hodoskop 10-12 Segmente, um den gleichen Raumwinkel abzudecken.

Jeder Szintillator koppelt einzeln über einen Lichtleiter an einem Photomultiplier. Die eingesetzten Plastikszintillatoren sind jeweils 10 cm breit, 20 cm hoch und 0.5 cm dick.

2.3.2 Das Flüssig-Deuterium-Target

Anforderung an das MOMO-Target

In vielen Experimenten werden die Reaktionsorte aus den Daten der vermessenen Projektile und Ejektile rekonstruiert. Anders ist die Situation beim MOMO-Experiment:

Für eine erfolgreiche Auswertung der an MOMO gewonnenen Daten muß der Reaktionsort durch Art und Position des Targets vorgegeben werden. Ein für das MOMO-Experiment ideales Target ist deshalb im Vergleich zu den übrigen Dimensionen des Experiments punktförmig, besitzt aus Gründen der Luminosität eine hohe Flächenbelegungsichte, und es darf weder die Impulskomponenten der Projektile noch die der Ejektile beeinflussen³.

Targetaufbau

Der am Strahlplatz BIG KARL zur Verfügung gestellte Protonenstrahl ist von besonders hoher Strahlqualität: Er hat eine niedrige Divergenz, eine kleine Impulsunschärfe und einen Durchmesser von 1-2 mm. Der *bleistiftminen-dünne* Protonenstrahl erlaubt den Einsatz einer Targetapparatur mit einer besonders kleinen Targetzelle.

Im Forschungszentrum Jülich wurde deshalb speziell für die COSY-Experimente MOMO, GEM und TOF ein Flüssig-Wasserstoff- bzw. Flüssig-Deuterium-Target entwickelt [JAEC 92] [NAKE 93] [SCHO 96].

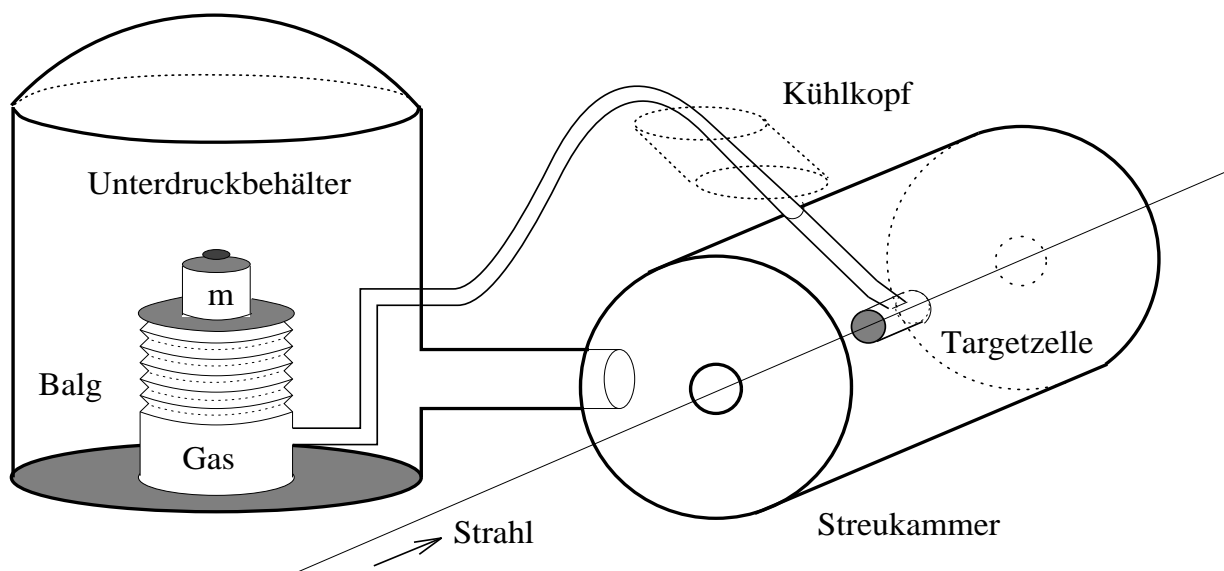


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau des Flüssig-Deuterium-Targets [BERG 97]. Erläuterungen im Text.

³Gemeint sind Teilchenstreuungen an den Targetwänden oder der Targethalterung, welche die Meßwerte verfälschen können.

Die genannten Anforderungen an das MOMO-Target fordern, daß die Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Volumen des Targets während des Experimentbetriebs konstant bleiben sollten.

Volumen:

Die Targetzelle besteht aus einem zylindrischen Kupferröhrchen mit einem Durchmesser von 6 mm und einer Länge von 4 mm. Die beiden Grundflächen sind mit 0.9 μm dicken Hostaphan-Folien ($C_5H_4O_2$) verschlossen. Der Wasserstoff bzw. das Deuterium gelangt durch eine ebenfalls aus Kupfer angefertigte Zuleitung in die Targetzelle, durch die der Protonenstrahl durchgefädelt wird. Der Reaktionsort läßt sich so auf ± 2 mm in x und y-Richtung und ± 3 mm in z-Richtung genau bestimmen. Im Vergleich zu den übrigen Experimentdimensionen ist das annähernd punktförmig (s. Abb. 2.3).

Druck:

Die Targetzelle ist mit einem Balg verbunden, so daß innerhalb der Targetzelle und des Balgs stets der gleiche Druck herrscht. Der Balg seinerseits steht in einem Unterdruckbehälter, der zusammen mit der übrigen Experimentapparatur evakuiert wird, weshalb der Druck innerhalb des Unterdruckbehälters gleich dem Umgebungsdruck um die Targetzelle ist. Die Druckdifferenz zwischen Targetzelle und der Streukammer wird dann durch eine auf den Balg aufgelegte Masse $m = 70$ kg konstant gehalten. Der Targetinnendruck liegt somit stets bei 200 mbar über dem Außendruck.

Temperatur:

Etwa 40 cm von der Targetzelle entfernt befindet sich ein Kühlkopf, der die aus Kupfer bestehende Zuleitung zur Targetzelle mit flüssigem Helium kühlt. Unmittelbar vor der Targetzelle befinden sich eine kleine Heizspirale und eine angelötete Temperaturmessdiode. Beide sind mit einem Steuerungsrechner verbunden, der die Heizströme in Abhängigkeit der aktuell gemessenen Targettemperatur regelt. Mit dieser Anordnung wird das Target permanent gekühlt, bis es eine bestimmte Temperatur unterschreitet; durch die Heizspirale wird es bis zu einer oberen Grenze wieder aufgeheizt und dann durch Abschalten der Heizung abermals gekühlt. Durch die Wahl geeigneter oberer und unterer Temperaturgrenzen, im MOMO-Experiment 18,8 K und 18,9 K [MUN 99] und mit einem konstanten Targetinnendruck, befindet sich das Deuterium stets in flüssigem Aggregatzustand.

Die Flächenbelegungsichte, das ist die von dem Projektil *gesehene* Anzahl der Targetteilchen pro Flächeneinheit, ist dann während des Experimentbetriebs $N_f = 2,1 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2}$ [SCHO 96].

2.3.3 Der Vertexdetektor und das segmentierte Hodoskop

Die Richtungsvektoren der Mesonen werden im Experiment mit dem MOMO-Vertexdetektor gemessen, ihre Energieabgabe in 2 cm Szintillatormaterial mit dem 16-fach segmentierten Hodoskop (s. Abb.2.8). Beide Detektoren sind unmittelbar hintereinander montiert und befinden sich 20 cm hinter dem Target. Vom Target kommende Teilchen in einem Raumwinkel zwischen 7° und 45° passieren zuerst den Vertexdetektor und dann das Hodoskop.

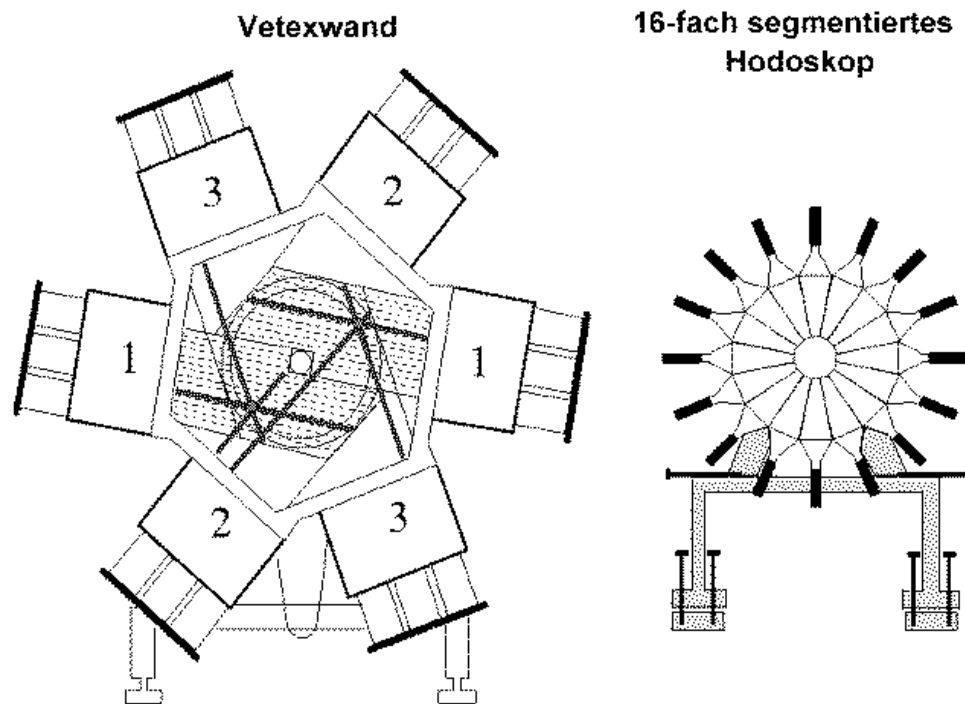


Abbildung 2.8: . Schematische Abbildung des Vertexdetektors und des 16-fach segmentierten Szintillatordhodoskops. Das Hodoskop ist unmittelbar hinter dem Vertexdetektor montiert, so daß Teilchen, die den Vertexdetektor passieren, auch das Hodoskop durchqueren.

Der Vertexdetektor besteht aus drei Lagen mit 224, 2.5 mm dicken, szintillierenden Fibern, die um jeweils 60 Grad gegeneinander verdreht sind. Gelangen Teilchen durch alle drei Lagen, lassen sich die Druchstoßpunkte über die Schnittpunkte der pro Lage angesprochenen Fibern eindeutig rekonstruieren [BERG 93][JOOS 96]. Unter der Annahme, daß die Teilchen vom Target stammen, kann ihre Flugrichtung ermittelt werden.

Nachdem die Teilchen den Vertexdetektor durchquert haben, passieren sie das 16-fach segmentierte und 2 cm dicke Szintillatordhodoskop. Die in dem Hodoskop gemessene Energiedeposition liefert Informationen darüber, in welchen Reaktionen das Teilchen produziert werden konnte (s. Kap.3).

2.3.4 Monitoring, Luminositätsüberwachung

Die Messung differentieller- und absoluter Wirkungsquerschnitte ist ein primäres Ziel des Experiments, da sie eine allgemeine und vom Experiment unabhängige physikalische Diskussion der Meßergebnisse erlauben.

Aus experimenteller Sicht ist der Wirkungsquerschnitt der Quotient aus der Anzahl gemessener Ejektile n_f und der Anzahl der Projektile n_i , multipliziert mit der reziproken Flächenbelegungsichte des Targets.

$$\sigma_f = \frac{n_f}{n_i} \cdot N_f^{-1} \quad (2.5)$$

Ist die Luminosität L des Experiments bekannt, beispielsweise durch die Messung der Streurrate \dot{n} einer sekundären Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt σ_f , lassen sich die Wirkungsquerschnitte durch die Beziehung

$$\dot{n}_f = L \cdot \sigma_f \quad (2.6)$$

bestimmen.

An MOMO wurde diese Beziehung bei den pionischen Reaktionen zusätzlich benutzt; als Sekundärreaktion diente die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$ [IBA 96] [KUH 95].

Zur Überwachung der Protonenstrahlintensität und des Targetzustands sind mehrere Detektoren aufgebaut. Diese werden häufig auch Monitore oder Relativmonitore genannt (s. Abb. 2.9). Sie bestehen aus mehreren Szintillatoren und Halbleiterdetektoren und messen an einer Folie gestreute, am Target gestreute- und Halo-Teilchen⁴. Ihre Zählraten sind proportional zu der Protonenstrahlintensität, weshalb zur Bestimmung der absoluten Intensität noch die Proportionalitätsfaktoren mit Eichmessungen bestimmt werden.

Bei den 1-2 Stunden andauernden Eichmessungen wird ein Szintillator als Absolutmonitor direkt in der Strahlführung und hinter dem Target montiert; er mißt den absoluten Teilchenstrom. Um den Szintillator während den Eichmessungen nicht zu überlasten, wird die Protonenstrahlintensität mittels Mikropulsung in der Injektionsstrahlführung stark reduziert. Mit jeweils unterschiedlich unteretzten Protonenstrahlintensitäten werden mehrere Eichmessungen aufgenommen. Aus den jeweiligen Zählraten des Absolutmonitors und der Relativmonitore bestimmen sich zunächst der lineare Arbeitsbereich des Absolutmonitors und anschließend die Proportionalitätsfaktoren [SCHN 98] [IBA 96].

Diejenigen Relativmonitore, die am Target gestreute Strahlung detektieren, überwachen zusätzlich den Targetzustand. Ihre Zählraten verändern sich teilweise um ganze Größenordnungen, sobald der Wasserstoff im Target seinen Aggregatzustand ändert oder der Protonenstrahl das Target nicht, oder nur teilweise trifft.

⁴Der Protonenstrahl ist von Teilchen umgeben, die Halo-Teilchen genannt werden.

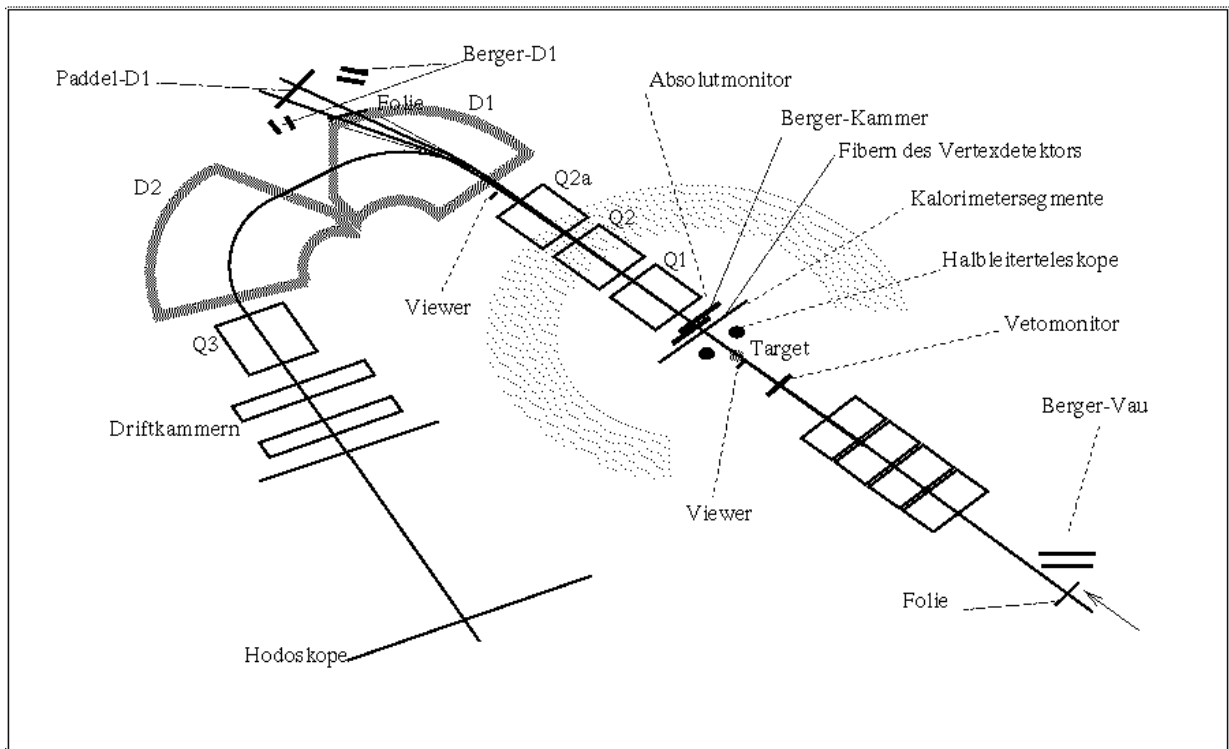


Abbildung 2.9: Aufbau der Monitore am Strahlplatz BIG KARL für das MOMO-Experiment. Padel-Monitore bestehen aus einem rechteckigen, ca. $(10 \cdot 40 \cdot 0.5)$ cm großen Plastiksintillator; Berger-Monitore aus 2 hintereinander- und koinzident verschalteten Padel-Monitoren. Nicht alle der oben gezeigten Monitore waren gleichzeitig in allen Strahlzeiten in Betrieb.

Abbildung 2.9 zeigt die Positionen der Monitore am MOMO-Experiment. Die Halbleitermonitore, der Vetomonitor, die Hodoskopsegmente und die verwendeten Vertexwandfibern dienen zusätzlich als Relativmonitore⁵.

Zur Visualisierung des Protonenstrahls und zur Bestimmung seines Durchmessers stehen dem MOMO-Experiment zwei *Viewer*-Folien zur Verfügung. Diese können ca. 1 cm vor dem Target und 2 m hinter dem Target mit Hilfe von Elektromotoren in den Protonenstrahl gefahren und mittels Videokameras beobachtet werden. Durchqueren die Protonen die *Viewer*-Folien, beginnen diese zu leuchten und zeigen so den Querschnitt und die Lage des Protonenstrahls. Besonders der *Viewer* vor dem Target hilft, den Protonenstrahl zu justieren und durch die Targetzelle zu *fädeln*.

⁵Ihre eigentlichen Aufgaben sind die folgenden:

Die Halbleiter maßen parallel zu der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$ die elastische Streureaktion $pd \rightarrow pd$ [KUH 95] [IBA 96]. Die primäre Aufgabe des Vetomonitors ist die Überwachung des Halos [SCHN 98]; die Vertexwandfibern vermessen die Druchstoßpunkte auf der Vertexwand und die Hodoskopsegmente die Energiedeposition der sie durchquerenden Teilchen.

2.4 Datenaufnahme und Datenverarbeitung

Fusioniert ein Proton mit Deuterium zu einem ${}^3\text{He}$ -Kern, der das Spektrometer BIG KARL passiert, wird der Haupttrigger ausgelöst, die Auslese der einzelnen Detektorkomponenten gestartet, und die Daten werden sofort zur Analyse aufbereitet und gespeichert. Parallel werden die Luminosität und auch die Totzeit bestimmt, falls die Datenaufnahme überlastet ist.

Die folgende Unterteilung in diesem Abschnitt: Trigger, Elektronik und Datenverarbeitung beschreibt den zeitlichen Ablauf der Datenaufnahme und -verarbeitung, mit der die gesuchten Teilchen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ nachgewiesen und der Auswertung zur Verfügung gestellt werden.

Eine detailliertere Beschreibung der Elektronik und der Datenverarbeitung befinden sich in [JOOS 96] und [HEN 95].

2.4.1 Trigger

Die Datenaufnahme zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ wird über zwei unabhängige Trigger gesteuert: Einen *Haupt- oder Experimenttrigger* und einen *Monitortrigger*.

Haupt- und Experimenttrigger

Der Haupt- oder Experimenttrigger startet die Datenaufnahme jedesmal, wenn mindestens ein Szintillator des vorderen und mindestens ein Szintillator des hinteren Hodoskops Szintillationslicht erzeugen und die folgenden Kriterien erfüllt sind.

1.) Die Signale des vorderen und hinteren Hodoskops müssen in ein fest vorgegebenes Zeitfenster (ca. 60 ns) fallen; oder anders ausgedrückt: Das Signal der hinteren Hodoskoplage muß spätestens 60 ns nach dem der vorderen erzeugt werden.

Protonen, Deuteronen, Tritonen und Heliumkerne, die mit einem durch Big Karl vorgegebenen Impuls die Hodoskope durchqueren, benötigen für die Flugstrecke zwischen den Hodoskopen weniger als 60 ns. Die von ihnen ausgelösten Signale erfüllen somit diese Bedingung. Anders entstandene Signale der Hodoskope (z.B. Detektorrauschen, ionisierende Teilchen aus Streureaktionen im Magneten Big Karl, etc.) werden auf diese Weise unterdrückt.

2.) Das Szintillationslicht wird von Photomultipliern in elektrische Signale umgewandelt. Die Anzahl der für das elektrische Signal erzeugten Ladungsträger ist proportional zu der Intensität des Szintillationslichts, welches wiederum proportional zu der Energieabgabe der durchquerenden Teilchen im Szintillator ist.

Da die ${}^3\text{He}$ -Kerne in den Szintillatoren deutlich mehr Energie abgeben als Protonen, Deuteronen und Tritonen, erzeugen sie ein stärkeres Photomultipliersignal. Durch die Vorgabe einer zu überschreitenden Schwelle der Photomultipliersignale werden nicht interessierende Teilchen (z.B. die Protonen) ausgeblendet, um unnötige Totzeiten, bedingt durch eine Überlastung der Datenaufnahme, zu vermeiden.

Monitortrigger

Der im COSY-Speicherring beschleunigte Strahl wird periodisch extrahiert. Vor jeder Extraktion liefert COSY zusätzlich ein elektronisches Signal aus dem der Monitortrigger und Steuerungssignale geformt werden.

Diese starten zu Beginn eines Extraktionszyklus die Scaler der einzelnen Monitore, stoppen sie am Ende eines Zyklus, und der Monitortrigger startet zwischen zwei Zyklen die Datenaufnahme der Monitore. Darüber hinaus steuern sie eine mitlaufende Uhr, ein Signal zur Bestimmung der absoluten Totzeit des Experiments und stoppen die gesamte Datenaufnahme zwischen zwei Extraktionszyklen.

2.4.2 Elektronik

Wird ein Haupttrigger ausgelöst, werden von der MOMO-Elektronik und der MOMO-Datenaufnahme eine Vielzahl analoger Detektorsignale digitalisiert, auf einem Magnetband gespeichert und direkt der Datenanalyse zur Verfügung gestellt.

Dazu wurde eine modulare Elektronik aus Standard NIM⁶- und ECL⁷-Komponenten aufgebaut, deren Funktionsweise anhand der Abbildungen 2.10 und 2.11 erklärt wird.

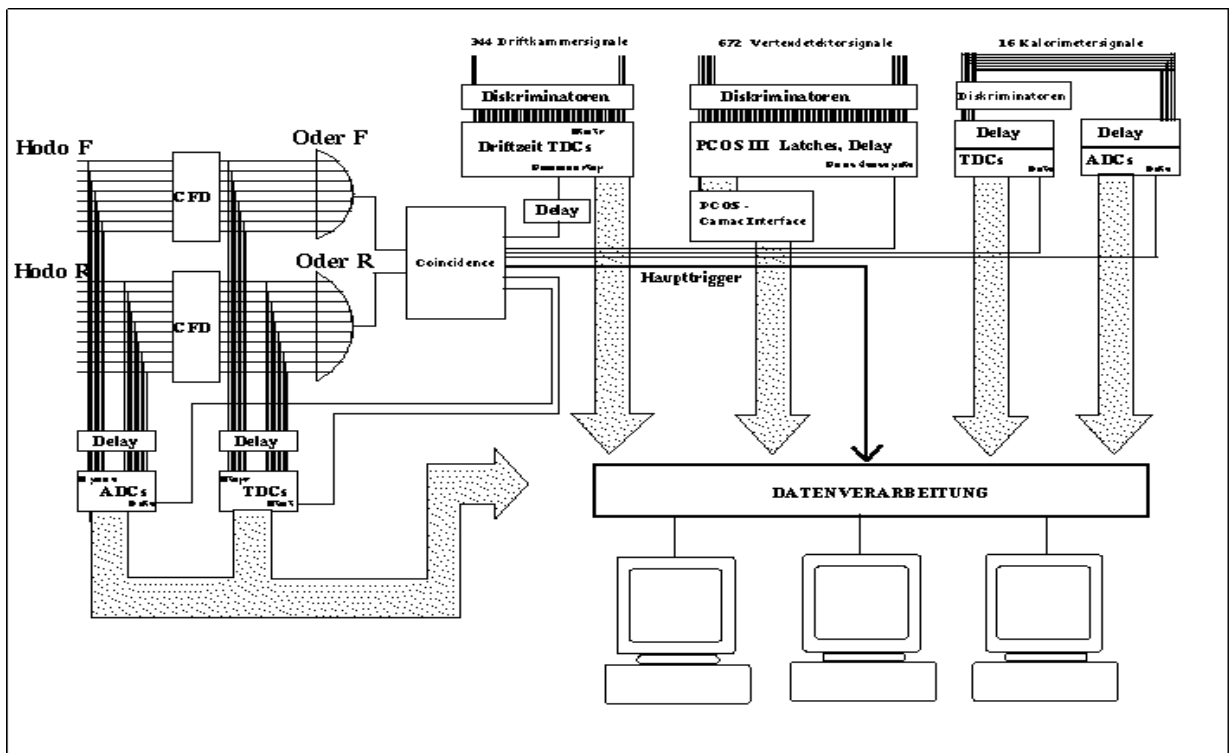


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau der Elektronik für den Haupttrigger und die einzelnen Detektorkomponenten. Erläuterungen im Text.

⁶Nuclear Instrumentation Module

⁷Emitter-Coupled-Logic

Zur Erzeugung des Haupttriggersignals werden die analogen Photomultipliersignale der Hodokoplagen zunächst diskriminiert. Nur Signale, welche die Diskriminatorschwellen überschreiten, werden von den CFDs⁸ in logische NIM-Signale umgesetzt (im vorangegangenen Abschnitt *Trigger* als Kriterium 1 für den Haupttrigger bezeichnet).

Die zweite Stufe, ein logisches ODER, erzeugt nur dann ein NIM-Signal, wenn mindestens ein diskriminiertes Signal der jeweiligen Hodoskoplage einging.

Die Koinzidenz-Einheit als dritte Stufe generiert mehrere NIM-Signale, wenn beide ODER-Einheiten der Hodoskoplagen innerhalb 60 ns ein Signal liefern (Kriterium 2 im Abschnitt *Haupt- und Experimenttrigger*). Eines dieser NIM-Signale wird als Haupttrigger verwendet und startet die Datenverarbeitung, die anderen steuern als Gate-, Start- oder Stoppsignal die jeweiligen MOMO-Detektorkomponenten:

Driftkammern

Das *Common-Stop-Signal* für die TDCs⁹ der Driftkammern setzt einen Bezugspunkt zur Messung der Driftzeiten. Da die Driftzeiten (Größenordnung 10^{-6} s) erheblich länger andauern, als die zur Generierung des Haupttriggers benötigte Zeit (Größenordnung 200 ns), wird das *Common-Stop-Signal* um ca. 600 ns verzögert. Die digitalisierten Zeitwerte der TDCs werden der Datenverarbeitung übergeben und mit dem dazugehörigen Haupttrigger und den Daten der anderen Detektorkomponenten auf Magnetbändern gespeichert. Falls der Datenverarbeitung vor dem nächsten Ereignis noch Zeit bleibt, übergibt sie eine Kopie des Datensatzes der Online-Analyse.

PCOS III, Vertexwand

Die PCOS¹⁰ III-Einheit [LECR 92] verarbeitet die 672 zu ECL-Signalen umgewandelten Photomultipliersignale des Vertexdetektors.

Unabhängig vom Experimentbetrieb liest das PCOS-System in Abständen von 1.5 ns die 672 Kanäle aus und speichert sie in einem Schieberegister. Dieses speichert kurzzeitig die Information, welche der 672 Kanäle per ECL-Signal ein logisches *Ja* bzw. ein logisches *Nein* übergeben haben. Mit einem *Gate*-Signal wird aus diesem Schieberegister ein Datensatz abgegriffen und der Datenaufnahme übergeben.

Da die mesonischen Ereignisse im MOMO-Vertexdetektor früher detektiert werden als die den Haupttrigger auslösenden Heliumkerne, kann das *Gate*-Signal erst nach der Detektion der Mesonen gebildet werden. Die PCOS-Datensätze werden deshalb intern über eine variabel einstellbare Taktfrequenz des Schieberegisters kurzzeitig gespeichert bzw. verzögert. Eine zusätzliche PCOS-CAMAC Schittstelle übergibt die Daten der Datenverwaltung.

⁸Constant Fraction Discriminator

⁹Time to Digital Converter

¹⁰Proportional Chamber Operating System

Segmentiertes Hodoskop

Die Energieabgabe der Teilchen in einem Hodoskopsegment wird über die aufintegrierte Ladung des analogen Photomultipliersignals bestimmt. Dieses wird, nach entsprechender Verzögerung mit einem *charge-sensitive* ADC¹¹ digitalisiert und an die Datenverarbeitung übergeben. Das Gate für den ADC liefert der Haupttrigger. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, die Zeit zwischen einem Signal im segmentierten Hodoskop und eines Signals der Hodoskope hinter BIG KARL zu bestimmen, welches in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ der Flugzeit des Heliumkerns vom Target bis zu den Hodoskopen entspricht. Dazu starten die diskriminierten Signale des segmentierten Hodoskops TDCs, die anschließend von einem Zweig des Haupttriggers gestoppt werden.

Die bis hierhin beschriebene Elektronik liefert der Datenaufnahme den Haupttrigger und reaktionsbezogene Daten der Hodoskope, Driftkammern, des segmentierten Hodoskops und des Vertexdetektors.

Zur quantitativen Analyse sind die Monitore notwendig. Sie haben ihre eigenen Elektronik- und Triggeraufbauten; Abbildung 2.11 zeigt ihren schematischen Aufbau.

Die Monitorsignale werden zu NIM-Signalen diskriminiert, anschließend zu ECL-Signalen konvertiert und von ECL-Scalern pro Extraktionszyklus gezählt. Den Auslesezeitpunkt und das Löschen der Scaler nach jeder Datenauslese bestimmen die Steuerungssignale, die wie der Monitortrigger aus dem sogenannten *Cosy-Timing-Signal* gebildet werden. Dieses ist ein NIM-Signal, das unmittelbar vor einem Extraktionszyklus erzeugt wird. Ein GATE & DELAY-GENERATOR generiert ein weiteres NIM-Signal das ca. 1 s nach einem Extraktionszyklus als Monitortrigger dient.

Zusätzlich zu den ausschließlich als Monitore aufgebauten Detektoren werden die Signale aller Segmente des Hodoskops, die des Vetomonitors und die Signale ausgewählter Fibern des Vertexdetektors, gezählt (s. Abb. 2.11).

Zur Überwachung der Strahlqualität dient der Vetomonitor. Seine Photomultipliersignale werden deshalb auch verzögert und digitalisiert. Anhand dieser Daten wird überprüft, ob Treffer in der Vertexwand und im Segmentierten Hodoskop auf halo-bedingten Untergrund zurückzuführen sind [SCHN 98].

Der in Abbildung 2.11 gezeigte Zweig der Halbleiterdetektoren wurde zur Vermessung der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ aufgebaut [IBA 96]. Die Auslese der Halbleiterdetektoren bezüglich der elastischen Streuung benötigt einen eigenen Triggerzweig.

¹¹Analog to Digital Converter

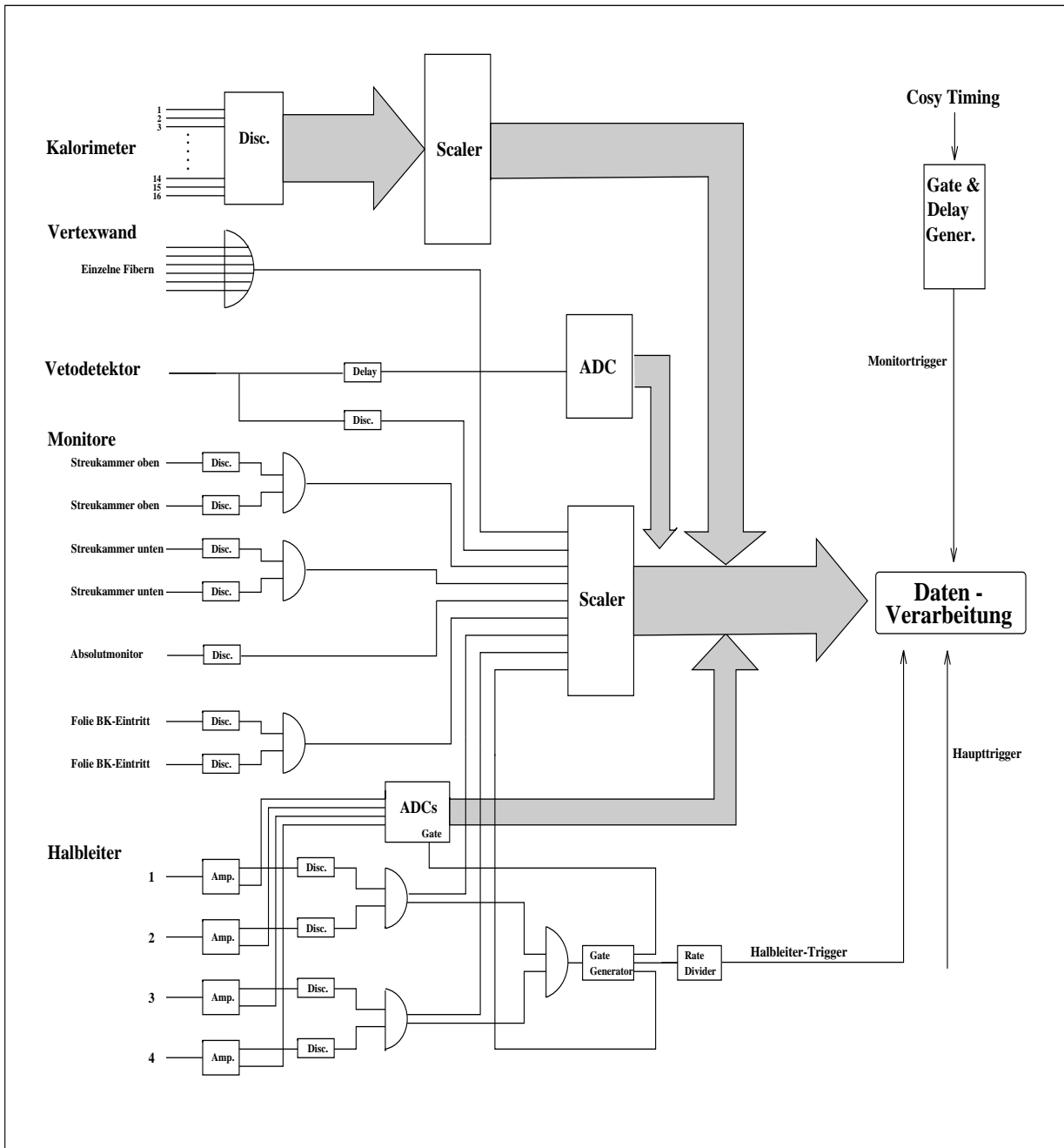


Abbildung 2.11: Schematischer Aufbau der Monitorelektronik. Erläuterungen im Text.

2.4.3 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme erfolgt über CAMAC-Module, die ein VMEbus-Rechner mit dem Datenaufnahmeprogramm TDAS¹² [SCHW 94] ausliest.

Der VMEbus Rechner, genannt *Eventbuilder*, liest im Falle eines Triggers die Daten über den CAMAC-Controller aus und faßt sie mit dem Datenaufnahmeprogramm TDAS direkt zu *events* zusammen, welche die Meßergebnisse aller Detektorkomponenten eines Ereignisses und einen Zeitwert beinhalten. Der Zeitwert ist die *Uhrzeit* eines Ereignisses innerhalb eines Extraktionszyklus. Sie ist in Millisekunden getaktet und wird zu Beginn eines Extraktionszyklus neu gestartet. Etwaige zeitlich bedingte Anomalien des Protonenstrahls können so erkannt und bei der Datenanalyse berücksichtigt werden.

Ein Magnetband (Exabyte 8500), das über ein SCSI¹³-Interface an den Eventbuilder angeschlossen ist, speichert die Ereignisse einerseits, und ein Ethernetinterface ermöglicht eine direkte serielle Datenübertragung zu Unix- oder Linux Rechnern. Auf diesen Computern ist das Auswerteprogramm YODA¹⁴ [SCHW 95] installiert, mit dem sich die Daten bereits während des Experimentbetriebs *online* analysieren lassen und damit den Experimentverlauf überwachen.

Die Dauer eines Auslesezyklus (ca. 800 μsec) ist hauptverantwortlich für die Totzeit des Experiments, da während eines Auslesezyklus kein weiterer gestartet werden kann. Wird während dieser Zeit ein weiterer Trigger ausgelöst, können die damit verbundenen Daten nicht zwischengespeichert werden und gehen somit verloren.

Deshalb wird während den Auslesezyklen ein sogenanntes *Busy-Flip-Flop* gesetzt, das ein NIM-Signal entsprechender Länge produziert. Mit diesem NIM-*Busy-Signal* läßt sich einerseits die absolute Totzeit quantitativ erfassen und andererseits die Triggerrate während der Totzeit aufnehmen.

Die Ethernet-Verbindung, der VME Rechner, das CAMAC-Modul und das Programm TDAS erlauben zusätzlich die Steuerung der Spannungsversorgung der Detektorkomponenten, die Steuerung der Verzögerungszeiten und der Diskriminator-Schwellen des PCOS-Systems. Diese Steuerung kann von jedem Rechner aus betrieben werden, wenn eine *Telnet*-Verbindung zu dem VME Rechner hergestellt wurde.

¹²Temporary Data Acquisition System

¹³Small Computer Systems Interface

¹⁴Yet another Online Data Analyzer

Kapitel 3

Aufbau des 16-fach segmentierten Hodoskops

Zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ wurde der MOMO-Experimentaufbau um zwei Detektorkomponenten aus Szintillatoren, ein Vetodetektor [SCHN 98] und ein segmentiertes Hodoskop erweitert. [BAV 98] zeigt erste Überlegungen, Simulationsrechnungen, Konstruktionspläne, Testmessungen einzelner Segmente und warum 16, jeweils 2 cm dicke Szintillatorsegmente zum Bau ausgewählt wurden.

Dieses Kapitel skizziert einzelne Gedanken dieser Diplomarbeit und beschreibt darüber hinausgehend den Zusammenbau der einzelnen Segmente zu einem Detektor, den Anbau dieses Detektors an den MOMO-Vertexdetektor und erste Testmessungen, die während einer Strahlzeit der GEM-Kollaboration am Strahlplatz BIG-KARL durchgeführt wurden.

3.1 Motivation

Bis einschließlich 1997 wurde mit dem MOMO-Detektor die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ mit verschiedenen Einschußimpulsen nahe der Produktionsschwelle untersucht [JOOS 96][BERG 97] [BOHL 98]. Eine der Hauptschwierigkeiten, sowohl in den Auswerte- als auch in den Experimentierphasen, war die Separation der gesuchten Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ von Untergrundreaktionen wie

$$\begin{aligned} pd &\rightarrow pd, & pd &\rightarrow ppn, \\ pd &\rightarrow {}^3\text{He} \pi^0, & pd &\rightarrow {}^3\text{He} \pi^0 \pi^0 \end{aligned}$$

deren aufsummierte Wirkungsquerschnitte erheblich größer sind als die der gesuchten Reaktion. Zusätzlich hatte der Protonenstrahl in den meisten Strahlzeiten einen Halo, dessen Teilchen die Vertexwand durchquerten. Die zusätzlichen Vertexwandtreffer erschwerten die Datenaufnahme und waren teilweise nicht von den Pionen unterscheidbar [BOHL 98].

Die Kaonenproduktion über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ erfordert einen Einschußimpuls von mindestens 2498 MeV/c, entsprechend $T_{\text{thresh}} = 1730$ MeV, und der zu erwartende

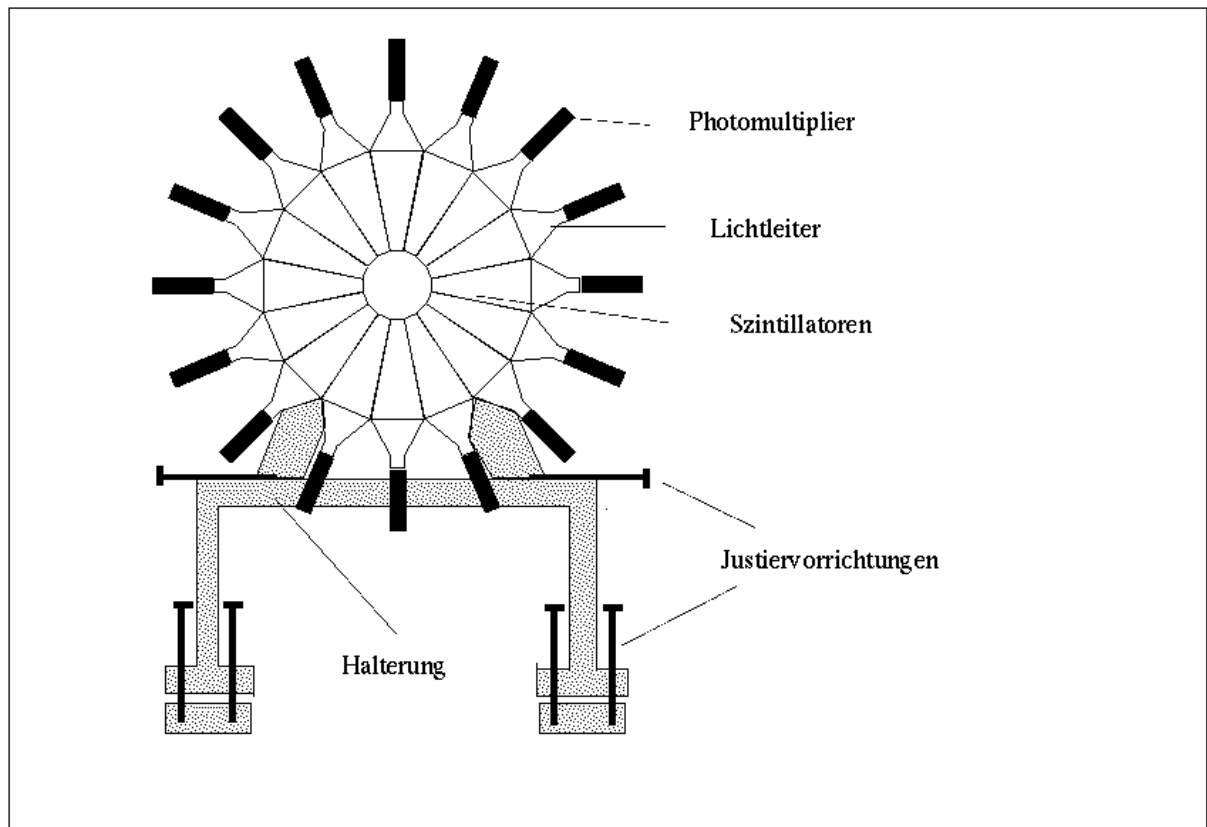


Abbildung 3.1: Schematische, nicht maßstabgetreue Frontalansicht des 16-fach segmentierten Szintillatordetektors.

Wirkungsquerschnitt σ_{tot} liegt in der Größenordnung einiger nb. Im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten der schwelennahen Pionenproduktion sind die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte etwa 100 – 1000 mal geringer. Andererseits steigen die aufsummierten Wirkungsquerschnitte der Untergrundreaktionen mit steigender Energie an und es gab keinen plausiblen Grund, warum der Strahlhalo bei höheren Strahlimpulsen verschwinden sollte. Die Suche nach den Ereignissen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ prognostizierte sich somit unter gleichen Experimentbedingungen wie bei der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ als -fast- hoffnungslose Suche nach der 'Stecknadel im Heuhaufen'.

Aus diesem Grund wurde der Entschluß gefaßt, den MOMO-Experimentaufbau für die anstehenden Messungen um zwei weitere Komponenten zu erweitern:

- Den MOMO-Vetodetektor, mit dessen Hilfe ein eventueller Halo ausgeblendet werden soll [SCHN 98].
- Das 16-fach segmentierte Hodoskop. Es liefert zusätzlich zu den Durchstoßpunkten in der Vertexwand die Energieabgabe der Teilchen in Plastikszintillatoren und kann zusätzlich als Start- oder Stopdetektor eingesetzt werden, um die Flugzeit der Heliumkerne durch BIG KARL zu ermitteln.

Mit diesen Zusatzinformationen kann ein Großteil der Untergrundteilchen als 'Nicht-Kaon' oder 'Nicht-Helium' identifiziert und aus dem aufgenommenen Datensatz entfernt werden.

Darüber hinausgehend ermöglichen weitere Detektorkomponenten zusätzlich die Messung anderer Reaktionen am Strahlplatz BIG KARL. Beispielsweise die Reaktion $pp \rightarrow pp \pi^- \pi^+$ im Hinblick auf die Existenz (-oder Nichtexistenz-) des Dibaryons d' [SCHN 98] oder die Reaktion $dd \rightarrow {}^4\text{He} \pi^+ \pi^-$ zur Bestätigung oder Falsifizierung einer p-Wellen Hypothese bezüglich der schwelennahen Pionenproduktion (s. Kap. 6).

3.2 Beschreibung und Aufbau des Detektors

Abbildung 3.1 zeigt schematisch das aufgebaute Hodoskop. Jedes der 16 trapezförmigen Szintillatorsegmente hat eine Dicke von 2 cm und ist fest mit einem Lichtleiter verbunden, der über optisches Gel an einen Photomultiplier koppelt.

In diesem Kapitel werden kurz die Gedanken des Konzepts des Detektors und die verwendete Hardware beschrieben.

3.2.1 Entwicklungsphase

Bis Anfang 1998 ließ sich aus den gemessenen Signalen der einzelnen MOMO-Detektorkomponenten der Impuls pro Elementarladung, eine Flugzeit und eine Energieabgabe des vermeintlichen Heliumkerns ermitteln, sowie die Flugrichtungen der vermeintlichen Mesonen. Die Vierervektoren des Protons und des Deuterons sind bekannt.

Anhand dieser Informationen ließen sich die Teilchen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ von den Untergrundereignissen trennen und kinematisch vollständig bestimmen. Eine erfolversprechende Prognose, mit dem gleichen Experimentaufbau auch die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ zu vermessen, widersprach den bis dahin gesammelten Erfahrungen.

Wesentlich erfolversprechender sieht die Prognose aus, wenn neben der Flugrichtung der vermeintlichen Mesonen auch direkt ihr Impuls oder eine impulsabhängige Größe gemessen wird.

Unter Berücksichtigung des bisherigen Experimentaufbaus und den finanziellen Gegebenheiten entstand die Idee mit einem Szintillationsdetektor die Energie(abgabe) der Teilchen zu messen, nachdem sie den Vertexdetektor passiert haben. Die Planung, ein Szintillator-Kalorimeter¹, zu bauen scheiterte, da ein solcher Detektor mehr Platz als vorhanden in Anspruch genommen hätte. So fiel nach mehreren Testmessungen im Labor und Simulationsrechnungen [BAV 98] die Entscheidung, ein 2 cm dickes, und 16-fach segmentiertes Szintillator-Hodoskop zu bauen.

Die Wahl der Dicke von 2 cm ist die minimal notwendige Szintillatordicke um die Kaonen von den meisten Untergrundteilchen unter Experimentbedingungen zu trennen.

Die 16-fache Segmentierung ist technisch bedingt, um die Voraussetzungen zu erfüllen, die zur Bestimmung der Energieabgabe einzelner Kaonen nötig sind:

- Es müssen ausreichend viele Photonen des Szintillationslichtes den Photomultiplier erreichen.

¹Szintillator-Kalorimeter: Ein Szintillator, der dick genug ist, um die Teilchen zu stoppen und so ihre gesamte Energie zu bestimmen.

- Die Signale des Photomultipliers sollten unabhängig von den Durchstoßpunkten der Teilchen im Szintillator sein.
- Innerhalb des Zeitintervalls, indem das Photomultipliersignal ausgelesen wird, soll nur ein Teilchen den Szintillator durchqueren, obwohl mindestens 2 Teilchen gleichzeitig detektiert werden.

Die oben genannten Punkte lassen sich mit kleinen Szintillatorsegmenten am besten realisieren. Mit abnehmender Größe verringert sich die Wahrscheinlichkeit, daß mehrere Teilchen gleichzeitig das Segment durchqueren, und die Photoneausbeute am Photomultiplier wird aufgrund kurzer Wege vergrößert. Die Ortsabhängigkeit der Signale hängt zusätzlich von der Form und der Oberfläche des Szintillators und des Lichtleiters ab. Ortsunabhängige Photomultipliersignale werden erreicht, wenn von allen Orten des Szintillators das Szintillationslicht mit den gleichen Wahrscheinlichkeiten und Streuverlusten den Photomultiplier erreicht. Bei den verwendeten trapezförmigen Segmenten ist das nahezu gegeben [BAV 98]. Durchqueren beide Kaonen ein einziges Szintillatorsegment, können ihre einzelnen Energieabgaben nicht bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür sinkt mit der Anzahl der verwendeten Segmente. Bei 16 Segmenten beträgt sie nach Simulationsrechnungen 1.8% [BAV 98].

3.2.2 Hardware

Bei der Auswahl der entsprechenden Detektorkomponenten wurde auf die Lichtausbeute, die Schnelligkeit der Szintillatoren und auf die Nachweiseffektivität des Gesamtsystems, bestehend aus Szintillator, Lichtleiter und Photomultiplier, geachtet. Hierzu wurden mehrere Testmessungen mit verschiedenen Materialien und Photomultipliern durchgeführt [BAV 98][SCHN 98].

Zum Einsatz kamen schließlich trapezförmige Plastikszintillatoren, die über optisches Zement (BC-600, Bicron) an selbst gefertigten Lichtleitern² koppeln. Zusammen mit einem 10-stufigen Photomultiplier (PMT XP 2972, Philips), einem Spannungsteiler (VD109, Philips), und einer Feld-Abschirmung (μ -Metall Abschirmung MS179, Philips) für die Photomultiplieröhre, erreicht ein Segment eine Nachweiseffektivität von mehr als 99,7%.

Passend zu diesen Segmenten wurde eine Halterung aus Aluminium gebaut, mit der die 16 einzelnen Segmente kreisförmig, direkt hinter der Vertexwand montiert wurden.

²Die Lichtleiter wurden in der Werkstatt des Instituts für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn aus Plexiglasblöcken angefertigt.

3.3 Erste Testmessung am Strahlplatz BIG KARL

Zur Untersuchung der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0$ und $pd \rightarrow t \pi^+$ verwendete die GEM-Kollaboration im März 1998 die MOMO-Streukammer, unmittelbar nach der Fertigstellung des Hodoskops. Bei diesem Experiment diente die MOMO-Streukammer als Vakuumkammer und Targethalterung. Die an der Kammer montierten Detektoren wurden von der GEM Kollaboration nicht benötigt, so daß während dieser Strahlzeit verschiedene Testmessungen mit folgenden Zielen durchgeführt wurden:

- Erweiterung, Anpassung und Umbau der Datenaufnahme im Hinblick auf die Erweiterung des Detektors und der erstmals an MOMO untersuchten Kaonen-Produktion.
- Synchronisation des segmentierten Hodoskops mit dem Vertexdetektor.
- Relative Kalibration der einzelnen Segmente untereinander.
- Untersuchung des Strahlhalos.
- Test des Gesamtsystems.

Folgend werden diese Punkte erläutert.

3.3.1 Erweiterung und Umbau der Datenaufnahme

Die Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ mit dem MOMO-Detektor forderte bauliche und elektronische Veränderungen, sowie die Erweiterungen der Datenaufnahme im Vergleich zu der bereits untersuchten Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$.

Die kinematische Situation zur Untersuchung der Kaonenproduktion bedingt, daß Heliumkerne höherer kinetischer Energie gemessen werden als es bei der Pionenproduktion der Fall war. Für das Experiment bedeutet das dreierlei:

Die TOF-Messung muß schnellere Teilchen registrieren, die Vertexwandverzögerung auf neue Verzögerungszeiten gesetzt werden und das Magnetspektrometer BIG KARL höhere Magnetfelder erzeugen, um die ${}^3\text{He}$ -Kerne abzulenken.

Für die TOF-Messung bedingen schnellere Teilchen bei gleicher Flugstrecke geringere Zeitunterschiede. Da es fraglich war, ob diese Zeitunterschiede³ mit dem gegebenen experimentellen Aufbau auflösbar sind, wurde der Entschluß gefaßt, die Flugstrecke des TOF-Aufbaus von 2,60 m auf 4 m zu vergrößern. Da sich so der Abstand der hinteren Hodoskoplage zum BIG KARL-Austritt vergrößert, muß diese einen größeren Raumwinkel abdecken, weshalb ein weiteres Szintillatorsegment in der hinteren Hodoskoplage angebaut wurde, um nicht die Akzeptanz des Detektors zu verkleinern. Die damit verbundene Erweiterung der Elektronik und der Datenaufnahme wurde während der Teststrahlzeit durchgeführt und getestet.

Verzögerungszeiten der Vertexwand gegenüber anderen Detektorkomponenten lassen sich über das PCOS-Schieberegister oder eine Verzögerung des PCOS-Gates verändern. Was

³Bei einer Flugstrecke von 2.6 m und einer typischen Spektrometereinstellung von 1900 MeV/c beträgt die Differenz zwischen Protonen und Heliumkernen etwa 3.2 ns.

im einzelnen Fall am günstigsten ist, läßt sich letztlich nur durch Ausprobieren feststellen, wozu sich diese Teststrahlzeit sehr gut eignete⁴.

Passend zu den Umbauten und Erweiterungen des MOMO-Detektors durch einzelne Komponenten wurde die erweiterte Datenaufnahmesoftware getestet. Verschiedene Anpassungsfehler zeigten sich rechtzeitig vor den eigentlichen Messungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ und wurden behoben.

3.3.2 Integration des Hodoskops in das MOMO-Experiment

Nach dem Einbau des Hodoskops, der *Verkabelung* der Elektronik und der Erweiterung der Datenaufnahme folgten erste Testmessungen am Strahlplatz BIG KARL. Neben einem allgemeinen Funktionalitätstest waren die Synchronisation des Hodoskops mit dem Vertexdetektor und die relative Kalibrierung der einzelnen Segmente untereinander Hauptziele dieser Strahlzeit.

Synchronisation mit dem MOMO-Vertexdetektor

Zunächst wurde der Zeitunterschied⁵ zwischen den Signalen des Vertexdetektors und des Haupttriggers abgeschätzt und als Verzögerungszeit am PCOS-Schieberegister eingestellt. Anschließend mußte das segmentierte Hodoskop so verzögert werden, daß beide Detektoren, Vertexwand und Hodoskop, zeitgleich ausgelesen werden. Bei richtigen Zeiteinstellungen der neu implementierten Elektronik- und Datenaufnahmesysteme lassen sich die einzelnen Hodoskopsegmente selbstgetriggert auf der Vertexwand abbilden.

Hierunter ist die Vermessung der Reaktion $pd \rightarrow X$ zu verstehen, wobei X die Summe aller Teilchen im Ausgangskanal ist, die den Vertexdetektor durchqueren und im Hodoskop signifikante Signale erzeugen, so daß diese als Trigger für beide Detektoren verwendbar sind. Abbildung 3.2 zeigt vier *Schnappschüsse*, die die Funktionalität des neuen Detektors zusammen mit dem Vertexdetektor bestätigten.

Abbildung 3.2 zeigt die 16 Segmente als Projektion auf der Vertexwand. Jeweils 2 gegenüberliegende Segmentensignale wurden koinzident verschaltet. Den Trigger für beide Detektoren bildete dann jeweils ein logisches *Oder* zweier koinzident verschalteter Paare, die in den vier Bildern zu sehen sind.

Darüberhinausgehend lieferten diese Aufnahmen zwei weitere wichtige Informationen: In allen vier Bildern sind Lücken bei kleinen, negativen x-Werten zu sehen, die als klares Zeichen eines Defektes in der Vertexwand interpretiert wurden. Da sich Defekte dieser Art meist nur im Experimentbetrieb zeigen, war diese Früherkennung von großem Vorteil, um bereits mehrere Wochen vor den geplanten MOMO-Strahlzeiten Reparaturarbeiten leisten zu können.

⁴Darüber hinaus wurden verschiedene Tests durchgeführt, um die minimale PCOS-Gatebreite herauszufinden, bei der das PCOS-System noch funktioniert. Anmerkung: Je kürzer die Gatebreite desto niedriger ist der detektierte Untergrund und desto höher die maximal mögliche Rate der Datenaufnahme. Die Herstellerangaben waren leider etwas zu optimistisch.

⁵Der Zeitunterschied ist die Summe der Flugzeit des Heliumkerns vom Target bis zur letzten Hodoskoplage und der von der Elektronik benötigten Zeit den Haupttrigger zu erzeugen.

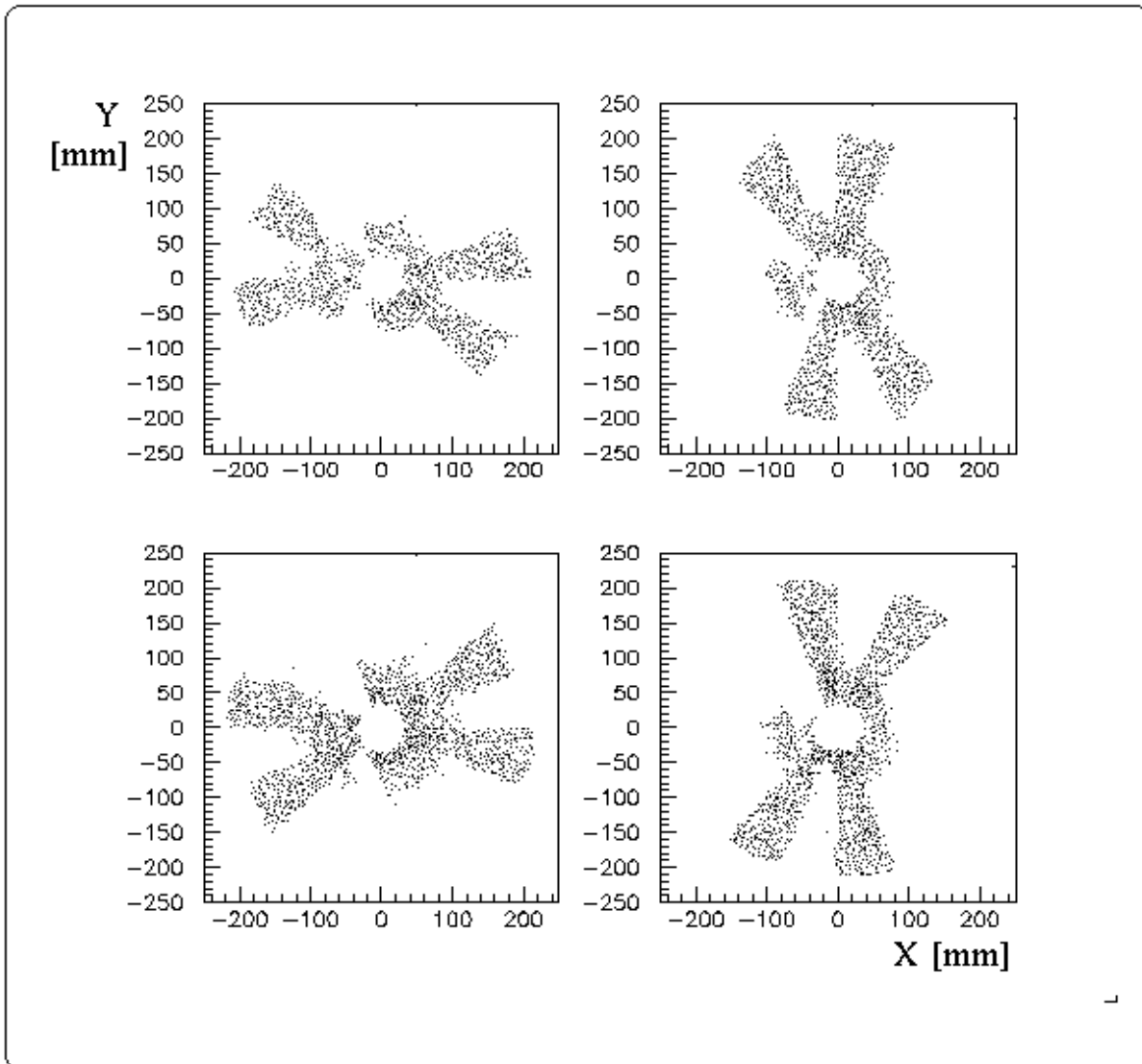


Abbildung 3.2: *Abbildung einzelner Segmente auf den Vertexdetektor. Zur Erzeugung dieser Vertexwandaufnahmen, triggerten jeweils 2 gegenüberliegende Segmente in Koinzidenz die Datenaufnahme der Vertexwand und des Hodoskops. Siehe Text.*

Neben den jeweils vier, den Trigger auslösenden Segmenten, ist auch eine Projektion eines Rings um das Strahlrohr, mit einem Durchmesser von ca. 10 cm zu erkennen. Ursache ist nicht etwa ein weiterer ringförmiger Triggerdetektor, sondern ein relativ großer Halo um den Protonenstrahl, der, wie aus früheren Strahlzeiten bekannt, die Auswertearbeiten erheblich erschwert.

Aufgrund der obigen Visualisierung konnte der Durchmesser des Halos gut abgeschätzt werden, so daß bei den ersten kaonischen Strahlzeiten die Wahl des ersten Protonenstrahlimpulses so angepaßt wurde, daß die meisten Kaonen außerhalb des Halo-Rings die Vertexwand durchquerten (s. Kap 4.2.2).

Kalibrierung der Segmente

Simulationsrechnungen ergaben für Kaonen die größte Energieabgabe in den Szintillatorsegmenten im Vergleich zu verschiedenen Teilchen berücksichtigter Untergrundreaktionen (s. Kap. 4.2.3). Um anhand dieser Information die Kaonen von den meisten Untergrundteilchen zu separieren, müssen die Detektoren eine ausreichende Energieauflösung besitzen und diese muß von der Ausleseelektronik und der Datenaufnahme ausgenutzt werden. [BAV 98] schildert die prinzipielle Machbarkeit dieses Vorhabens mit dem segmentierten Hodoskop. Während der Teststrahlzeit galt es, den Detektoraufbau hinsichtlich seiner Energieauflösung zu testen und für die Kaonenmessung optimal einzustellen.

Der beste Test, ob mit dem Detektoraufbau Kaonen von anderen zu erwartenden Teilchen unterscheidbar sind, bestünde darin, den Detektor zuerst abwechselnd und dann gleichzeitig mit Kaonen und allen denkbaren Untergrundteilchen entsprechender Impulse zu beschießen. Anhand dieser Meßwerte könnte sofort eine absolute Kalibration vorgenommen werden, die Energieauflösung bestimmt und eine Machbarkeitsstudie für verschiedenste Teilchenidentifikationen erstellt werden. Leider ist ein solcher Test mangels verschiedener und vordefinierter Teilchenstrahlen an MOMO nicht durchführbar.

Eine andere Art der Kalibrierung besteht darin, den Detektor mit Strahlen bekannter Energien zu bestrahlen (z.B. mit Isotopen deren Strahlungsspektren bekannt sind). Diese Methode wurde auch nicht angewandt, weil nicht durchführbare Umbaumaßnahmen notwendig gewesen wären. Diese Methode diene zwar der Kalibrierung, ein allgemeiner Detektortest wäre mit ihr aber nicht möglich gewesen, da es keine Isotope gibt, die Teilchen ähnlicher Impulse emittieren, wie die im Experiment zu vermessenden.

Aus diesen Gründen wurde das segmentierte Hodoskop während der Teststrahlzeit zunächst relativ und mit allen Teilchen der Reaktion $pd \rightarrow X$ und den Haloteilchen kalibriert. Voraussetzung dazu war ein charakteristisches Energieabgabe-Spektrum in den Szintillatoren, das in allen Segmenten gleich sein muß. Aufgrund der Rotationssymmetrie des Experimentaufbaus um die Strahlachse war diese Voraussetzung erfüllt und die ADC-Spektren aller Segmente sollten nach erfolgreicher Kalibration gleiche Strukturen zeigen. Als weitere Aufgabe galt es den maximalen Verstärkungsfaktor herauszufinden (d.h. die höchste Photomultiplier-Spannung), der einem länger anhaltenden Experimentbetrieb standhält, da mit ihm auch die Energieauflösung ansteigt.

Abbildung 3.3 zeigt repräsentativ für alle 16 Segmente das ADC-Spektrum eines auf sich selbst getriggerten Segments, wobei die Diskriminatorschwelle gerade so hoch eingestellt wurde, daß nur Detektorrauschen unterdrückt wurde. Die Lage des gemessenen Maximums hängt direkt von der eingestellten Photomultiplier-Spannung ab und ermöglichte den Vergleich und die Verstärkungsanpassung der einzelnen Segmente. Unbefriedigend ist die Tatsache, daß nur ein einziger relativ breiter Peak auftritt und nicht ein breites Spektrum mit mehreren Peaks oder einer charakteristischen Kontur. Für das gemessene Spektrum lassen sich verschiedene Hypothesen aufstellen, die im folgenden diskutiert werden:

- 1.) Die Energieauflösung des Detektors ist zu gering, um die verschiedenen Teilchen zu trennen.
- 2.) Der Wirkungsquerschnitt einer der Reaktionen $pp \rightarrow X$ ist wesentlich größer als die Wirkungsquerschnitte der anderen, so daß unter gegebenen Bedingungen die Meßdauer viel

zu kurz war, um von Teilchen anderer Reaktionen signifikante Beiträge im ADC-Spektrum zu sehen.

3.) Häufiger als die Teilchen der Reaktionen $pp \rightarrow X$ durchqueren Halo-Teilchen das Hodoskop und sind für das Spektrum verantwortlich. Eine ebenfalls sehr viel längere Meßzeit würde benötigt, um andere Teilchen zu erkennen.

Im Hinblick auf die noch zu untersuchende Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$, galt es in der Teststrahlzeit primär die Hypothese 1.) zu widerlegen, da gerade die Energieauflösung des Detektors benötigt wird.

Deshalb wurden unter der Annahme, daß Hypothese 1.) nicht zutrifft, aber Hypothese 3.), neue Meßreihen durchgeführt, die Haloteilchen von der Datenaufnahme reduzieren. Dazu wurde die Triggerbedingung so verändert, daß jeweils zwei gegenüberliegende Segmente koinzident ein Teilchen detektieren müssen, um die Datenaufnahme zu aktivieren.

Durch diese Triggerbedingung werden die Reaktionen $pp \rightarrow X$ bevorzugt gemessen, in deren Ausgangskanal mindestens jeweils ein Teilchen gleichzeitig gegenüberliegende Segmente durchquert. Wegen der Impulserhaltung wird so die elastische Streuung bevorzugt.

Abbildung 3.4 zeigt repräsentativ für alle sich gegenüberliegenden Segmentpaare die ADC-Spektren zweier gegenüberliegender Segmente und deren Abbildung auf die Vertexwand. Im Unterschied zu den ADC-Spektren der auf sich selbst getriggerten Segmente (s. Abb. 3.3) ist hier eine charakteristische Struktur im ADC-Spektrum zu erkennen. Ohne das Spektrum weiter zu analysieren, ist damit eine zu geringe Detektorauflösung im Sinne der Hypothese 1.) widerlegt.

Da trotz der Triggerbedingung, daß beide Segmente koinzident ein Signal liefern müssen, die Segmente nicht scharf auf der Vertexwand abgebildet wurden, sondern zusätzlich ein ringförmiges Abbild zu sehen ist, erhärtet sich die Hypothese 3.).

Eine erste relative Kalibrierung des Detektors wurde nach Aufnahme dieser Spektren erfolgreich beendet. Eine absolute Kalibrations-Abschätzung anhand der Meßdaten der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ wird in Kapitel 5 vorgestellt.

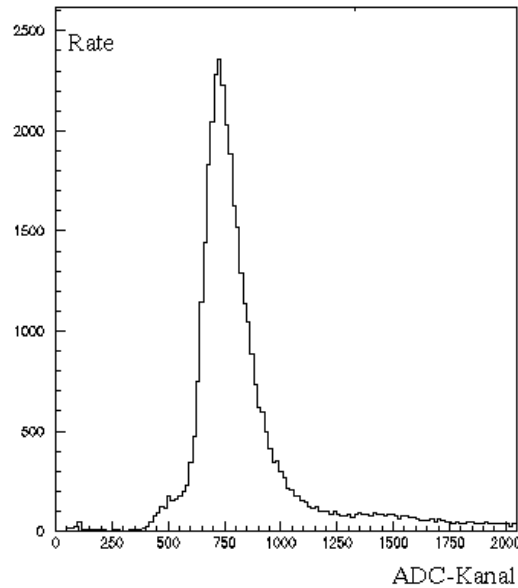


Abbildung 3.3: Die Abbildung zeigt ein ADC-Spektrum eines auf sich selbst getriggerten Hodoskop-segments. Siehe Text.

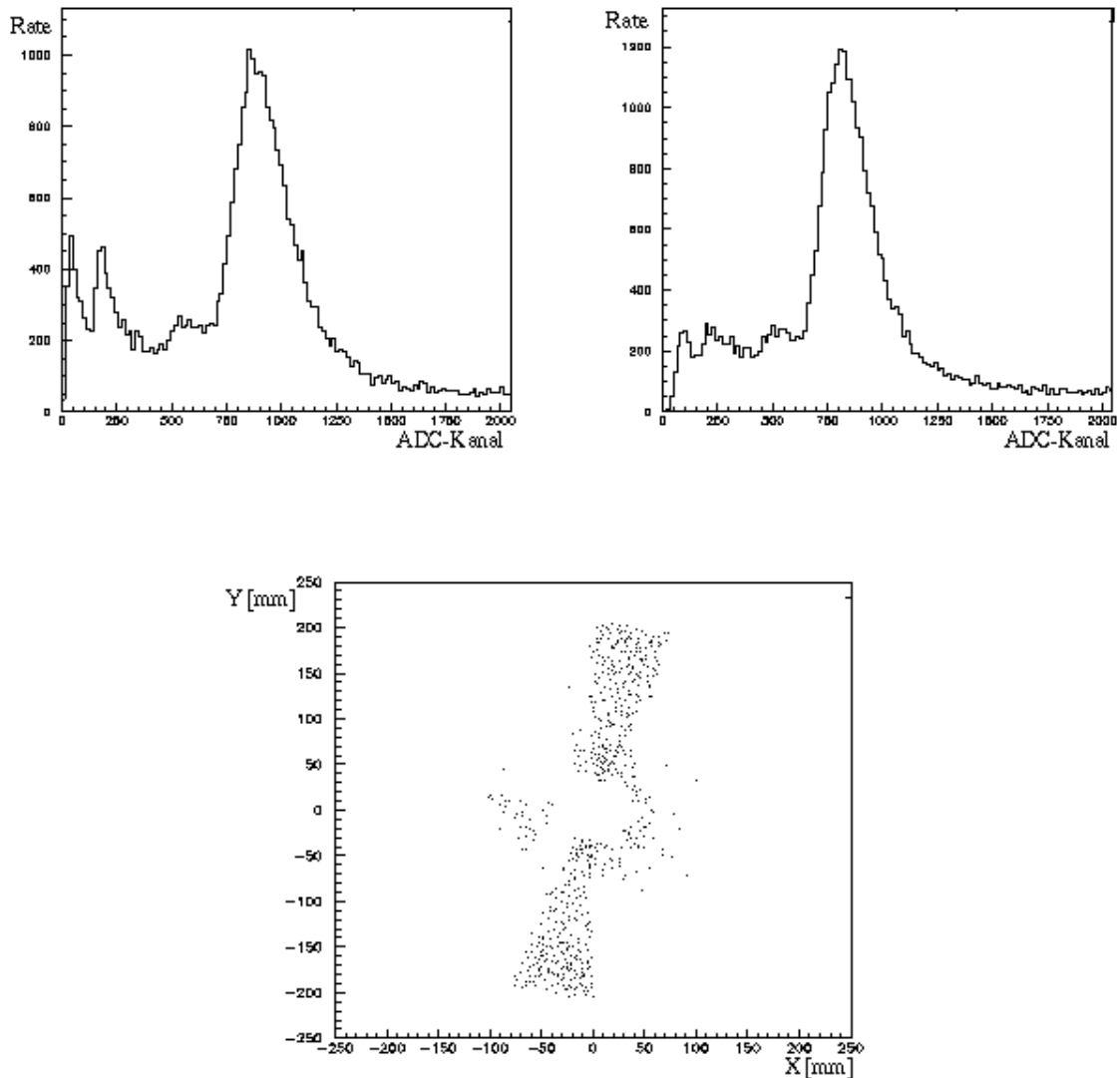


Abbildung 3.4: Die beiden oberen Abbildungen zeigen ungeschnittene ADC-Spektren zweier gegenüberliegender Segmente, deren Signale in Koinzidenz geschaltet den Trigger für die Vertexwand und das Gate für den ADC bildeten. In der unteren Abbildung sind die Treffer der Vertexwand zu sehen, welche aufgrund der Triggerbedingung eine Projektion der beiden Segmente darstellen. Siehe Text.

Kapitel 4

Erwartungen und Simulationen

Simulationsrechnungen sind für wissenschaftliche Untersuchungen in den verschiedensten Bereichen ein nützliches Instrumentarium für Vorhersagen oder Diagnosen. Einerseits um Kosten- und Aufwandsabschätzungen zu betreiben, andererseits um vorherzusagen, welche Größen sich wie auswirken und damit -im Falle der experimentellen Teilchenphysik- in den einzelnen Detektorkomponenten messen lassen, aber auch um bereits beobachtete Phänomene verstehen zu können.

Basierend auf bekannten Größen, Naturgesetzen und Rechenmodellen beinhalten Simulationsrechnungen häufig Hypothesen, deren Gültigkeit sich durch den Vergleich mit der Realität bestätigen bzw. widerlegen läßt oder aber auch ungeklärt bleibt.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationsrechnungen dienen Machbarkeitsstudien bezüglich der Messung $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ sowie Kostenabschätzungen in der Konzeptionsphase, und sie helfen der Datenauswertung und dem Vergleich der gemessenen Daten mit Phasenraumberechnungen.

4.1 Simulationsgrundlagen

Zu den bekannten Größen im MOMO-Experiment zählen die Detektorgeometrie, die Detektoreigenschaften, der Protonenstrahlimpuls und bereits untersuchte Reaktionen. Auch die zu untersuchende Reaktion geht nicht als gänzlich unbekannte Reaktion in die Simulationsrechnungen ein, da ihr unterstellt wird, den bekannten Naturgesetzen (z.B. Energie- oder Impulserhaltung) zu gehorchen.

Wesentliche Simulationshypothesen sind Annahmen über s-Wellen Produktionsmechanismen der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ und deren Wirkungsquerschnitte.

Für Berechnungen, Aufbereitungen und Darstellungen dienen die Programme FOWL++ [BELL 95][FOWL 77], YODA [SCHW 95] und PAW¹ [PAW]. FOWL++ simuliert die Reaktionen, YODA und PAW helfen die Daten zu analysieren und darzustellen.

¹Physics Analysis Workstation

4.1.1 Eigenschaften der Programme FOWL++ und YODA

Das Programm FOWL++ simuliert kinematische Größen von Streuexperimenten; dazu werden folgende Eingaben benötigt:

- Art des Projektils und sein Impuls (z.B. Protonenstrahl, 1234 MeV/c)
- Impulsunschärfe (z.B. 0.01% horizontal und 0.02% vertikal zur Strahlrichtung und 0.001% in Strahlrichtung)
- Target (z.B. Wasserstofftarget)
- kubische Dimensionsangabe des Targets
- Ausgangskanäle oder -kanal. (z.B. 100% elastische Streuung oder 10 Prozent elastische Streuung und 90% die Reaktion X)
- Anzahl der zu simulierenden Reaktionsereignisse
- Die Informationen, ob die Ergebnisse im Schwerpunktsystem oder im Laborsystem übergeben werden, und ob Energieverluste im Target nach der Bethe-Bloch-Formel zu berücksichtigen sind.

Anhand der eingegebenen Daten simuliert das Programm die entsprechende Anzahl der eingestellten Reaktionen, so daß diese im CM²-System gleichverteilt sind; d.h. es wird nur der s-Wellenproduktionsmechanismus betrachtet. Basierend auf diesen Phasenraumrechnungen errechnet das Programm für jedes Teilchen im Ausgangskanal die Viererimpulse und übergibt diese an das Auswertprogramm YODA.

Zusätzlich zu den von FOWL++ angebotenen einstufigen Streureaktionen hat der Anwender die Möglichkeit selbst Reaktionen zu definieren und zu verketteten. Das ermöglicht die Simulation von mehrstufigen Streureaktionen, wie beispielsweise der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ und $\phi \rightarrow K^+ K^-$.

Die Einstellung der Targetdimension berücksichtigt reale Experimentbedingungen dahingehend, daß der Reaktionsort nicht ein fixer Punkt ist, sondern irgendwo im Target liegt, und die Impulsunschärfe wird benötigt, um einen *realen* Teilchenstrahl zu simulieren. Alle weiteren experimentspezifischen Eigenschaften, beispielsweise die Impulsabgabe eines Teilchens in einem Detektor, berechnet das Programm YODA anhand von Programmroutinen, die vom Anwender geschrieben werden und als sogenannte Hardcallbacks³ von YODA aufgerufen werden, sowie hoc⁴-files, die das Programm YODA interpretiert.

Eine detailliertere Beschreibung des Programms FOWL++ ist in [BELL 95] zu finden und von YODA in [SCHW 95].

²Center of Mass System; Schwerpunktsystem

³Hardcallbacks können eigene Programme sein, sind meist aber, seit der Verbreitung der objektorientierten Programmierung, Objekte oder Klassen, die fest in das Hauptprogramm -hier YODA- implementiert werden.

⁴High Order Calculation. Die Hoc-Sprache ist eine an C angelehnte Scriptsprache die von YODA interpretiert wird.

4.2 Simulationsrechnungen

Die für das MOMO-Experiment durchgeführten Simulationsrechnungen lassen sich in drei Kategorien einteilen: Berechnungen zur Detektorakzeptanz, zu Erwartungen bei der Datenaufnahme und zu Machbarkeitsstudien bezüglich der Datenreduktion.

Akzeptanzberechnungen sind im Vorfeld des Experiments dringend erforderlich um Experimentdauern abzuschätzen und Detektoreinstellungen zu ermitteln. Nach der Datenaufnahme werden Akzeptanzen zu Normierungen der gemessenen Größen benötigt, da erst die normierten Daten vom Experiment unabhängige und physikalische Interpretationen erlauben.

Simulation der Datenaufnahme. Wie sich einzelne physikalische Zusammenhänge in einzelnen Detektorkomponenten oder in verschiedenen Verteilungen, wie Winkel- oder Energieverteilungen, bemerkbar machen, ist nicht immer offensichtlich. Dem Experiment vorausgehende Simulationsrechnungen mit jeweils unterschiedlichen Hypothesen helfen, bereits während der Datenaufnahme die Daten zu interpretieren und das Experiment zu überwachen.

Die *Datenreduktion* ist die Separation der gesuchten Ereignisse von Untergründereignissen. Das segmentierte Hodoskop ist ein spezieller Detektor zur Datenreduktion. Seiner Konstruktion gingen viele Simulationsrechnungen voraus, um Effektivitäten und Ideen bereits vor seiner Konstruktion abschätzen zu können [BAV 98]. Sie waren von entscheidender Bedeutung für die Entwicklung des Detektors.

4.2.1 Detektorakzeptanzen

Mit dem MOMO-Detektoraufbau lassen sich nur solche Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ messen, deren Ausgangsteilchen die Akzeptanzbedingungen des Experimentaufbaus erfüllen. Dazu müssen beide Mesonen von der Vertexwand und dem segmentierten Hodoskop detektiert werden, der Heliumkern muß das Spektrometer BIG KARL und anschließend die Hodoskoplagen passieren.

Die gesamte Detektorakzeptanz ist der Quotient aus den detektierbaren Reaktionsereignissen und allen Reaktionsereignissen. Da das Magnetspektrometer nur Teilchen mit ausgewählten, über die Spektrometereinstellung vorgegebenen Impulsen akzeptiert, ist die Detektorakzeptanz für eine Reaktion von der Spektrometereinstellung und der zur Verfügung stehenden Gesamtenergie abhängig. Diese Zusammenhänge veranschaulicht die Betrachtung der Reaktionskinematik von Mehrteilchensystemen:

Teilchen im Ausgangskanal von Reaktionen ohne bevorzugte Streu-, Zerfalls-, oder Stoßrichtungen bewegen sich im statistischen Mittel gleichverteilt in alle Raumrichtungen im Schwerpunktsystem. Die Summe ihrer Impulsvektoren befüllt somit kontinuierlich eine Kugel im CM-System (s. Abb. 4.1).

Betrachtet man die CM-Kugel der Impulsvektoren im Laborsystem, verformt sich diese in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit zu einem Ellipsoid und ihr Schwerpunkt verschiebt sich. Im MOMO-Experiment wird dem Protonenstrahl die z-Richtung zugeordnet, so daß sich auch das Schwerpunktsystem in z-Richtung bewegt.

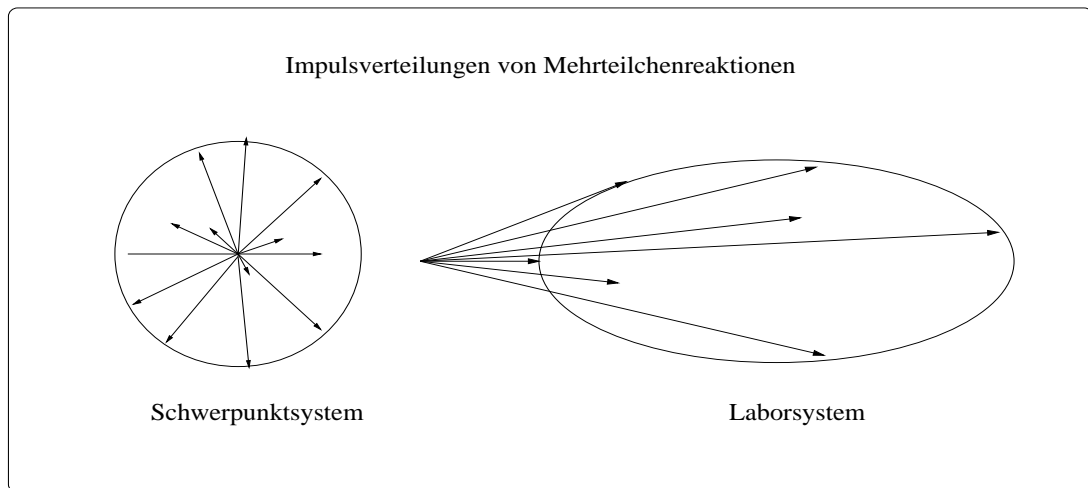


Abbildung 4.1: Die maximal möglichen Impulsbeträge sind durch die Überschußenergie festgelegt und bestimmen den Radius der Impulsugel im Schwerpunktsystem. Bei reiner s -Wellenproduktion sind keine Richtungen bevorzugt, so daß sich die Impulsvektoren innerhalb dieser Kugel isotrop verteilen. Im Laborsystem hingegen liegen die Spitzen der Impulsvektoren innerhalb eines Ellipsoids und ihr Ursprung (der Reaktionsort) kann das Ellipsoid verlassen, wenn der Schwerpunkt des Systems genügend Impuls im Laborsystem besitzt.

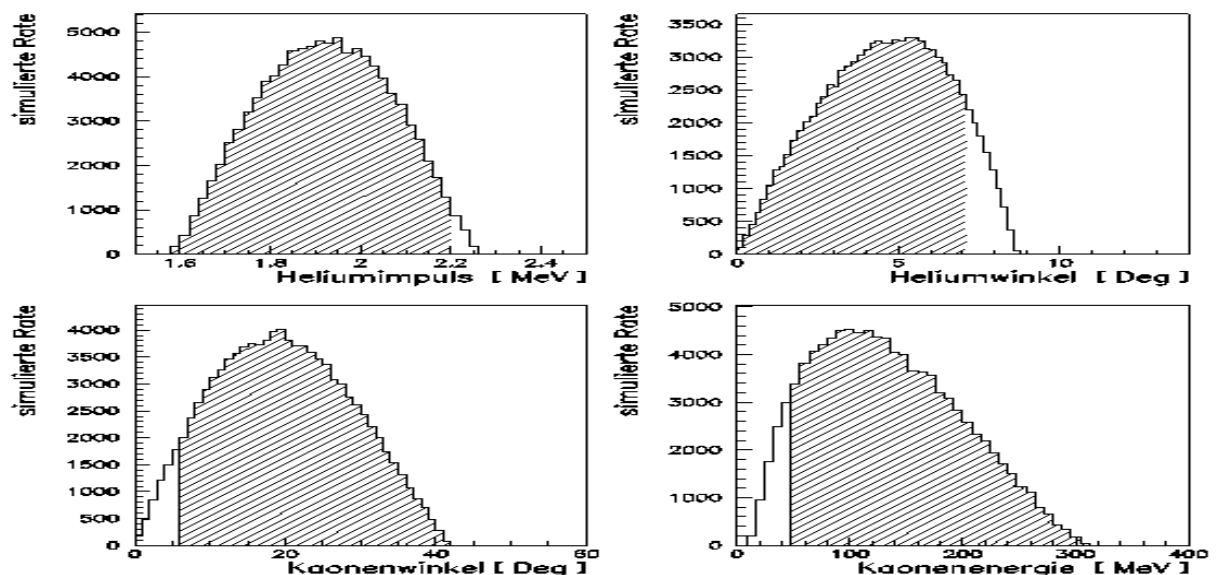


Abbildung 4.2: Simulierte Impuls-, Energie- und Winkelverteilungen von Kaonen und Heliumkernen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$ im Laborsystem. Die Reaktion wurde unter der Annahme einer reinen s -Wellenproduktion und mit einem Einschußimpuls von $2620 \text{ MeV}/c$ simuliert. Die mit dem MOMO-Detektor prinzipiell meßbaren Bereiche sind schraffiert.

Für die notwendigen Einschußenergien $T \geq T_{\text{Thresh}} = 1730 \text{ MeV}$ zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$, verschiebt sich der Schwerpunkt des Ellipsoids so weit, daß im Laborsystem, relativ zur Strahlrichtung alle z -Komponenten der Impulsvektoren positiv

sind.

Quantitativ läßt sich dieser Sachverhalt am leichtesten mit Simulationsrechnungen zeigen. In Abbildung 4.2 sind simulierte Winkel- und Impulsverteilungen im Laborsystem der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$, bei einem Einschußimpuls von 2620 MeV/c aufgetragen.

Sie zeigen, welche Winkel, Energien und Impulse Kaonen bzw. Heliumkerne im Ausgangskanal haben. Die schraffierten Flächen sind die Bereiche, welche mit den einzelnen MOMO-Detektorkomponenten prinzipiell meßbar sind. Für Heliumkerne ist die Akzeptanz durch BIG KARL gegeben. Er kann Teilchen bis zu einem maximalen Impuls-Ladungsverhältniss von 1100 MeV/c pro Elementarladung spektroskopieren, bzw. zweifach geladene Heliumkerne bis zu einem Impuls von 2.2 GeV/c; sein maximaler Öffnungswinkel aus Blickrichtung des Targets ist 6.7° .

Die Kaonen werden von dem Vertexdetektor und dem segmentierten Hodoskop gemessen. Damit vom Target kommende Teilchen in den Detektoren Signale erzeugen, müssen die Ejektile erst eine 5 mm dicke Aluminiumwand und den Vertexdetektor durchqueren. Nach der Bethe-Bloch-Formel benötigen Kaonen dafür ein Mindestimpuls von ca. 200 MeV/c. Die Winkelakzeptanz ist von der Geometrie der Detektoren vorgegeben und liegt zwischen 8° und 45° .

Im Vorfeld des Experiments ist die jeweils maximal mögliche Detektorakzeptanz in Abhängigkeit von dem Protoneneinschußimpuls von besonderem Interesse, da man sich für bestimmte Einschußimpulse entscheiden muß. Hierzu wurden für mehrere Einschußimpulse oberhalb der Reaktionsschwelle Simulationsrechnungen durchgeführt. Die jeweils von dem Detektorsystem akzeptierten Ereignisse bezogen auf die gesamte Anzahl aller Ereignisse ist die Akzeptanz in Abhängigkeit des Einschußimpulses. Abbildung 4.3 zeigt eine durch mehrere Meßpunkte angepaßte Akzeptanzkurve.

Unmittelbar oberhalb der Reaktionsschwelle steigt die Akzeptanz bis zu einem Maximum und fällt langsam wieder ab: Direkt an der Reaktionsschwelle existiert kaum Überschußenergie und die Impulskugel bzw. das Impulsellipsoid ist so klein, daß alle entstandenen Teilchen (auch die Kaonen) in die Spektrometeröffnung fliegen; für die Reaktion ist keine Akzeptanz vorhanden. Steigt die Überschußenergie, so wird die Impulskugel größer und die Wahrscheinlichkeit einer simultanen Detektion der Kaonen im Vertexdetektor und der Heliumkerne in BIG KARL steigt an. Oberhalb einer bestimmten Überschußenergie wird die Impulskugel so groß, daß immer mehr Kaonen im Laborsystem größere Streuwinkel haben als der Vertexdetektor vermessen

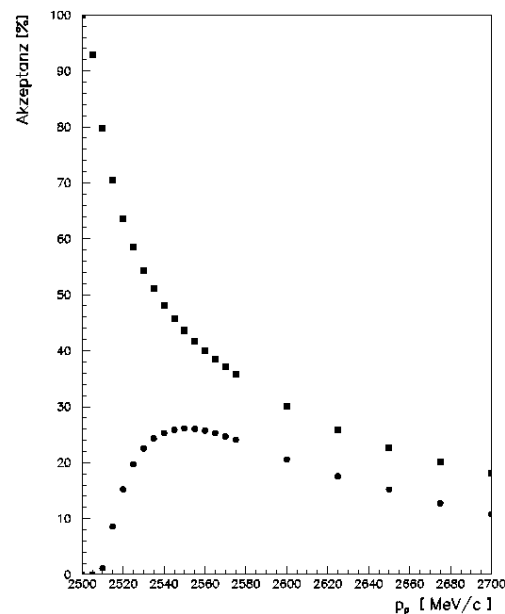


Abbildung 4.3: *Spektrometer- und Detektorakzeptanzen (oben bzw. unten) in Abhängigkeit des Strahlimpulses für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ [BERG 97]. Siehe Text.*

kann; die Akzeptanz nimmt wieder ab.

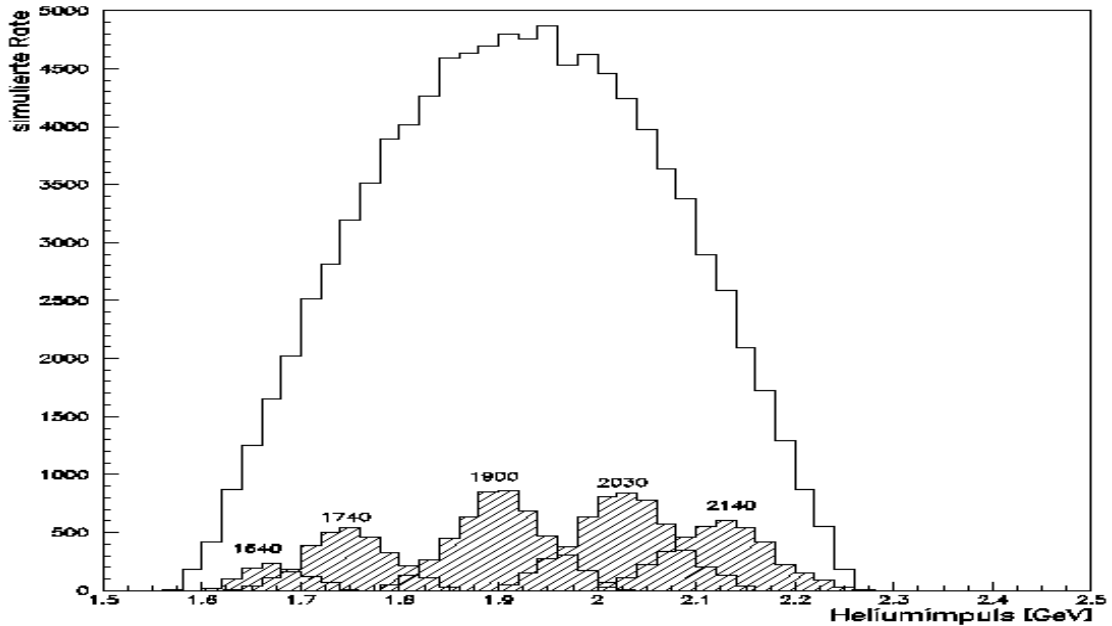


Abbildung 4.4: *Simulierte Heliumimpulsverteilungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ bei einem Einschussimpuls von 2620 MeV/c. Gezeigt ist die Impulsverteilung der Heliumkerne und die pro Spektrometereinstellung meßbaren Impulse (schraffiert). Die Verhältnisse der Anzahlen der akzeptierten Heliumkerne pro Spektrometereinstellung und Impulsintervall zu allen simulierten Impulsen in diesem Intervall, liefern die pro Spektrometereinstellung relevante Akzeptanz in diesem Impulsintervall. Siehe Text.*

Die in Abbildung 4.3 gezeigten Akzeptanzen sind theoretisch mögliche Werte, die nur erreicht werden, wenn mit unendlich vielen Spektrometereinstellungen gemessen wird. Man benötigt also noch die Akzeptanzen mit denen tatsächlich gemessen wird; das sind die Akzeptanzen pro Spektrometereinstellung.

Für den Einschussimpuls von 2620 MeV/c waren 820-, 870-, 950-, 1015- und 1070 MeV/c zentrale Spektrometereinstellungen; ihre akzeptierten Heliumimpulsbereiche sind in Abbildung 4.4 aufgetragen. Wie die Abbildung verdeutlicht, konnte mit diesen Einstellungen ein großer Impulsbereich der Heliumkerne vermessen werden.

Die simulierten Spektren pro Spektrometereinstellung zeigen, daß BIG KARL von Teilchen noch durchquert werden kann, deren Impuls-Ladungsverhältnis ca. $\pm 4\%$ von der zentralen Einstellung abweicht.

Die detektorspezifischen Simulationsrechnungen berücksichtigen neben der Geometrie des Detektors auch einen aus 60000 Zahlen bestehenden *Akzeptanzvektor*. Jede dieser Zahlen beschreibt eine Wahrscheinlichkeit das Spektrometer zu passieren, in Abhängigkeit von dem Einfallswinkel und der Impulsabweichung von dem eingestellten Zentralimpuls⁵[BOHL 96].

⁵Der Vektor seinerseits ist das Ergebnis ionenoptischer Simulationsrechnungen mit dem Programm TURTLE (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements) [TURT 74]. Als Eingabe benötigten diese Rechnungen die ionenoptischen Eigenschaften der einzelnen Spektrometerkomponenten wie Dipol- und Quadrupolmagnete.

Die Detektorakzeptanzen pro Spektrometereinstellung errechnen sich hieraus als die Quotienten der akzeptierten Ereignisse zu den gewürfelten:

Spektrometereinstellungen [MeV/c]	820	870	950	1015	1070
Akzeptanzen [%]	0.9	2.9	4.6	5.2	3.8

2620 MeV/c war der erste Einschußimpuls an MOMO zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$. Die Akzeptanzkurve (s. Abb.4.3) zeigt, daß dies im Widerspruch zu der Idee steht, möglichst nahe der Reaktionsschwelle und bei maximaler Akzeptanz zu messen, da der Einschußimpuls mit maximaler Detektorakzeptanz (≈ 2550 MeV/c) weit näher an der Reaktionsschwelle liegt als der ausgewählte. Ein entscheidender Grund dennoch einen Impuls von 2620 MeV/c zu wählen, war die zu erwartende örtliche Verteilung der Kaonen im Vertexdetektor (s. Kap. 4.2.2).

4.2.2 Simulation der Datenaufnahme

Da zu erwarten war, daß ein Anteil der Kaonen nicht unmittelbar über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ produziert wird, sondern ca. 5 - 20% über die zweistufige Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ und $\phi \rightarrow K^+K^-$, wurden verschiedene Winkel-, und Energieverteilungen unter der Annahme direkter- und indirekter Kaonenproduktion bzw. mit und ohne ϕ -Produktion simuliert.

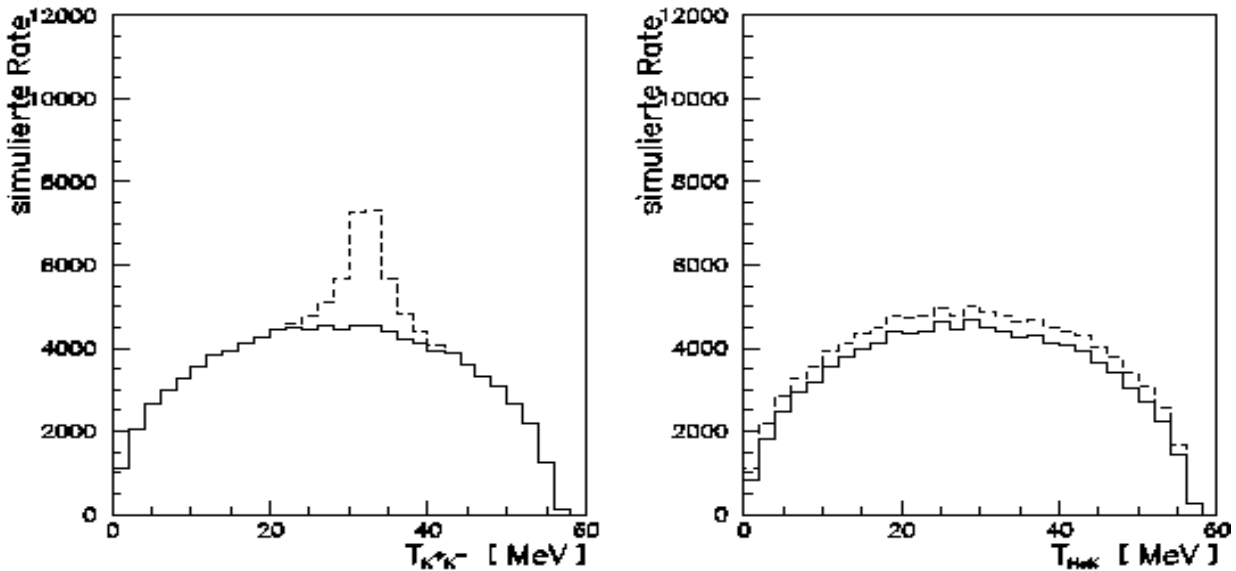


Abbildung 4.5: *Simulierte Relativenergieverteilungen T_{KK} und T_{HeK} der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ bei einem Einschußimpuls von 2620 MeV/c. Aufgetragen sind jeweils simulierte Verteilungen der Wirkungsquerschnitte über dem Kanal der direkten Kaonenproduktion und mit einer Beimischung der ϕ -Resonanz im Verhältnis 1:10 (gestrichelte Linie).*

In Abbildung 4.5 sind die Verteilungen der Relativenergien T_{KK} und T_{HeK} unter der Annahme einer reinen s-Wellenproduktion und einem Mischungsverhältniss der beiden Ausgangskanäle von

$$\sigma_{ohne \phi} : \sigma_{mit \phi} = 10 : 1$$

gezeigt, die letztlich mit den ausgewerteten Daten in Kapitel 5 zu vergleichen sind.

Um im Vorfeld zu sehen, welche Relativenergiebereiche pro Spektrometereinstellung gemessen werden, wurden die Detektorakzeptanzen pro Einstellung in den Simulationsrechnungen berücksichtigt (s. Abb. 4.6).

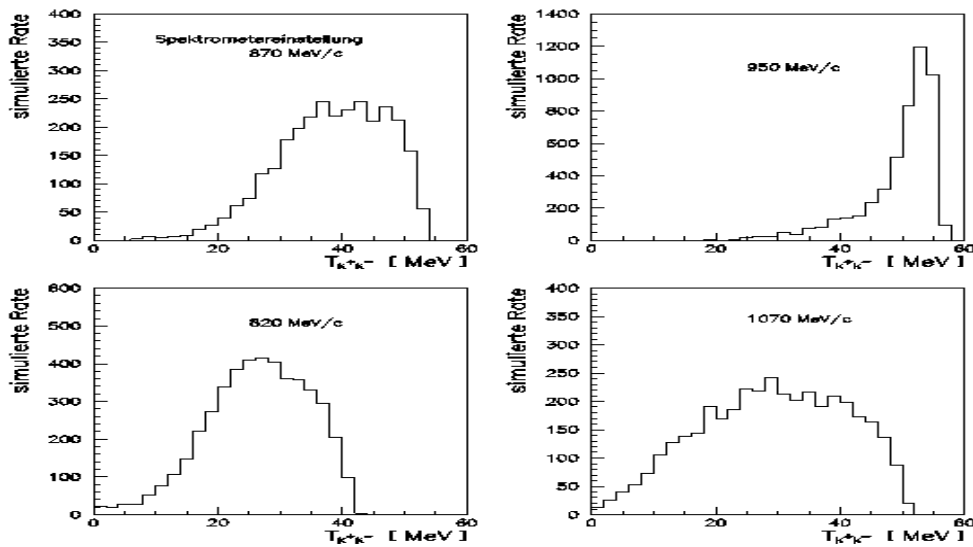


Abbildung 4.6: Simulierte Kaonenrelativenergieverteilungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ bei einem Einschußimpuls von $2620 \text{ MeV}/c$. Aufgetragen sind die pro Spektrometereinstellung akzeptierten Meßwerte. Siehe Text.

Simulierte Spektren, welche die Detektorakzeptanzen berücksichtigen, dienen dem Experiment in mehrfacher Hinsicht.

- Zur Auswahl der Meßreihen: Simulationsrechnungen wie die der Abbildung 4.3, 4.4 und 4.6 lieferten mit die entscheidenden Kriterien für die Wahl des Protoneneinschußimpulses und die einzelnen Spektrometereinstellungen. So zeigt Abbildung 4.6 beispielsweise, daß nur mit den Spektrometereinstellungen $1070 \text{ MeV}/c$ und $820 \text{ MeV}/c$ auch niedrige Relativenergien zwischen den Kaonen zu erwarten sind. Im CM-System werden bei diesen Einstellungen die *vorwärts* und *rückwärts* gestreuten Heliumkerne akzeptiert.

- Um Online-Tests während der Datenaufnahme durchzuführen: Die Spektren zeigen, welche Relativenergiebereiche pro Spektrometereinstellung prinzipiell meßbar sind. Ein Vergleich der Online-Datenaufnahme mit diesen Spektren hilft die Datenaufnahme zu kontrollieren.

- Für Akzeptanzbereinigungen und -abschätzungen: Anhand der Spektren in den Abbildungen 4.5 und 4.6 lassen sich Akzeptanzen pro Relativenergieintervall und Spektrometer-einstellung, (z.B das Intervall 6 - 8 MeV/ c) durch Quotientenbildung, berechnen. Diese Werte sind die Faktoren für die relative Normierungen (s. Kap. 5.3); desweiteren sind sie die Akzeptanzwerte, anhand derer im Vorfeld Meßdauerabschätzungen vorgenommen werden.

Neben den Verteilungen der Relativenergien sind auch Winkelverteilungen gute Indikatoren für Abweichungen von einer reinen s-Wellenproduktion oder Überlagerungen von Resonanzen.

Analog zu den simulierten Verteilungen der Relativenergien T_{KK} und T_{HeK} zeigt die Abbildung 4.7 simulierte Winkelverteilungen die in Kapitel 5 ebenfalls mit den gemessenen verglichen werden.

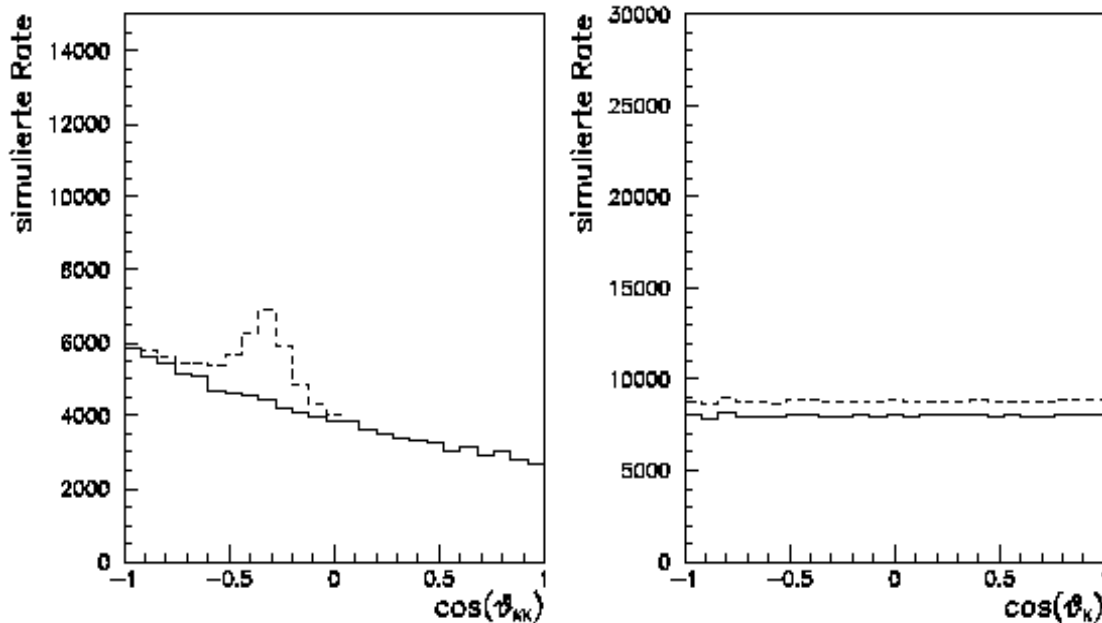


Abbildung 4.7: *Simulierte Winkelverteilungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ bei einem Einschußimpuls von 2620 MeV/c. Aufgetragen sind jeweils Simulationen über dem Kanal der direkten Kaonenproduktion und mit einer Beimischung der ϕ -Resonanz im Verhältnis 1:10 (gestrichelte Linie). Siehe Text.*

Der jeweils durch ϕ -Produktion hervorgerufene Peak in der invarianten Massenverteilung M_{KK}^2 und der Winkelverteilung $\cos(KK)$ sind von besonderem Interesse, da diese Verteilungen zusätzlich eine Abschätzung des ϕ -Wirkungsquerschnitts ermöglichen.

Für die Auswahl des ersten Einschußimpulses, war neben den impulsabhängigen Akzeptanzkurven die zu erwartende Winkelverteilung der Kaonen auf der Vertexwand ein entscheidende Kriterium (s. Abb. 4.8).

Aus physikalischer Sicht lieferten diese Kurven keinen objektiven Grund einen Einschußimpuls auszuwählen. Dennoch, die bis zu diesem Zeitpunkt unbeantworteten Fragen über den

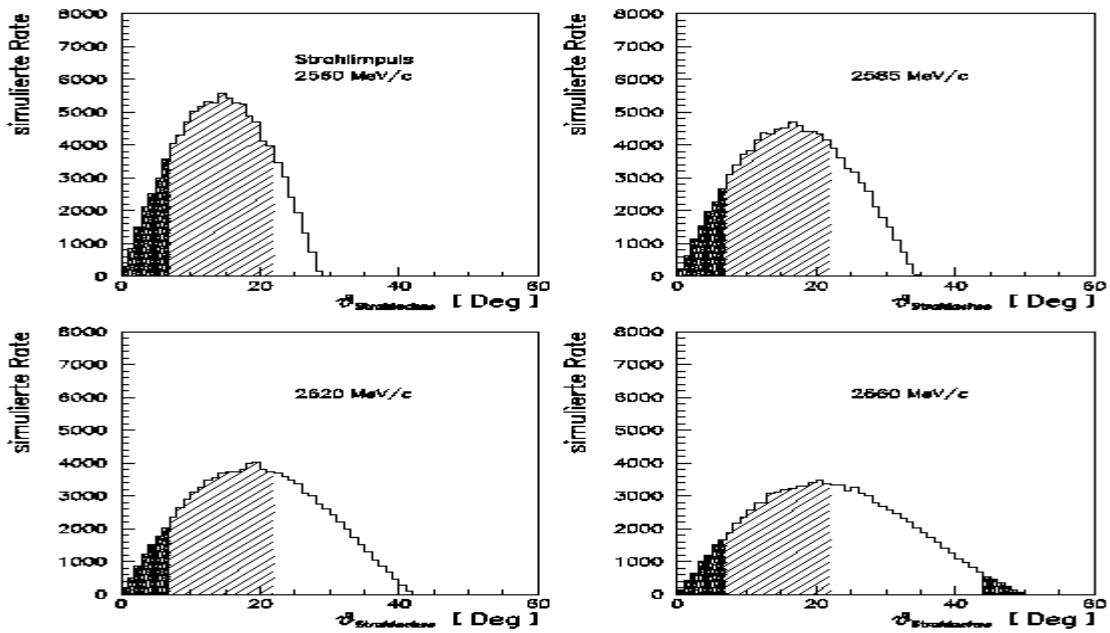


Abbildung 4.8: *Simulierte Winkelverteilungen der Mesonen gegen die Strahlachse bei unterschiedlichen Einschussimpulsen. Winkelbereiche, in denen der Einfluß der Haloteilchen besonders deutlich wurde, sind hell schraffiert (siehe auch Abbildung 3.2) und die dem Detektor, bedingt durch die Geometrie, nicht zugänglichen Bereiche dunkel.*

Erfolg des Vetodetektors und des segmentierten Hodoskops, die zu erwartende Strahlintensität und der erwartungsgemäß starke Halo, ließen es ratsam erscheinen die erste Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ mit dem Einschussimpuls 2620 MeV/c durchzuführen.

Nach den in Abbildung 4.8 gezeigten Simulationen ist für diesen Einschussimpuls der relative Anteil des halobedingten Untergrunds im Bereich der Kaonenwinkel minimal.

4.2.3 Datenreduktion mit dem segmentierten Hodoskop

Das segmentierte Hodoskop ermöglicht die Vertexwand durchquerende Teilchen als eindeutig *Nicht-Kaonen* zu erkennen und so den Datensatz zu verkleinern. Hierdurch werden die weiteren Auswertarbeiten erheblich erleichtert.

Um Nicht-Kaonen von vermeintlichen Kaonen aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ zu unterscheiden, mißt das segmentierte Hodoskop zusätzlich die Energieabgaben der Teilchen in ihm, die es durchqueren. Um diese als Entscheidungskriterium nutzen zu können, muß sie sich von der Energieabgabe der zu erwartenden Untergrundteilchen ausreichend unterscheiden.

In diesem Abschnitt werden dahingehend Simulationen, mit an das Experiment angepaßten Eingabewerten vorgestellt und zu erwartender Untergrund den zu untersuchenden Ereignissen gegenübergestellt. Da der aus Sekundärreaktionen stammende Untergrund direkt von den Wirkungsquerschnitten dieser Reaktionen abhängig ist, richtet sich das Augenmerk auf Reaktionen mit großen Wirkungsquerschnitten.

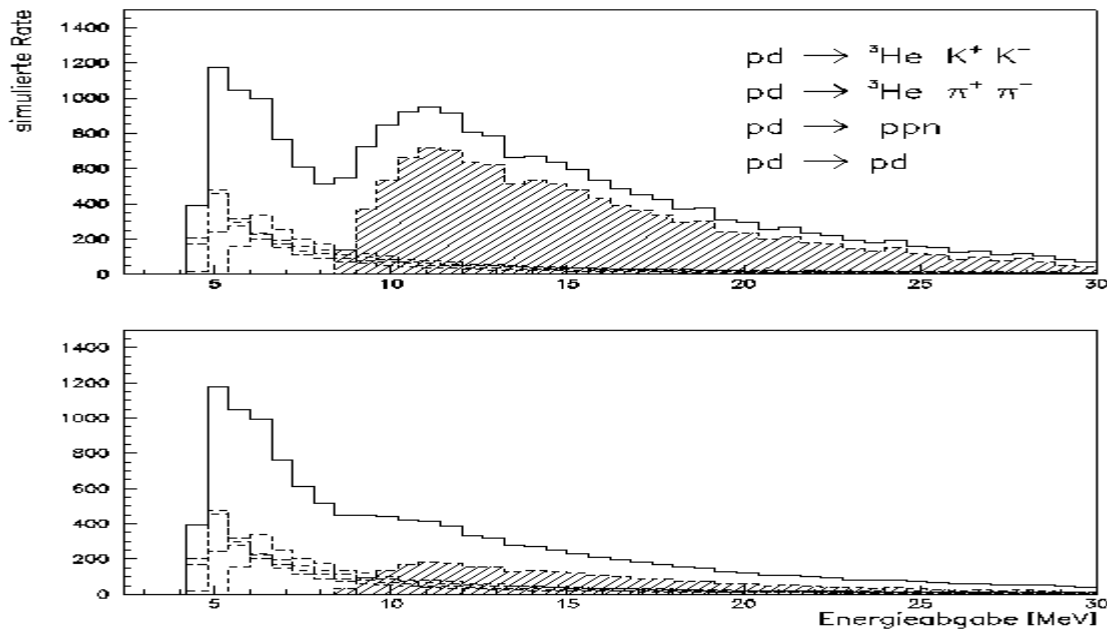


Abbildung 4.9: Simulierte Energieabgaben im segmentierten Hodoskop ausgewählter Reaktionen $pd \rightarrow X$ im Vergleich zu der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$. Die gestrichelten Linien zeigen die Energieabgaben der Protonen aus der Aufbruchreaktion $pd \rightarrow ppn$, den Protonen und Deuteronen der elastischen Streureaktion $pd \rightarrow pd$ und den Pionen bzw. Kaonen der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ bzw. $K^+ K^-$. Die Energieabgaben der Kaonen sind jeweils schraffiert, die durchgezogene Linie ist die Summe aller Energieabgaben. Im oberen Bild wurde willkürlich ein Verhältnis von 4:6, im unteren von 1:9 der Kaonen zu Untergrundteilchen gewählt. Siehe Text.

Abbildung 4.9 zeigt die unterschiedlichen Energieabgaben von Kaonen der gesuchten Reaktion und verschiedenen Teilchen der Untergrundreaktionen. Sie zeigt, daß mit der Bedingung *alle Teilchen die weniger als 8 MeV Energie im Detektor abgeben sind keine Kaonen*, bereits der größte Anteil des Untergrunds von den Kaonen getrennt wird.

Eine Datenreduktion mittels eines Schnittes in der Energieabgabe, setzt einen absolut geeichten Detektor voraus und diese Eichung sollte im Idealfall anhand der gemessenen Datensätze durchführbar und überprüfbar sein. Eine Möglichkeit der Eichung ist der Vergleich der gemessenen ADC-Spektren mit den simulierten der Abbildung 4.9. Dazu müssen in den gemessenen Spektren die obigen Strukturen erkennbar sein. Ob das der Fall sein wird, konnte jedoch im Vorfeld der Messung nicht bejaht oder verneint werden, da der relative Anteil des Untergrunds nur unzureichend bekannt war.

Einen weiteren Zugang bieten die winkelabhängigen Energieabgaben, da das MOMO-Experiment auch die Flugrichtungen der Teilchen mißt. Abbildung 4.10 zeigt simulierte $dE/d\theta$ -Spektren obiger Reaktionen. Finden sich in den gemessenen $dE/d\theta$ -Spektren Konturen, die den simulierten Reaktionen zugeordnet werden können, läßt sich auch über diesen Vergleich der Detektor eichen. Darüber hinaus kann das Schnittkriterium erweitert werden, weil die Mindestenergieabgabe der Kaonen winkelabhängig ist.

Eine weitere Idee der Detektoreichung ist die folgende:

Man reduziert die Datensätze unter Ausnutzung aller bekannten Schnittkriterien (s. Kap

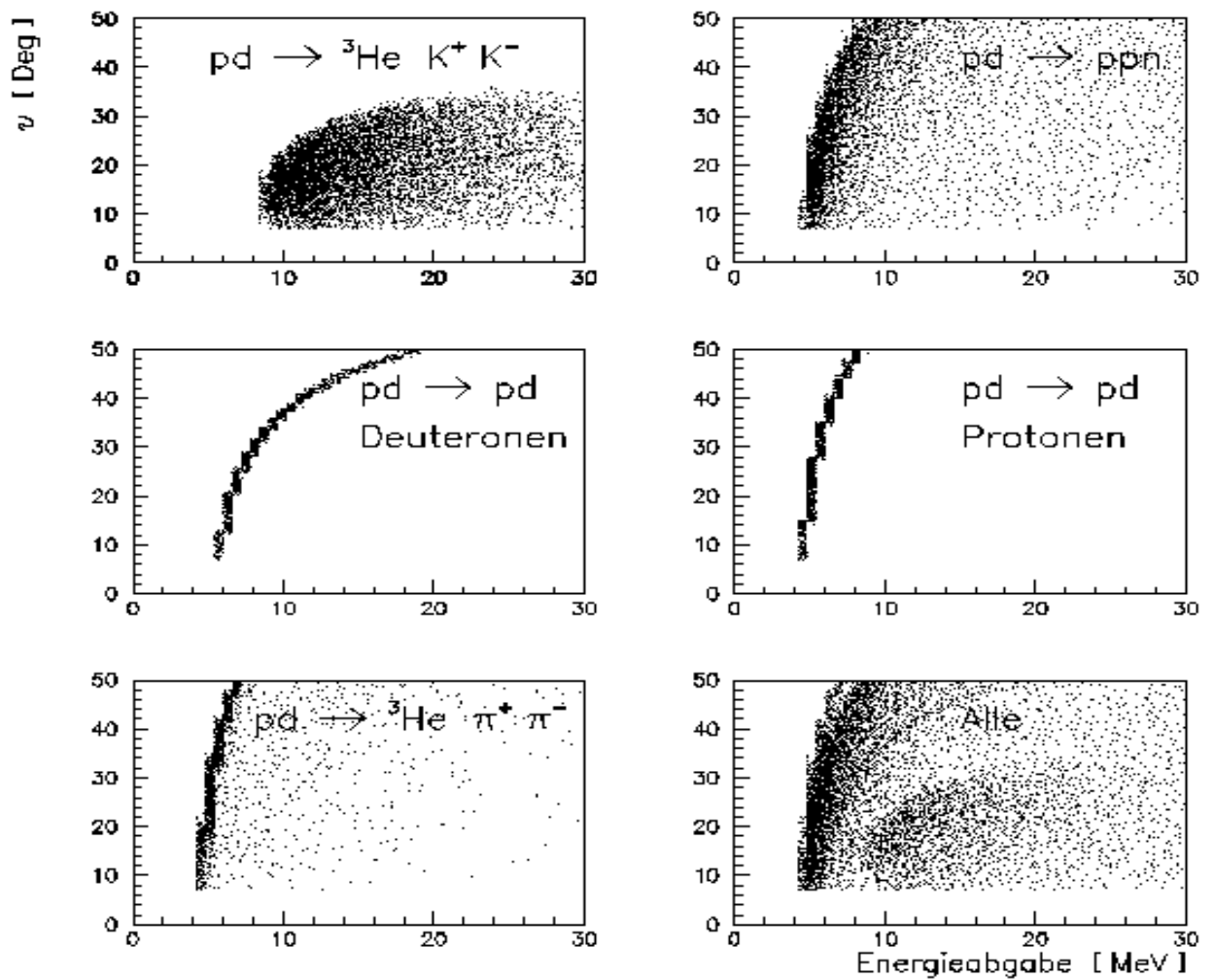


Abbildung 4.10: Simulierte $dE/d\theta$ -Spektren im segmentierten Hodoskop verschiedener Reaktionen und deren Überlagerung. Bei der Überlagerung der Spektren wurden die Verhältnisse so gewählt, daß die Kaonenproduktion ca. 10-fach unterdrückt ist.

5.1) und setzt alle Schnitte sehr eng, ohne zu berücksichtigen, daß man eventuell Ereignisse der gesuchten Reaktion verliert. Mit der Annahme, daß der so entstandene Datensatz nur noch Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ enthält, berechnet man für jedes Kaon mit der Bethe-Bloch-Formel die Energieabgabe im segmentierten Hodoskop. Der Quotient aus berechneter Energieabgabe zu den gemessenen ADC-Werten ist dann der Skalierungs- oder Eichfaktor für den Detektor [SCHN 2000] [MUN 2000].

Kapitel 5

Auswertung der Meßdaten

5.1 Datenreduktion

Der erste Schritt der Datenauswertung ist die Datenreduktion. Hier wird entschieden, ob ein aufgenommener Datensatz die gesuchte Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ repräsentiert oder ob er als Untergrund zu verwerfen ist. Dazu werden die Datensätze anhand folgender Kriterien überprüft:

- Alle Datensätze, deren ADC- und TDC-Spektren der Hodoskope hinter BIG KARL *eindeutig nicht* als ${}^3\text{He}$ -Kernen identifizierbar sind, werden verworfen.
- Konnte einem Datensatz ein ${}^3\text{He}$ -Kern zugeordnet werden, die Vertexwand detektierte aber nur ein durchquerendes Teilchen, wird der Datensatz verworfen.
- Wird ein möglicher Heliumkern im Hodoskop detektiert und im Vertexdetektor zwei oder mehr Teilchen, so wird für jedes den Vertexdetektor durchquerendes Teilchen die Energieabgabe im segmentierten Hodoskop überprüft. Wenn die Energieabgabe eindeutig nicht einem Kaon zugeordnet werden kann, wird der Datensatz um dieses Teilchen reduziert. Bleiben am Ende weniger als zwei Treffer in der Vertexwand übrig, wird der Datensatz verworfen.
- Erfüllt ein Datensatz obige Anforderungen und beinhaltet genau zwei Vertexwandtreffer, wird er unter der Annahme, man habe die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ gemessen, ausgewertet. Anschließend werden mehrere, auf Energie- und Impulserhaltung basierende Tests durchgeführt. Besteht er diese, wird der Datensatz als Ereignis der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ akzeptiert, andernfalls verworfen. Beinhaltet der Datensatz mehr als zwei Treffer in der Vertexwand, wird er für alle möglichen Permutationen von paarweisen Vertexwandtreffern ausgewertet und es werden jeweils die gleichen Tests durchgeführt.

5.1.1 Identifikation der Heliumkerne

Neben den gesuchten ${}^3\text{He}$ -Kernen verursachen Protonen, Deuteronen, Tritonen, ${}^4\text{He}$ -Kerne und sonstige Teilchen Detektorsignale in den Hodoskopen hinter BIG KARL. Zur Identifikation der ${}^3\text{He}$ -Kerne werden deshalb verschiedene Kriterien herangezogen:

Die Heliumkerne kommen vom Target, durchqueren das Spektrometer, die Driftkammern und haben eine ausreichende Energie um in beiden Hodoskopen ein Signal zu erzeugen. Darüber hinaus ist die Energieabgabe der Heliumkerne in den Hodoskopen größer als die von Protonen, Deuteronen oder Tritonen, die das Spektrometer passieren (s. Tab. 5.1.1). Die Tatsache, daß die Heliumkerne beide Hodoskoplagen passieren und ihre Energieabgabe größer ist als die der genannten anderen Teilchen, wird zu einer ersten *Hardware*-Datenreduktion ausgenutzt:

Nur wenn beide Hodoskoplagen innerhalb eines Zeitfensters von 60 ns ein Signal detektieren und diese zusätzlich eine Diskriminatorschwelle überschreiten, wird ein Triggersignal gegeben (siehe auch Kapitel 2.4.2).

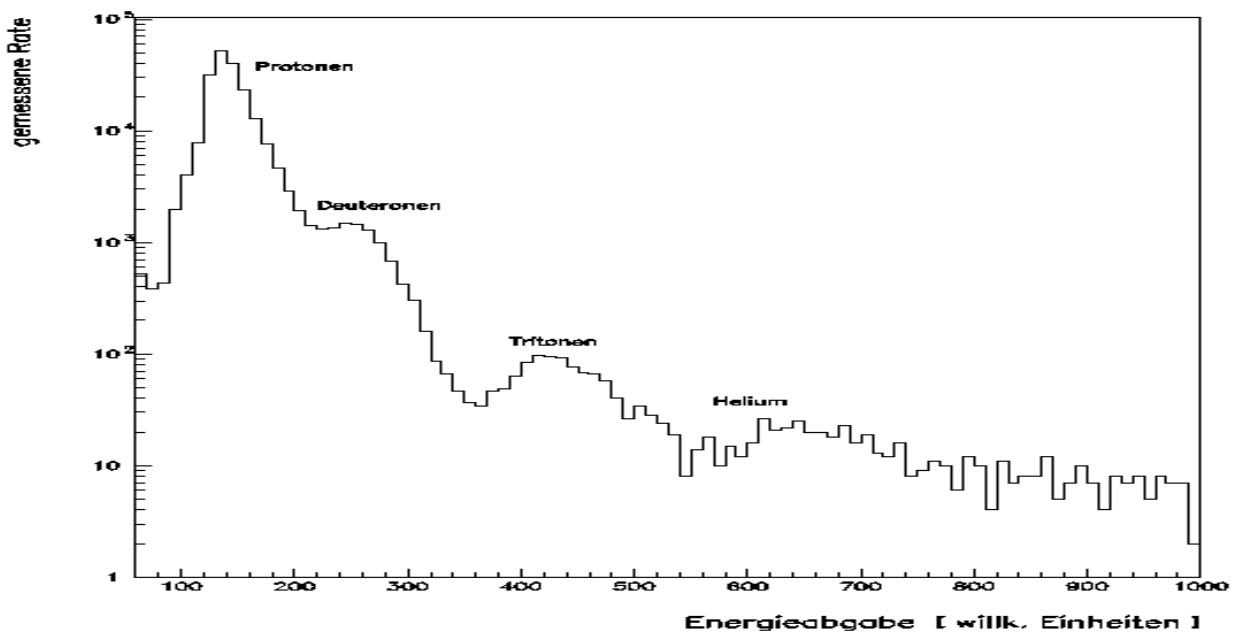


Abbildung 5.1: Die Verteilung zeigt die Energieabgabe in den Triggersegmenten unter der Bedingung, daß beide Hodoskoplagen ein Teilchen detektierten. Die Überhöhungen in den Spektren werden anhand der berechneten Energieverluste den Protonen, Deuteronen, Tritonen und Heliumkernen zugeordnet (s. Tab. 5.1.1). Anhand dieser Verteilungen werden die Diskriminatorschwellen soweit erhöht, daß Protonen und Deuteronen keine Signale mehr liefern und das Experiment unnötig triggern.

Die Software-Datenreduktion filtert anhand zwei weiterer Kriterien. Es wird überprüft, ob die Driftkammern ein Teilchen detektierten und ob die gemessenen Flugzeiten zwischen den Hodoskopen sowie die Energieabgaben in den Hodoskopen denen der ${}^3\text{He}$ -Kernen entsprechen. Tabelle 5.1.1 zeigt die TOF- und Energieabgabewerte von ${}^3\text{He}$ -Kernen und anderen erwarteten Teilchen.

Teilchensorte	Protonen	Deuteronen	Tritonen	^3He -Kerne
Energieabgabe [MeV]	1.5	3.5	6.4	9.4
Flugzeiten [ns]	18.8	29.5	41	23.8

Tabelle 5.1.1: *Berechnete Energieverluste in der vorderen Hodoskoplage und Flugzeiten zwischen den Hodoskoplagen. Die Rechnungen gelten für eine Spektrometereinstellung von 950 MeV/c pro Elementarladung, dem entsprechen ^3He -Kerne mit einem Impuls von 1900 MeV/c.*

Die Kombination beider Meßdaten, Flugzeit und Energieabgabe, führt dann zu folgender Vorgehensweise:

Das Auftragen der Flugzeit gegen die Energieabgabe pro Spektrometereinstellung liefert zweidimensionale Histogramme, in denen eine ^3He -Insel deutlich sichtbar ist (s. Abb. 5.2).

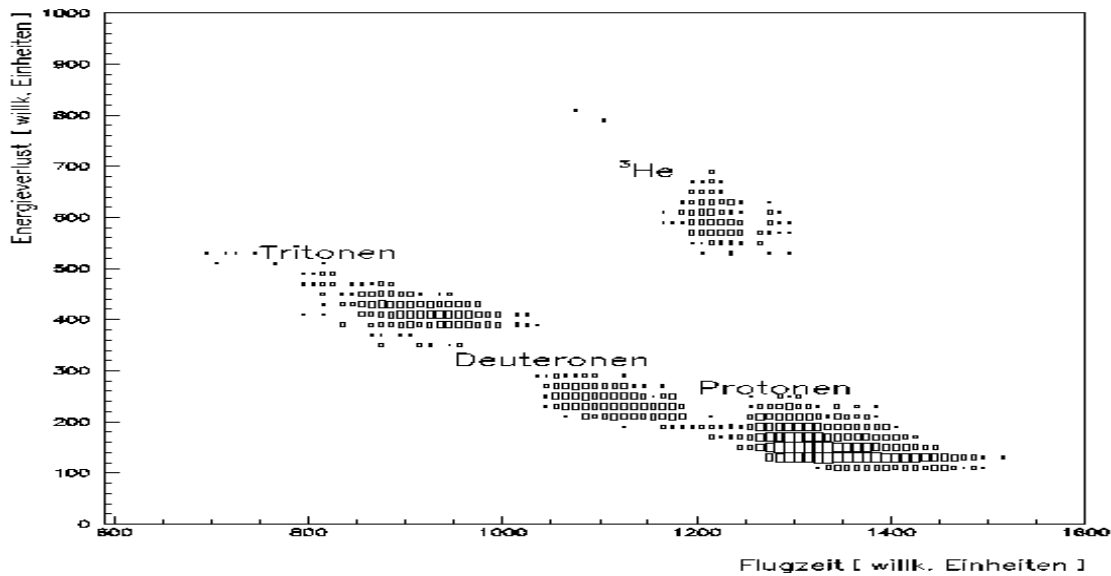


Abbildung 5.2: *Die Verteilung zeigt gemessene Energieverluste in den Triggerhodoskopen und die Flugzeit der Teilchen zwischen ihnen. Die charakteristische dE/TOF -Zuordnungen pro Teilchensorte der Tabelle 5.1.1 ist erkennbar. Die Achsenbeschriftung der Flugzeit entspricht den gemessenen TDC-Werten. Da diese im Common-Stop-Modus betrieben werden und das Stoppsignal das verzögerte logische Signal der vorderen Hodoskoplage ist, bedeuten große Zahlen kleine Flugzeiten und umgekehrt.*

Diese Verteilungen liefern pro Spektrometereinstellung Schnittkriterien, wie für obiges Beispiel:

Die Energieabgabe muß mindestens so groß sein, daß die ADC-Werte größer sind als 400 und gleichzeitig müssen die TDC-Werte im Bereich von 1100 bis 1400 liegen.

5.1.2 Kaonenidentifikation

Der mit der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Methode reduzierte Datensatz basiert auf einem relativ hohen Anteil an ${}^3\text{He}$ -Kernen, eignet sich aber noch nicht zur Auswertung, da er die Summe aller Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ und somit weiteren Untergrund enthält. Zur weiteren Datenreduktion dienen die Meßdaten des Vertexdetektors und des segmentierten Hodoskops, die dahingehend zu überprüfen sind, ob ihre Meßdaten zwei Kaonen darstellen können. Wenn nicht, wird der Datensatz weiter reduziert.

Ein erster Test besteht darin, die Anzahl der Vertexwandtreffer zu bestimmen. Sie muß mindestens zwei betragen; beinhaltet der Datensatz weniger als zwei Treffer, wird er verworfen.

Anschließend werden die gemessenen Daten mit Simulationsrechnungen verglichen (s. Abb. 5.3).

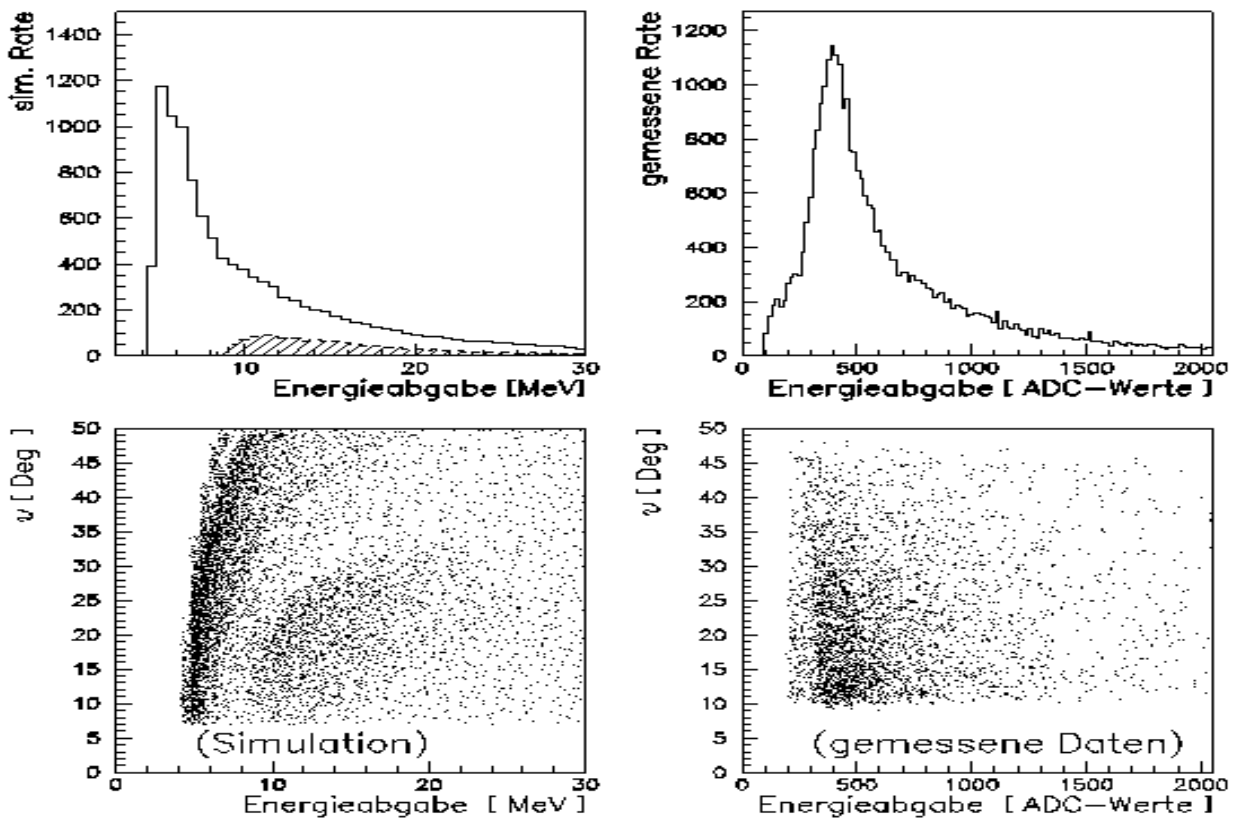


Abbildung 5.3: Simulierte $dE/d\vartheta$ - und dE -Spektren (linke Seite) im Vergleich mit den gemessenen (rechte Seite). Simuliert wurden die Reaktionen $pd \rightarrow pd$, $pd \rightarrow ppn$, $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$ (s. Kap. 4.2.3). Der relative Anteil der Kaonen in der simulierten dE -Verteilung ist schraffiert. Die in der Graphik dargestellten Meßdaten beinhalten nur Datensätze, bei denen mindestens 2 Vertexwandtreffer gemessen wurden.

Die simulierten Spektren der Abbildung 5.3 beschreiben die gemessenen Spektren nur grob. Insbesondere in der Auftragung der winkelabhängigen Energieabgabe sind keine Konturen zu erkennen, die den simulierten entsprechen.

Trotzdem helfen sie, die Daten weiter zu reduzieren:

Das deutliche Maximum im Spektrum der Energieabgabe wurde eindeutig nicht von den Kaonen verursacht, da sonst auch in der $dE/d\vartheta$ - Verteilung eine Kontur der Kaonen erkennbar wäre. Zur weiteren Datenreduktion wurde die Hypothese aufgestellt, daß es dem Peak der Simulationen entspricht und somit der ADC-Kanal 400 einer Energieabgabe von etwa 5.5 MeV. Da die Kaonen mindestens 8 MeV abgeben und demzufolge ihre ADC-Werte größer als 600 sein sollten und ihre Energieabgabe winkelabhängig ist, wurde ein winkelabhängiger Energieschnitt angesetzt (s. Abb. 5.4). Als erste Testgröße dieses Schnitts diente die Anzahl der der Vertexwandtreffer (im folgenden Multiplizität genannt).

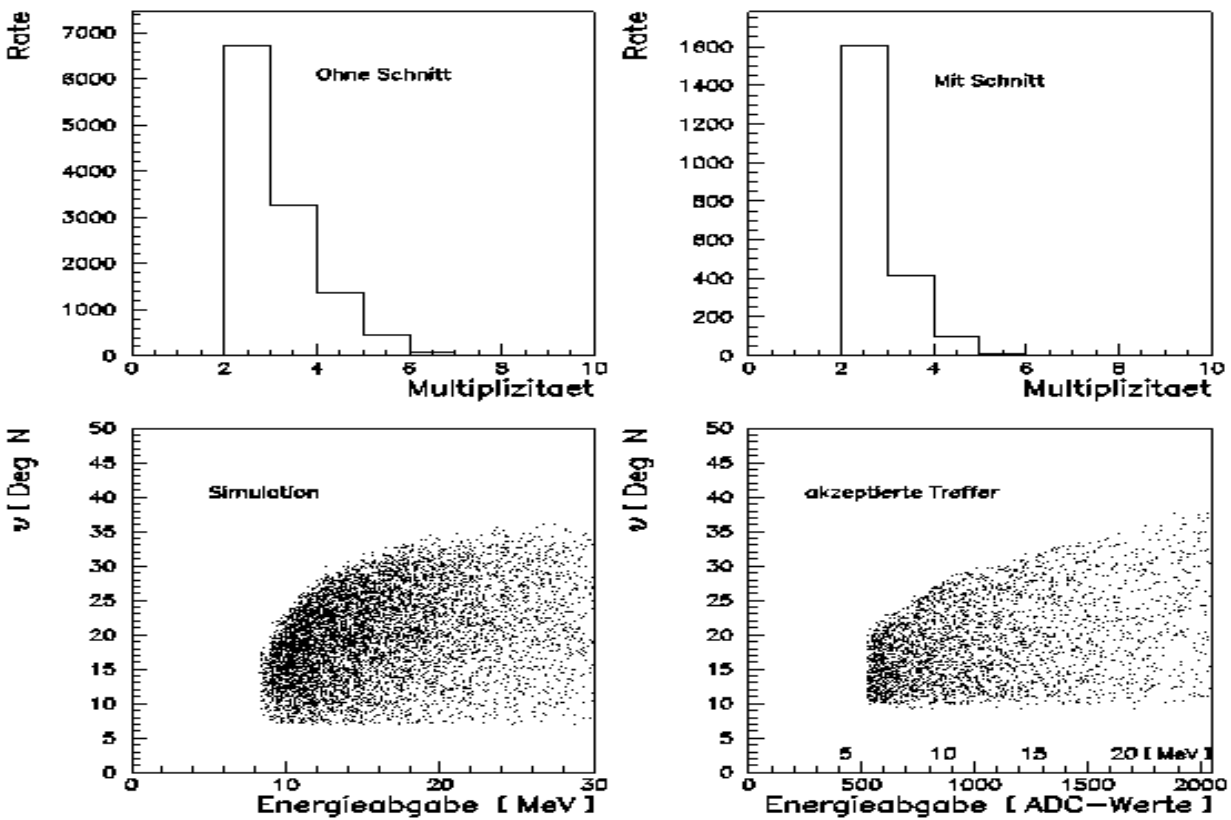


Abbildung 5.4: In den unteren Histogrammen ist das simulierte $dE/d\vartheta$ -Spektrum dem akzeptierten nach dem Schnitt gegenübergestellt. Die oberen zeigen die Multiplizitäten vor und nach dem Schnitt. Die Datensätze reduzierten sich um ca. 80% und das Verhältnis der Multiplizität = 2 zu allen anderen erhöhte sich von ca. 55% auf 75%.

Nach diesem Schnitt werden nur noch Datensätze akzeptiert, die mindestens zwei Vertexwandtreffer haben, deren Energieabgabe in Abhängigkeit von ihren Streuwinkel größer ist als folgende Schranken:

1. Alle ADC-Werte müssen größer sein als 500.
2. Die ADC-Werte müssen folgende Geraden- Ungleichungen erfüllen:

$$\vartheta < 0.01 \cdot (ADC - Kanal) + 23 \text{ und } \vartheta < 0.0225 \cdot (ADC - Kanal) + 9$$

Die Vertexwandtreffer aus Untergrundreaktionen werden dadurch stark unterdrückt und der relative Anteil von echten Ereignissen aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ erhöht.

5.1.3 Tests zu Energie- und Impulserhaltung

Die bisherigen Schnitte reduzierten die Daten nach den beiden Ausschlußkriterien:

Verwerfe die Datensätze, in denen

- 1.) ${}^3\text{He}$ -Kerne eindeutig nicht das Experiment triggerten
- 2.) die Vertexwandtreffer nicht mindestens 2 Kaonen beinhalten können.

Um diesen Datensatz weiter zu überprüfen und weiter zu reduzieren, unterstellt man den Daten, daß sie die Meßergebnisse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ sind und untersucht die Daten auf Energie- und Impulserhaltung.

Impulserhaltung

Der zur Verfügung stehende Gesamtimpuls ist durch den Einschußimpuls der Protonen vorgegeben, welcher gleich der Summe aller Impulse der Teilchen im Ausgangskanal entspricht.

Basierend auf der Impulsrekonstruktion nach der Vertexmethode [JAHN 91] lassen sich die Mesonenimpulse mit linearen Gleichungssystemen nur dann eindeutig bestimmen, wenn die Meßwerte nicht fehlerbehaftet sind. Da Meßfehler jedoch bei jeder Messung auftreten, werden diese bei der Impulsrekonstruktion berücksichtigt und die Kaonenimpulse derart rekonstruiert, daß der Impulsfehler minimal wird.

Mit dem Gesamtimpuls der Mesonen $\vec{p}_{mes} = \vec{p}_p - \vec{p}_{He}$ und den Impulsvektoren der Kaonen $a\vec{e}_1$ und $b\vec{e}_2$ errechnet sich der Impulsfehler zu:

$$d\vec{p} = \vec{p}_{mes} - (a\vec{e}_1 + b\vec{e}_2) \quad (5.1)$$

In Gleichung 5.1 sind \vec{p}_{He} , \vec{e}_1 und \vec{e}_2 Meßwerte; \vec{p}_p ist der vorgegebene Protonenimpuls. Die Einheitsvektoren \vec{e}_1 und \vec{e}_2 resultieren aus den Treffern in der Vertexwand und den Koordinaten des Targets; \vec{p}_{He} ist der im Spektrometer gemessene Heliumimpuls.

Zur vollständigen Impulsrekonstruktion bestimmt man die Impulsbeträge a und b , so daß der Impulsfehler $d\vec{p}$ minimal wird. Die Bedingung dazu liefern die beiden Gleichungen [BRON]:

$$\frac{(dp)^2}{\partial a} \equiv 0, \quad \frac{(dp)^2}{\partial b} \equiv 0 \quad (5.2)$$

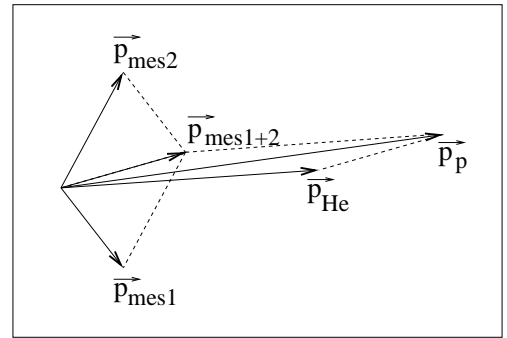


Abbildung 5.5: Impulsrekonstruktion für die 3-Teilchenreaktionen des MOMO-Experiments. Siehe Text.

Anhand dieser Gleichungen berechnen sich die Impulsbeträge a , b zu:

$$a = \frac{\vec{p}_{mes}\vec{e}_1 - \vec{p}_{mes}\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_1\vec{e}_2}{1 - (\vec{e}_1\vec{e}_2)^2} \quad (5.3)$$

$$b = \vec{p}_{mes}\vec{e}_2 - a\vec{e}_1\vec{e}_2 \quad (5.4)$$

Zur weiteren Datenreduktion dienen die Impulsbeträge der vermeintlichen Kaonen und der nach Gleichung 5.1 berechnete Impulsfehler $|d\vec{p}|$.

Die Impulsbeträge der Kaonen müssen einerseits mindestens 200 MeV/c betragen, damit die Kaonen das segmentierte Hodoskop erreichen, andererseits aus kinematischen Gründen kleiner als ca. 630 MeV/c sein (s. Kap. 4.2.1). Die Daten, die nach den Gleichungen 5.3 und 5.4 kleinere Impulsbeträge als 200 MeV/c oder größere als 630 MeV liefern, stammen somit nicht von der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ und werden verworfen. Mit den Impulsfehler $|d\vec{p}|$ wird die Impulserhaltung überprüft.

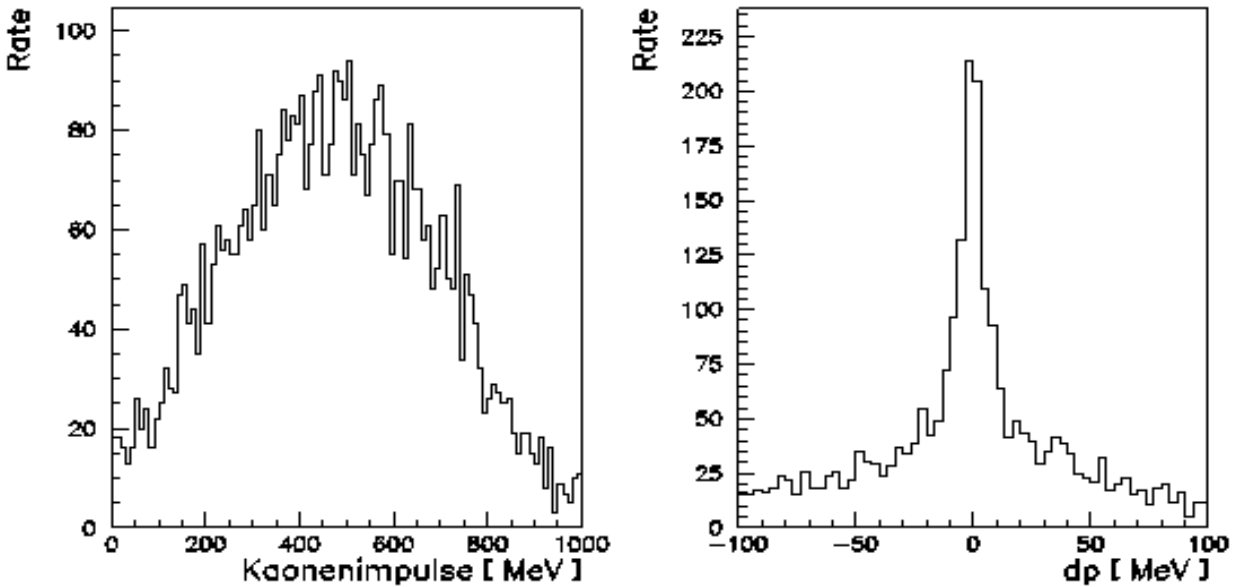


Abbildung 5.6: Die Verteilungen zeigen die nach den Gleichungen 5.3 und 5.4 berechneten Kaonenimpuls und die Impulsfehler (Gl. 5.1).

Energieerhaltung, Missing-Mass

Die zur Verfügung stehende Gesamtenergie der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ ist durch die Ruhemassen von Proton und Deuteron, sowie durch den Protonenimpuls vorgegeben:

$$E_{ges-i} = \sqrt{p_p^2 + m_p^2} + m_d \quad (5.5)$$

Im Ausgangskanal überträgt sich diese Energie auf die Kaonen und den Heliumkern, so daß auch die Summe ihrer Energien E_{ges} ergibt.

$$E_{ges-f} = \sqrt{p_{He}^2 + m_{He}^2} + \sqrt{p_{K^+}^2 + m_{K^+}^2} + \sqrt{p_{K^-}^2 + m_{K^-}^2} \quad (5.6)$$

Die beiden Darstellungen der Gesamtenergie liefern zwei weitere Möglichkeiten die Daten zu überprüfen:

1. Stellt man die Hypothese auf, daß die Daten die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ repräsentieren, dann ordnet man den Kaonen ihre Masse zu und berechnet E_{ges} des Eingangs- und Ausgangskanals. Mit Hilfe der Differenz ΔE wird die Energieerhaltung überprüft.

$$\Delta E = E_{ges-i} - E_{ges-f} \quad (5.7)$$

2. Man berechnet die *Missing-Mass* $m_K = m_{K^-} = m_{K^+}$, so daß die Energieerhaltung $\Delta E = 0$ gewährleistet ist. Mit Gleichung 5.7 als Ansatz errechnet sich die Missing-Mass m_K zu:

$$m_K^2 = \left(\frac{E_{ges-i}^2 + p_{K_1}^2 - p_{K_2}^2}{2E_{ges-i}} \right)^2 - p_{K_1}^2 \quad (5.8)$$

Alle Datensätze, die auf der gesuchten Reaktion basieren, liefern folglich die bekannte Kaonenmassen als Missing Mass. In Abbildung 5.7 sind Missing Mass- und ΔE -Spektren dargestellt. Die gezeigten Spektren basieren auf dem gleichen Datensatz wie die der Abbildung 5.6.

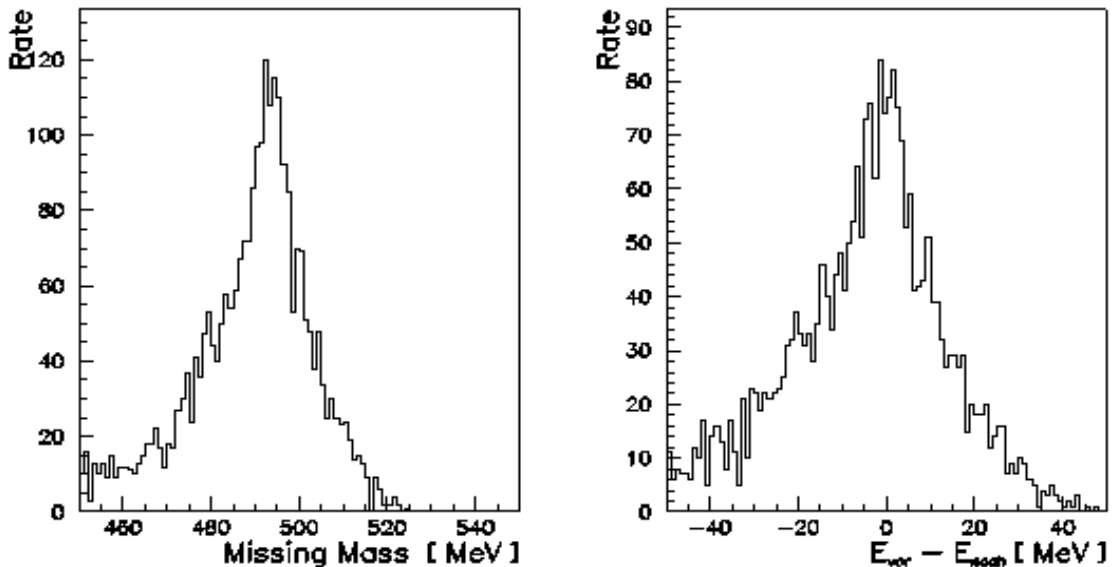


Abbildung 5.7: *Missing-Mass* und ΔE -Spektrum. Beide Verteilungen testen die Energieerhaltung unter der Hypothese, daß die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ gemessen wurde. Im *Missing-Mass* Spektrum wird diese durch die berechnete Kaonenmasse, im ΔE -Spektrum durch die Differenz der Energie im Eingangs- und Ausgangskanal getestet.

5.1.4 Auswahl der endgültigen Datenschnitte

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die einzelnen Schnittkriterien jeweils für sich betrachtet und ihre Ideen erläutert. Um die Wirkungen einzelner Datenschnitte abschätzen zu können und damit die Schnittgrenzen endgültig festzulegen, wurden die einzelnen Spektren nicht isoliert, sondern als Einheit untersucht. Jeweils ein oder mehrere Schnitte wurden ausgeführt und andere Spektren unter verschiedenen Fragestellungen als Testspektren herangezogen.

Fragestellungen waren beispielsweise:

- Welche Wirkung hat ein strenger Schnitt bezüglich der Kaonenidentifikation im segmentierten Hodoskop auf die Impuls- oder Energieerhaltung?
- Wie sieht das $dE/d\vartheta$ -Spektrum aus, wenn sehr enge Schnitte in der Impuls- oder Energieerhaltung verlangt werden, aber keine Kaonenschnitte im Hodoskop?
- Wie wirken sich einzelne Schnitte auf gemessene Winkel- und Energieverteilungen aus?

Als typisches Beispiel dieser Vorgehensweise zeigen die Abbildungen 5.8 und das rechte Bild der Abbildung 5.9 Energie- und Impulsverteilungen, die einen Datensatz, kurz vor der endgültigen Datenreduktion, repräsentieren.

Die Spektren der Abbildung 5.8 basieren auf einem Datensatz der zunächst vollständig reduziert wurde und anschließend einzelne Schnitte wieder entfernt wurden, um die Wirkung und die Redundanz verschiedener Schnitte zu testen. Die Verteilungen a) und b) zeigen die *Missing Mass* und die *Energieerhaltung*. Obwohl der Schnitt in der Verteilung der *Missing Mass* aufgehoben wurde, ist kein Untergrund zu erkennen. Würde dieses Spektrum noch Einträge zeigen, die grob von der Kaonenmasse abweichen, wäre dies ein klares Indiz für eine schlechte Wahl der Schnitte oder Fehler in der Auswertung.

Bild d) zeigt die berechneten Impulse der Kaonen des gleichen Datensatzes. Nach den Simulationsrechnungen müssen die Kaonenimpulse zwischen etwa 200 MeV/c und 630 MeV/c betragen. Die untere Schranke ist durch den apparativen Aufbau bedingt, die obere durch die kinematischen Gegebenheiten (s. Kap. 4.2.1). Da die Impulse von nur sehr wenigen Kaonen außerhalb dieser Schranken liegen, ohne daß ein expliziter Schnitt bezüglich der Kaonenimpulse durchgeführt wurde, bestätigt ihre Verteilung die richtige Wahl der Schnitte. In einem letzten Schritt werden die Schnitte der Testspektren, in diesem Fall die Kaonenimpulse, wieder gesetzt.

In Abbildung 5.9 sind jeweils die auf zwei verschiedene Arten berechneten Relativenergien der Kaonen aufgetragen; die Histogrammeinträge sollten sich an einer Winkelhalbierenden orientieren. Bild a) basiert auf Daten, die nur bezüglich der Heliumidentifikation gefiltert und Bild b) auf Datensätzen die weiter reduziert wurden. Da in Bild a) eine fast strukturlose Verteilung zeigt und Bild b) die zu erwartende, bestätigen auch diese Verteilungen eine richtige Datenreduktion.

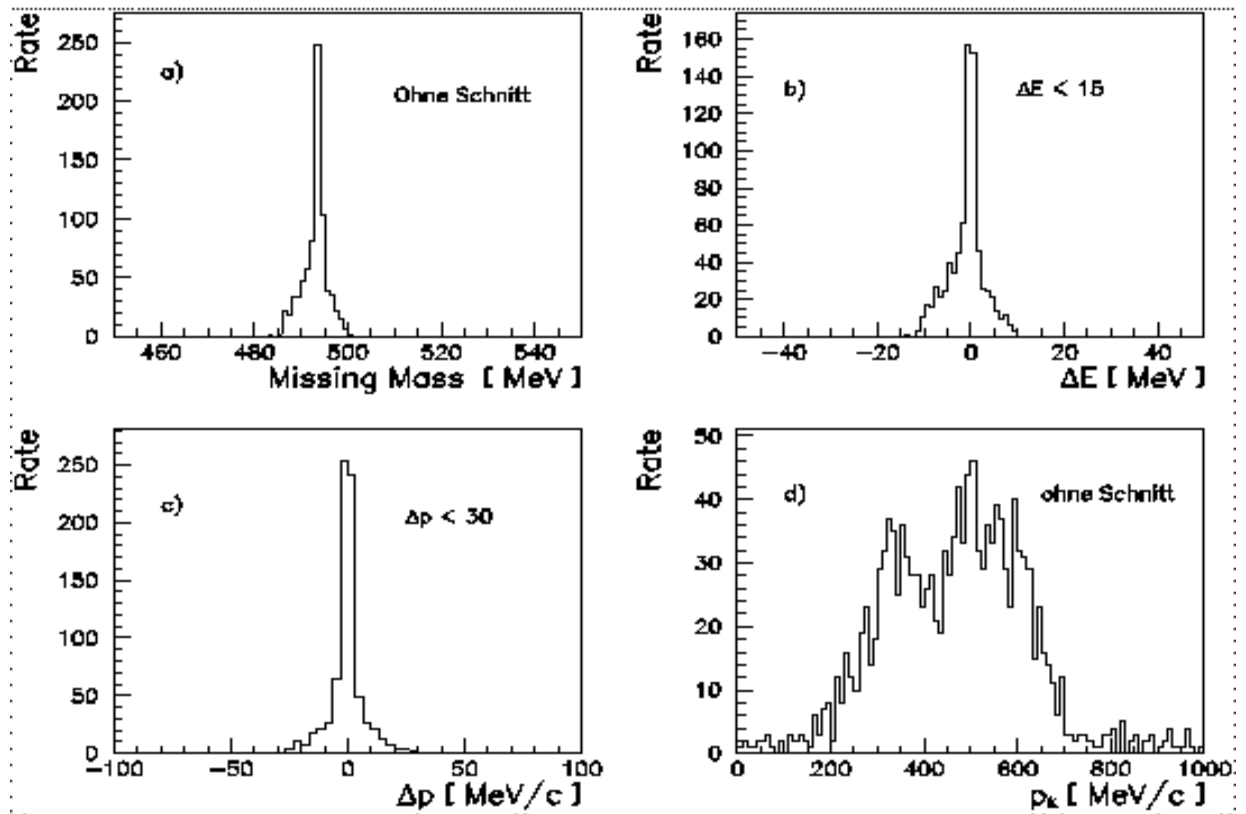


Abbildung 5.8: Energie- und Impulsspektren. Neben der Helium- und Kaonenidentifikation wurden Schnittkriterien bezüglich der Energie- und Impulserhaltung angesetzt. Die Verteilung der Kaonenimpulse und das Missing-Mass-Spektrum dienen als Testspektren.

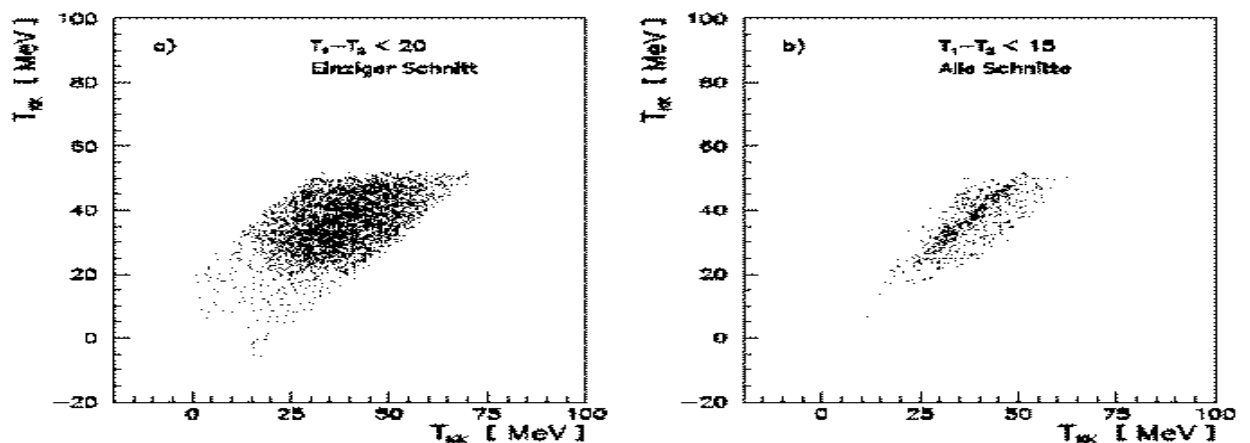


Abbildung 5.9: Wirkung der Datenschnitte am Beispiel der Relativenergien der Kaonen. Diese wurden mit zwei verschiedenen Methoden berechnet (s. Kap. 5.2.1) und gegeneinander aufgetragen. Bild a) zeigt einen Datensatz der nur bezüglich der Heliumkerne und dem Relativenergieschnitt gefiltert wurde. Bild b) basiert zusätzlich auf Schnitten der Kaonenidentifikation, sowie der Energie- und Impulserhaltung.

5.1.5 Untergrundmessung ohne Target

Höhenstrahlung, verschiedene Schutzfolien im Strahlengang, die aus Kupfer bestehende Targetzelle, Ablagerungen an der Targetzelle [SCHO 96], oder sonstige, nicht bekannte Dinge an denen der Protonenstrahl streuen kann, führen zu einem systematischen, aber nicht vorhersehbaren Untergrund.

Ob dieser die Meßergebnisse qualitativ oder quantitativ verfälscht, wird mit Untergrundmessungen untersucht.

Dazu wurde eine 12 Stunden andauernde Messung mit einem auf 25 Kelvin aufgeheizten Target durchgeführt. Unter sonst gleichen Bedingungen ist das Deuterium in der MOMO-Targetzelle gasförmig und die Flächenbelegungsichte um mehrere Größenordnungen kleiner, so daß die Luminosität näherungsweise verschwindet. Eventuelle, für Untergrundergebnisse verantwortliche Ablagerungen am Targetfenster hingegen bleiben bestehen und verdampfen nicht.

Ergebnis der Leertargetmessung

Die Triggerrate war bei der Leertargetmessung etwa 500 mal geringer als mit vollem Target.

Bei der Auswertung wurden die Daten mit den gleichen Schnitten gefiltert, wie auch die mit flüssigem Deuterium.

Da nach diesen Schnitten kein einziges Ereignis im Datensatz zurückblieb, daß der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ zugeordnet werden könnte, wurden Untergrundergebnisse nicht weiter berücksichtigt.

5.2 Aufbereitung der Daten

Nach erfolgreicher Reduktion werden die Daten so aufbereitet, daß sie eine Interpretation der Meßergebnisse ermöglichen. Dazu werden interessierende physikalische Größen detektorunabhängig dargestellt.

Man berechnet die Verteilungen der Meßgrößen, transformiert diese in die entsprechenden Systeme und korrigiert sie mit den Akzeptanzen des Detektors.

5.2.1 Invariante Massenquadrate und Relativenergien

Produktionsmechanismen von Dreiteilchenreaktionen zeigen sich in den Dalitzdiagrammen der Teilchen im Ausgangskanal. Resonanzen, Dominanzen verschiedener Partialwellen, verbotene- und bevorzugte Quantenzahlen hinterlassen charakteristische Konturen in ihm.

Ist die Datenmenge nicht besonders groß, sieht man eventuelle Konturen zuerst in der jeweiligen Projektion des Diagramms auf die drei möglichen Achsen. Für die Reaktion

$pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ sind das die Invarianten Massenquadrate¹ M_{KK}^2 und M_{HeK}^2 .

Das invariante Massenquadrat $M_{KK}^2 = E_{KK}^2 - \vec{p}_{KK}^2$ berechnet sich aus den Meßwerten auf zwei verschiedene Arten.

1.) Mit $E_{KK} = E_{ges} - E_{He}$ und $\vec{p}_{KK} = \vec{p}_{ges} - \vec{p}_{He}$ errechnet sich das invariante Massenquadrat zu:

$$M_{KK}^2 = (E_{ges} - E_{He})^2 - (\vec{p}_{ges} - \vec{p}_{He})^2 \quad (5.9)$$

In dieser Rechnung berechnen sich die Kaonenenergien und -impulse aus der Gesamtenergie, dem Gesamtimpuls, der Heliumenergie und dem Heliumimpuls, ohne die gemessenen Einzelenergien und -impulse der Kaonen explizit zu bestimmen.

2.) Die Gesamtenergie und der Gesamtimpuls der Kaonen lassen sich auch als Summe der gemessenen Einzelenergien und -impulse der Kaonen errechnen. Mit diesen Meßwerten bestimmt sich das invariante Massenquadrat zu:

$$M_{KK}^2 = (\sqrt{\vec{p}_{K_1}^2 + m_{K_1}^2} + \sqrt{\vec{p}_{K_2}^2 + m_{K_2}^2})^2 - (\vec{p}_{K_1} + \vec{p}_{K_2})^2 \quad (5.10)$$

Die Berechnungen der Kaonenimpulse aus den Meßdaten beinhalten die kinematischen Größen von Protonen und den gemessenen Heliumkernen (s. Kap. 5.1.3), so daß sich eventuelle Meßfehler potenzieren. Deshalb wird dieses Rechenverfahren nicht für die Aufbereitung der Daten verwendet, sondern lediglich zu Überprüfung der Konsistenz der Daten (s. Abb. 5.9).

Im MOMO-Experiment wird nicht die Ladungsart der Kaonen bestimmt, so daß die Systeme M_{HeK^+} und M_{HeK^-} nicht getrennt, sondern nur ihre Summen meßbar sind.

$$M_{HeK}^2 = (\sqrt{\vec{p}_{He}^2 + m_{He}^2} + \sqrt{\vec{p}_K^2 + m_K^2})^2 - (\vec{p}_{He} + \vec{p}_K)^2 \quad (5.11)$$

Physikalisch äquivalente Aussagen zu den Invarianten Massenquadraten liefern die Relativenergien T_{KK} und T_{HeK} [RPP 94].

$$T_{KK} = \sqrt{M_{KK}^2} - 2m_K \quad (5.12)$$

$$T_{HeK} = \sqrt{M_{HeK}^2} - m_K - m_{He} \quad (5.13)$$

¹Indizierung: Die Ladung der Kaonen wird im MOMO-Experiment nicht bestimmt. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel in der Regel nicht mit '+' und '-' indiziert, sondern mit '1' bzw. '2' oder gar nicht. Die Indizierung *ges* bezieht sich jeweils auf die gesamte, dem Experiment zur Verfügung stehende Energie oder den gesamten Impuls. *He* steht der Übersichtlichkeit halber immer für ${}^3\text{He}$, es sei denn es wird explizit auf einen anderen Kern hingewiesen.

Für das MOMO-Experiment haben sich die Experimentatoren in ihren Veröffentlichungen für die Darstellung der Relativenergien entschieden. Bei dieser Darstellungsweise sind die absoluten Zahlenwerte kleiner und ihr Maximalwert ist die den Teilchen im Ausgangskanal zur Verfügung stehende kinetische Energie. Die folgenden Darstellungen sind Verteilungen von Relativenergien.

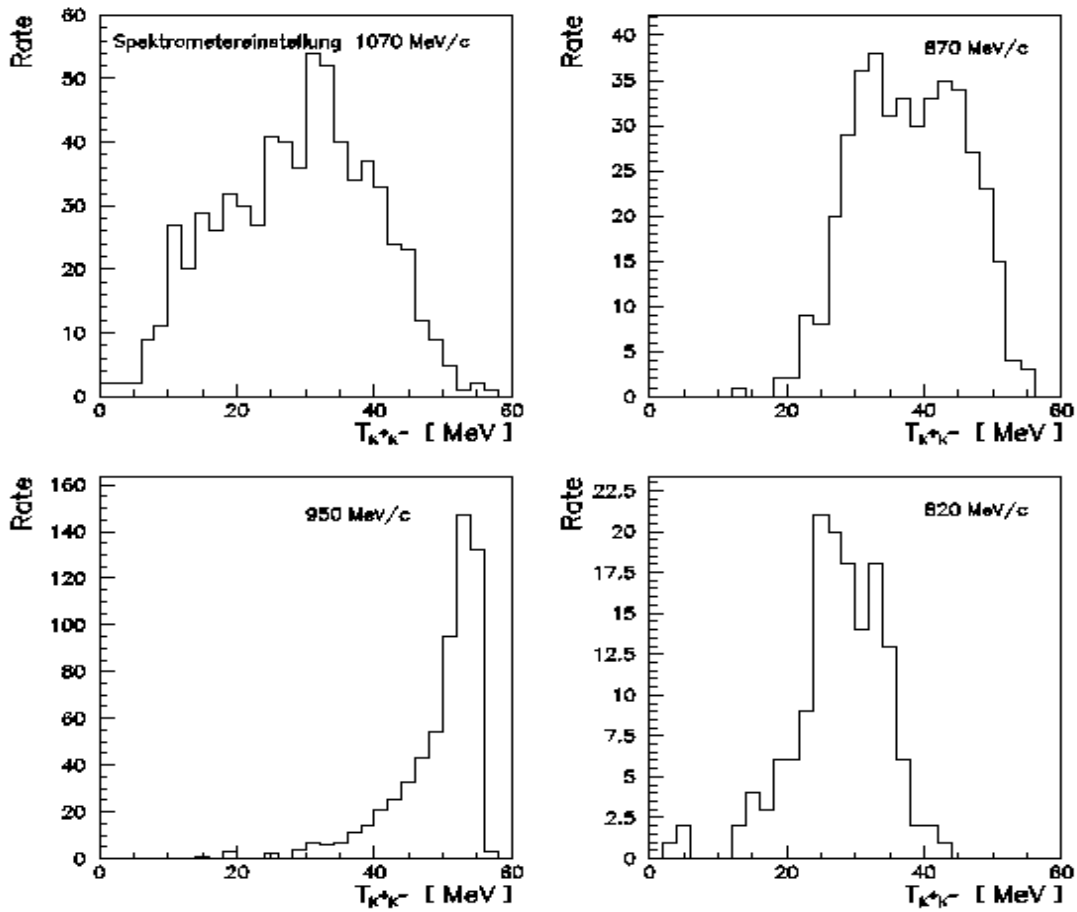


Abbildung 5.10: Noch nicht akzeptanzbereinigte Verteilungen der Relativenergien T_{KK} der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ für vier verschiedene Spektrometereinstellungen. Die beiden oberen Spektren wurden während einer Strahlzeit im August 1998 gemessen, die unteren im August 1999.

Die direkt gemessenen Verteilungen der Abbildung 5.10 sind ohne die Kenntnis der Detektorakzeptanzen physikalisch aussageelos.

Simulationsrechnungen, wie sie in Kapitel 4.2.2 vorgestellt wurden, liefern für jedes Bin einen Faktor, der die Detektorakzeptanz berücksichtigt. Diese Faktoren sind die pro Bin errechneten Quotienten aus der detektorunabhängigen Verteilung (s. Abb. 4.5) und dem

Anteil der vom Detektor akzeptierten Ereignisse (s. Abb. 4.6). Die Multiplikation direkt gemessener Verteilungen mit diesen Quotienten liefern die detektorunabhängigen Verteilungen der Relativenergien, die mit der entsprechenden Spektrometereinstellung gemessen wurde (s. Abb. 5.11). Bei den eingezeichneten Fehlerbalken handelt es sich um die statistischen Fehler, die aus der Anzahl der Meßwerte pro Bin resultieren.

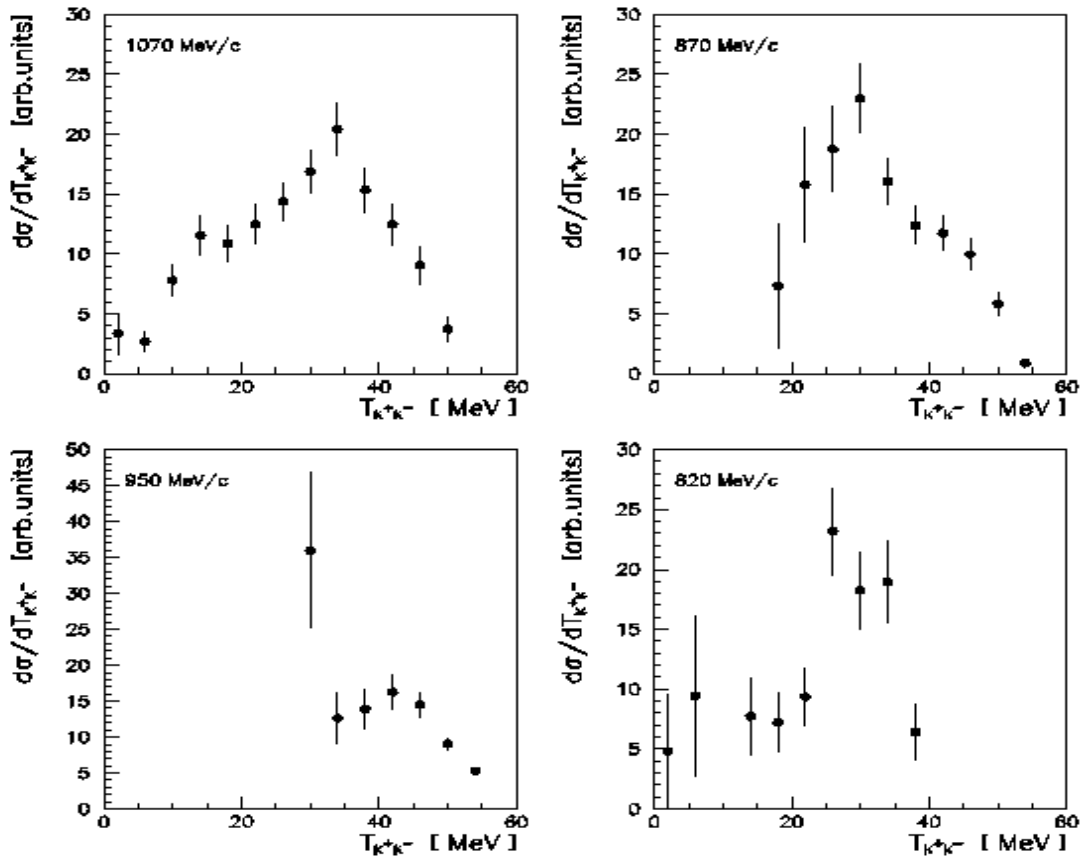


Abbildung 5.11: Pro Spektrometereinstellung gemessene differentielle Wirkungsquerschnitte σ_{TKK} in willkürlichen Einheiten. Die gezeigten Verteilungen sind die mit der spezifischen Akzeptanz gefalteten Verteilungen der Abbildung 5.10. Zusätzlich ist der statistische Fehler eingetragen.

In einem letzten Schritt der qualitativen Aufbereitung überlagert man die Verteilungen pro Spektrometereinstellung:

Die pro Spektrometereinstellung gemessenen Verteilungen werden anhand luminositätsabhängiger Monitorzählraten normiert (s. Kap. 5.3) und anschließend ein mit den Fehlern gewichtetes Mittel sowie ein neuer Fehler berechnet.

Analog zu dem Kaon-Kaon-Relativenergiespektrum werden auch die Helium-Kaon-

Relativenergien und die Winkelverteilungen ausgewertet. Abbildung 5.12 zeigt die gemessenen Relativenergie- und Winkelspektren zusammen mit angepaßten simulierten Kurven.

5.2.2 Winkelverteilungen

Die Winkel zwischen den Kaonen untereinander und die Winkel zwischen den Kaonen und der Strahlachse wurden untersucht und mit den simulierten Verteilungen verglichen. Damit die Winkelverteilungen eine allgemeine Aussagekraft erhalten, werden diese im Schwerpunktsystem der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ angegeben.

Zunächst wurden die einzelnen Impulskomponenten der Kaonen mit einer Lorentztransformation in das Schwerpunktsystem transformiert und aus ihnen mittels der Berechnung des Skalarprodukts die Winkel zwischen den Kaonen untereinander und gegen die Strahlachse berechnet. Insbesondere errechneten sich die in Abbildung 5.12 angegebenen Größen $\cos(\vartheta_{KK})$ und $\cos(\vartheta_K)$ aus den Kaonenimpulsen im Schwerpunktsystem nach den Beziehungen:

$$\cos(\vartheta_{KK}) = \frac{\vec{p}_{K_1} \cdot \vec{p}_{K_2}}{p_{K_1} \cdot p_{K_2}} \quad (5.14)$$

$$\cos(\vartheta_K) = \frac{p_{z_{K_{1,2}}}}{p_{K_{1,2}}} \quad (5.15)$$

Die so berechneten Größen wurden in ein Histogramm eingetragen, mit den jeweiligen Detektorakzeptanzen multipliziert und die Ergebnisse pro Spektrometereinstellung überlagert. Die einzelnen Schritte geschehen analog zu denen der Berechnung der Relativenergien des vorangegangenen Abschnitts.

5.3 Normierung der Ergebnisse

Zur Angabe von totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten werden die Meßdaten normiert.

Den Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ_f einer bestimmten Reaktion und der Anzahl der im Experiment gemessenen Ereignisse \dot{n}_f dieser Reaktion, beschreibt die Definitionsgleichung der Luminosität L :

$$\dot{n}_f = L \cdot \sigma_f \quad (5.16)$$

Für Beschleunigerexperimente mit einem festem Target gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten die Luminosität zu bestimmen und die gemessenen Kurven zu normieren.

1.) Über die Messung einer Sekundärreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt σ_b und der Gleichung 5.16. Der gesuchte Wirkungsquerschnitt σ_f berechnet sich dann aus den über die Zeit integrierten Zählraten n_b der bekannten Reaktion und n_f der unbekanntes zu:

$$\sigma_f = \frac{n_f}{n_b} \cdot \sigma_b \quad (5.17)$$

2.) Durch die Bestimmung der Projektilanzahl pro Zeiteinheit \dot{n}_i und der Flächenbelegungsdichte N_f des Targets:

$$L = \dot{n}_i \cdot N_f \quad (5.18)$$

Mit den integrierten Zählraten bestimmt sich der Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_f = \frac{n_f}{n_i} \cdot N_f^{-1} \quad (5.19)$$

Beide Normierungsmethoden wurden bei der Analyse der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ ausgenutzt und lieferten redundante Ergebnisse. Die Sekundärreaktion war die elastische Streureaktion $pd \rightarrow pd$, deren Wirkungsquerschnitte für die entsprechenden Energie- und den im MOMO-Experiment zugänglichen Winkelbereichen ausreichend bekannt sind [KUH 95][IBA 96].

Eine Sekundärreaktion für die notwendigen Energiebereiche zur Untersuchung von $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$, die mit dem Experimentaufbau parallel gemessen werden kann, ist nicht bekannt. Die Normierung wurde deshalb mit Hilfe der Bestimmung der Protonenstrahlintensität und der Flächenbelegungsdichte durchgeführt.

Anhand der Meßdaten der in Kapitel 2.3.4 vorgestellten Monitore wurde ein n -Zahlentupel erstellt, der für jeden aufgenommenen Datensatz n die Anzahl der das Target durchquerenden Protonen und einen statistischen Fehler beinhaltet [SCHN 2000]. Die aufsummierten Anzahlen aller zur Auswertung herangezogenen Datensätze ergeben die Anzahl der Projektilen.

Für die gezeigten Auswertungen betrug diese

$$n_i = (1.78 \pm 0.18) \cdot 10^{14} \text{ Protonen.}$$

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte (s. Abb. 5.12) basieren auf dem Nachweis von 1830 Ereignissen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ bei einer Überschußenergie von 56 MeV. Die zur Angabe des totalen Wirkungsquerschnitts notwendige Anzahl der stattgefundenen Reaktionen berechnen sich aus den pro Spektrometereinstellung gemessenen Ereignissen, die mit den Akzeptanzen (s. Kap. 4.2.1) korrigiert werden. Bei den Spektrometereinstellungen 1620 MeV/c, 1740 MeV/c, 1900 MeV/c und 2140 MeV/c für ${}^3\text{He}$, wurden pro Spektrometereinstellung 148, 413, 608 bzw. 661 Ereignisse gemessen; die Anzahl aller stattgefundenen Reaktionen errechnet sich aus diesen Anzahlen und den dazugehörigen Akzeptanzen zu:

$$n_f = (62298 \pm 1460) \text{ Reaktionen.}$$

Mit der Flächenbelegungsdichte [SCHO 96]

$$N_f = 2.1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \quad ,$$

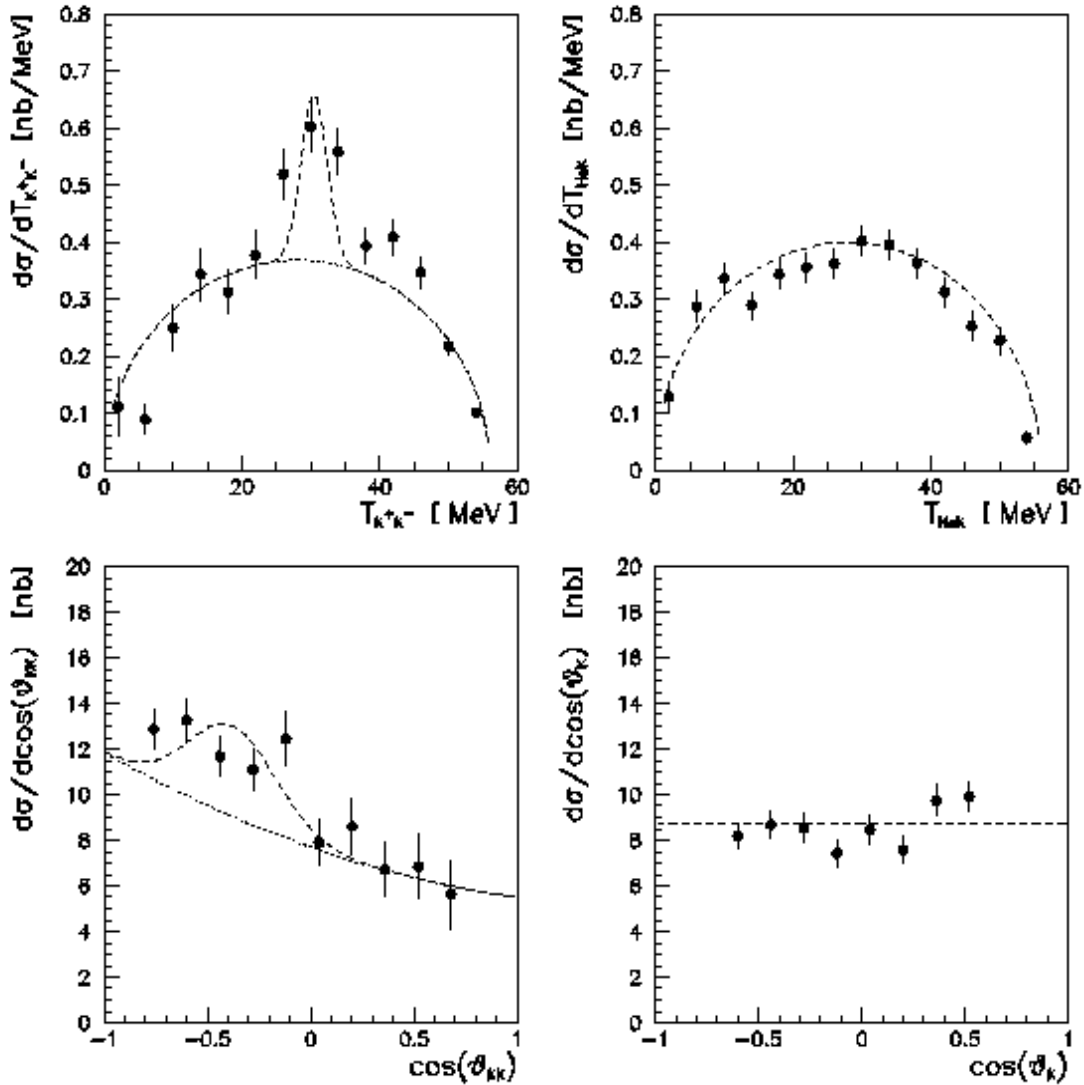


Abbildung 5.12: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ 56 MeV oberhalb der Reaktionsschwelle in Abhängigkeit von Winkel- und Energievariablen. Die Messungen wurden während zweier Strahlzeiten im August 1998 und 1999 durchgeführt, bei denen 1830 Ereignisse nachgewiesen wurden.

der Anzahl aller gemessenen Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ und der Anzahl der Protonen berechnet sich der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$, 56 MeV oberhalb der Reaktionsschwelle, zu:

$$\sigma_{tot} = (17.5 \pm 1.8) \text{ nb}$$

Aus den Flächenverhältnissen der eingezeichneten simulierten Kurven der Reaktion

$pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ und der über die ϕ -Resonanz, ergibt sich ein etwa 8%-iger Anteil der Kaonenproduktion über die ϕ -Resonanz. Der Wirkungsquerschnitt für den Ausgangskanal $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ und $\phi \rightarrow K^+K^-$ errechnet sich demnach zu:

$$\sigma_\phi = (1.4 \pm 0.6) \text{ nb}$$

Berücksichtigt man, daß ϕ zu 50% in K^+K^- zerfällt [PPDB 92], und nur dieser Anteil mit dem MOMO-Experiment gemessen wird, ergibt sich ein totaler Wirkungsquerschnitt σ_ϕ für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ von:

$$\sigma_\phi = (2.8 \pm 1.2) \text{ nb}$$

Die Daten der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ bei 40 MeV oberhalb der Reaktionsschwelle werden derzeit ausgewertet [MUN 2000].

Erste vorsichtige Abschätzungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Relativenergien liegen bereits vor (s. Abb. 5.13); diese werden derzeit noch in willkürlichen Einheiten angegeben und basieren auf etwa 900 nachgewiesenen Ereignissen. Weitere Datensätze, mit der gleichen Überschußenergie von 40 MeV, wurden im März 2000 aufgenommen. Mit ihnen soll die statistische Aussagekraft, insbesondere bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten der niedrigen Relativenergien T_{KK} erhöht werden.

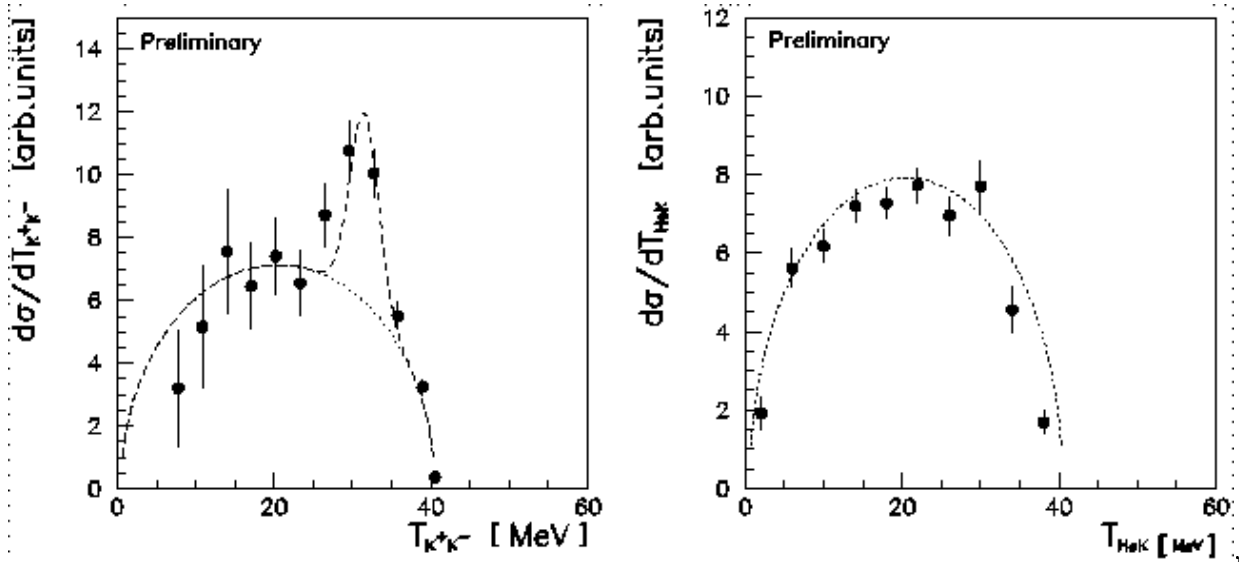


Abbildung 5.13: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ in willkürlichen Einheiten. Aufgetragen sind die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Relativenergien T_{KK} und $T_{\text{He}K}$ analog zu denen der Abbildung 5.12. Der Einschlußimpuls der Protonen war $2585 \text{ MeV}/c$, was einer Überschußenergie von 40 MeV entspricht.

Trotz der bisher sehr niedrigen Anzahl nachgewiesener Reaktionsereignisse bei 40 MeV , deuten die Spektren darauf hin, daß auch bei dieser Überschußenergie die Produktionsmechanismen mit Phasenraumsimulationen gut zu beschreiben sind. Die in der Abbildung 5.13

eingezeichneten Phasenraumkurven sind zum derzeitigen Stand noch willkürlich normiert und der Anteil des Produktionskanals über die ϕ -Resonanz wurde in den Simulationsrechnungen willkürlich mit 12% berücksichtigt.

Anders als bei den Meßergebnissen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$ läßt sich die direkte Kaonenproduktion und auch die Kaonenproduktion über die ϕ -Resonanz mit reinen s-Wellenmechanismen beschreiben. Die Erwartung, daß in Schwellennähe Drehimpulse $L \neq 0$ unterdrückt sind, wird von den derzeitig aufgenommenen und ausgewerteten Daten bestätigt.

5.3.1 Schätzungen anhand der Meßwerte

Mit den Einschußimpulsen 2620 MeV/c und 2585 MeV/c stehen den unbekanntem Reaktionsprodukten X aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ eine maximale Energie von 1.043 GeV bzw. 1.027 GeV in ihrem Schwerpunktsystem zur Verfügung. Neben der direkten Kaonenproduktion und der über die ϕ -Resonanz, sind aus energetischer Sicht auch Produktions- oder Zerfallsmechanismen über die Zustände $a_o(980)$ und $f_o(975)$ denkbar². Da diese Resonanzen bis heute nicht eindeutig erklärbar sind, reichen die Spekulationen über sie von $K\bar{K}$ -Molekülen, $q\bar{q}$ -Paaren, bis hin zu $q\bar{q}q\bar{q}$ -Zuständen; die Untersuchung der Meßdaten im Hinblick auf diese Resonanzen ist daher sehr interessant. Sollten die gemessenen Verteilungen einen beigemischten Produktionsmechanismus über diese Resonanzen vermuten lassen, wäre dies ein Hinweis, daß diese Zustände Strangeness beinhalten.

Bereits gemessene Größen der Resonanzen $a_o(980)$ und $f_o(975)$ sind ihre Massen und Zerfallsbreiten [PPDB 92]:

$$\begin{aligned} a_o(980) : m &= (982.7 \pm 2) \text{ MeV} \text{ und } \Gamma = (57 \pm 11) \text{ MeV} \\ f_o(975) : m &= (974.1 \pm 2.5) \text{ MeV} \text{ und } \Gamma = (47 \pm 9) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Anhand dieser Daten wurden hypothetische Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ simuliert, bei denen X jeweils als Zwischenzustand $a_o(980)$ oder $f_o(975)$ in K^+K^- zerfällt. Erwartungsgemäß unterscheiden sich die simulierten differentiellen Wirkungsquerschnitte von denen der direkten Kaonenproduktion. Besonders die Verteilungen in Abhängigkeit der Relativenergien T_{KK} und der Kaonenöffnungswinkel $\cos(\theta_{KK})$ zeigen signifikante Unterschiede.

In Abbildung 5.14 sind simulierte Wirkungsquerschnitte, basierend auf der direkten Kaonenproduktion und mit der Resonanz $f_o(975)$ einander gegenübergestellt. Wegen den nahezu gleichen Massen und Zerfallsbreiten der Resonanzen $a_o(980)$ und $f_o(975)$ unterscheiden sich deren simulierte Verteilungen nur minimal. Abbildung 5.14 zeigt somit auch die charakteristischen Verläufe der simulierten Spektren basierend auf der $a_o(980)$ -Resonanz.

²Damit ein Zustand aus energetischer Sicht in zwei Kaonen zerfallen kann, muß dieser mindestens eine Energie besitzen, die den aufsummierten Massen der geladenen Kaonen entspricht, also mindestens 987 MeV. Die überschüssige Energie verteilt sich dann als kinetische Energie auf die Kaonen. Die Massen von $a_o(980)$ und $f_o(975)$ sind beide kleiner; daß sie aus energetischen Gründen dennoch in zwei geladene Kaonen zerfallen können, erklären ihre relativ großen Zerfallsbreiten, so daß sie die Energie von 987 MeV geringfügig überschreitet. Diese (niedrige) Energiedifferenz verteilt sich auf die Kaonen.

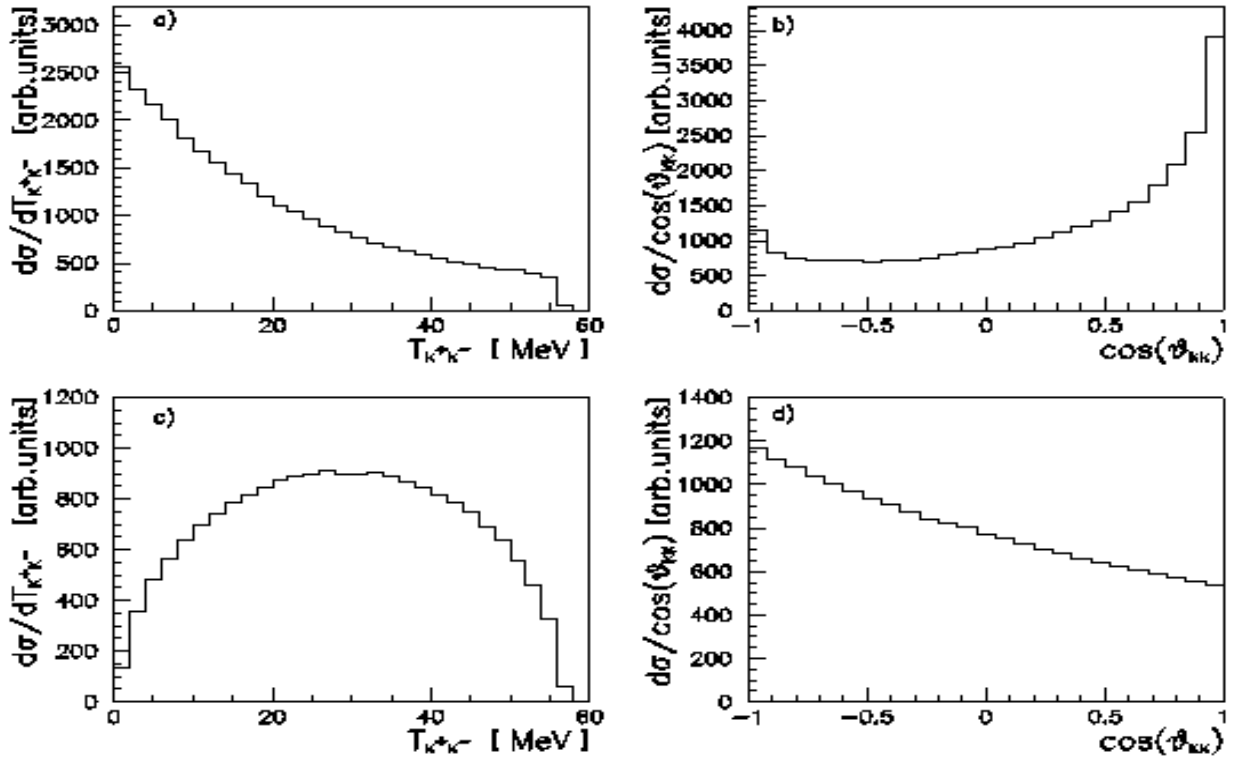


Abbildung 5.14: Simulierte Spektren der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He } f_0(975), f_0(975) \rightarrow K^+K^-$ (a und b) und der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He } K^+K^-$ (c und d). Gezeigt sind die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Relativenergien T_{KK} und der Kaonenöffnungswinkel $\cos(\theta_{KK})$ in willkürlichen Einheiten.

Im Vergleich mit der direkten Kaonenproduktion sind über die Resonanzen $a_0(980)$ und $f_0(975)$ bei niedrigen Relativenergien und kleinen Kaonenöffnungswinkeln überhöhte Wirkungsquerschnitte zu erwarten.

Die gemessenen Spektren zeigen jedoch keine Strukturen, die sich als $a_0(980)$ - oder $f_0(975)$ -Anteil separieren lassen, um so einen Wirkungsquerschnitt für die Resonanzen $a_0(980)$ und $f_0(975)$ zu bestimmen. Daraus zu folgern, daß die Resonanzen in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He } X$ nicht existent sind, wäre aufgrund der niedrigen Statistik jedoch nicht gerechtfertigt. Vielmehr erlaubt der Vergleich der Simulationsrechnungen mit den gemessenen Daten, vorsichtige Abschätzungen bezüglich maximaler Wirkungsquerschnitte (s. Abb. 5.15 und 5.16).

Die simulierten Graphen der Abbildungen 5.16 und 5.15 berücksichtigen neben der direkten und der Kaonenproduktion über die Resonanz ϕ auch den Zustand $f_0(975)$ mit jeweils verschiedenen Wichtungen. Der Vergleich mit den gemessenen Daten läßt keine eindeutige Folgerung zu, ob diese Zustände bei der Kaonenproduktion über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He } K^+K^-$ von Bedeutung sind oder nicht. Weder in den Verteilungen der Relativenergien noch in den Winkelverteilungen ist klar erkennbar, ob beispielsweise eine 10%-ige $f_0(975)$ -Beimischung bei der Kaonenproduktion möglich ist oder nicht.

Stellt man jedoch die Hypothese auf, daß die Zustände $a_0(980)$ oder $f_0(975)$ oder beide, bei der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He } X$ existent sind, kann abgeschätzt werden, daß ihre Anteile

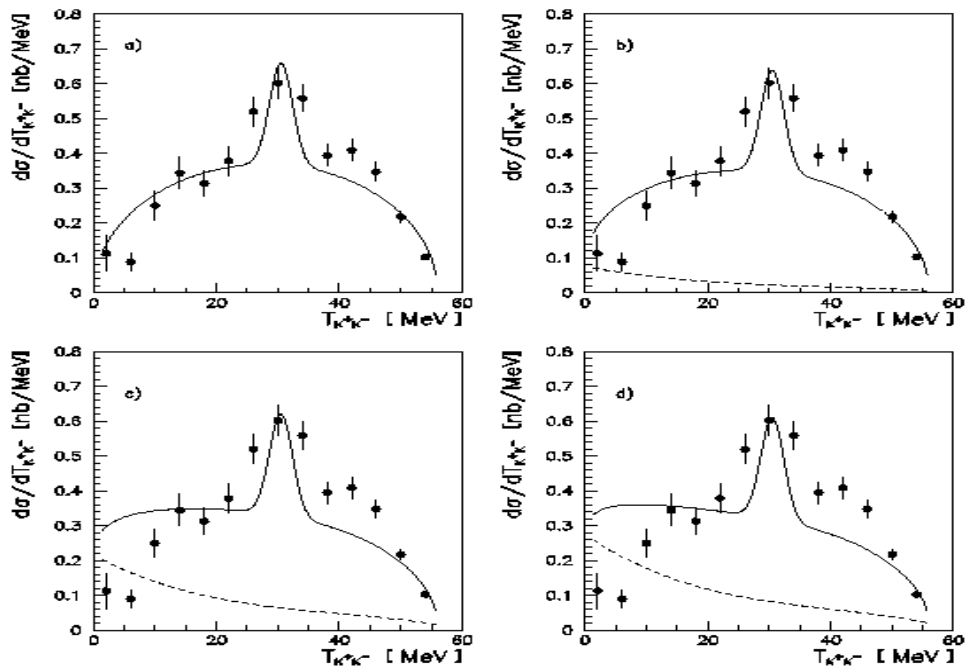


Abbildung 5.15: Simulierte Relativenergieverteilungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ im Vergleich mit den gemessenen Daten. Bild a) zeigt eine Simulation, die zu 92% die direkte Kaonenproduktion und zu 8% das ϕ berücksichtigt. Den simulierten Kurven in b), c) und d) wurden jeweils ein 10-, 30- bzw. 40 %-iger Anteil der $f_0(975)$ -Resonanz beigemischt und dementsprechend der Kanal der direkten Kaonenproduktion verringert.

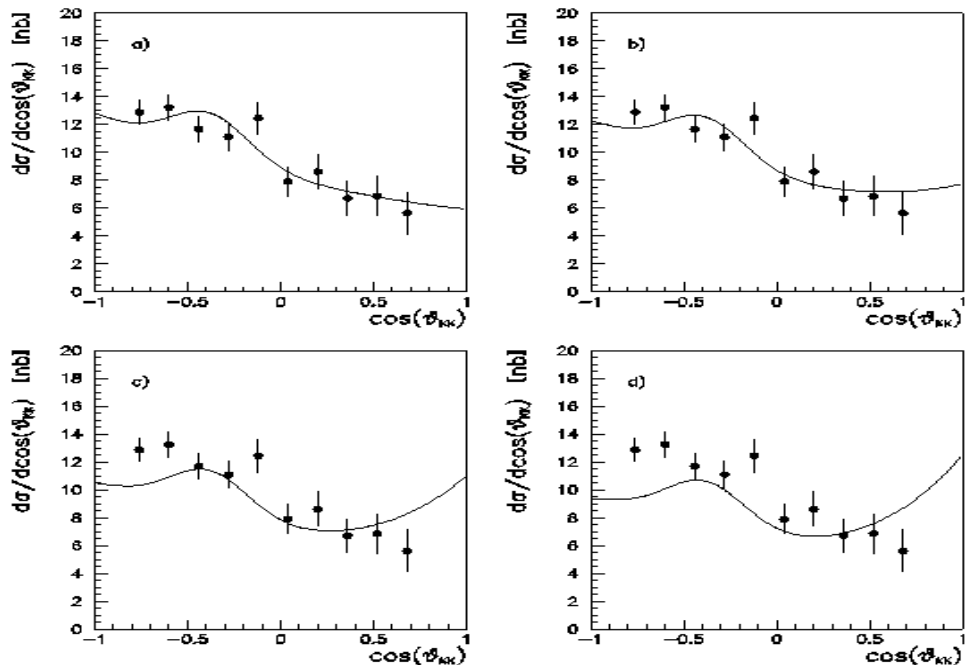


Abbildung 5.16: Simulierte Winkelverteilungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ im Vergleich mit den gemessenen. Die simulierten Kurven in a), b), c) und d) basieren auf den gleichen Mischungsverhältnissen wie in Abbildung 5.15.

sicherlich kleiner sind als 30%.

Somit läßt sich, trotz der niedrigen Anzahl gemessener Reaktionsereignisse, eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{a_o, f_o} = \sigma_{a_o} + \sigma_{f_o}$ über die Reaktionen $pd \rightarrow {}^3He X$ und $X \rightarrow K^+ K^-$, bei $Q = 56$ MeV zu

$$\sigma_{a_o, f_o} \leq 5 \text{ nb}$$

abschätzen.

5.3.2 Fehlerbetrachtung

In dieser Arbeit sind ausschließlich statistische Fehler angegeben. Systematische Fehler wurden nicht berücksichtigt.

Mögliche Quellen systematischer Fehler im Experimentbetrieb sind:

- Instabilitäten des Targetzustands.
- Schwankende Magnetfelder des Spektrometers BIG KARL.
- Ein dejustierter Experimentaufbau.
- Ausfall einzelner Detektorkomponenten.
- Eine fehlerhafte Bestimmung der Strahlintensität.

Damit systematische Fehler die Meßwerte nicht signifikant verfälschen, wurde während allen Strahlzeiten eine Fehlerüberwachung betrieben, die obige Punkte berücksichtigte. Datenpakete, die bezüglich dieser Punkte im Verdacht standen fehlerbehaftet zu sein, wurden bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

Im folgenden werden die Überwachungen während des Experimentbetriebs kurz beschrieben.

Targetüberwachung:

Eine speziell für das Target entwickelte Software überwacht kontinuierlich den Druck, die Temperatur, den Befüllungszustand sowie die Heizspannung des Targets und speichert diese Werte ab.

Zusätzlich filmt eine Videokamera das Target, so daß größere Ablagerungen von außen frühzeitig erkannt werden.

Überwachung des Spektrometers BIG KARL:

Die Magnetströme von BIG KARL werden kontinuierlich gemessen und einer Überwachungssoftware übergeben, die diese in minütlichen Abständen abspeichert. Im Falle geringer Abweichungen von *IST*- und *SOLL*-Werten erscheint ein akustisches Signal.

Die Übereinstimmung, der aus den gemessenen Magnetströmen berechneten Magnetfelder und den tatsächlichen Magnetfeldern wird anhand von Stichprobenmessungen mit einer NMR³-Sonde überprüft.

Korrekt justierter Experimentaufbau:

Die korrekten Positionierungen des Targets, der MOMO-Streukammer, der Driftkammern und der Hodoskope wurde mit einem Laser-Theodolitensystem durchgeführt und mehrmals, von allen Experimentatoren überprüft.

Stabilität einzelner Detektorkomponenten:

Alle im MOMO-Experiment verwendeten Detektoreinheiten funktionieren als Einzeldetektoren und als Bestandteil des gesamten Experimentaufbaus. Fällt eine Komponente aus, bedeutet das automatisch, daß nicht redundante Meßwerte erkannt werden. Fällt beispielsweise eine Lage der Driftkammern ganz oder nur teilweise aus, so wird bereits während des Experimentbetriebs auffallen, daß diese Lage deutlich weniger Driftzeiten liefert als alle anderen und der Fehler kann behoben und bei den Auswertarbeiten berücksichtigt werden.

Bestimmung der Protonenstrahlintensität:

Mehrere spezielle Monitore überwachen die Strahlintensität vor und hinter dem Target. Zusätzlich dienen die Zählraten der 16 Segmente des neu gebauten Hodoskops zusätzlich als 16 Relativmonitore.

Während des Experimentbetriebs werden diese Zählraten permanent und pro Extraktionszyklus beobachtet, so daß sich Veränderungen des Protonenstrahlprofils und seines Halos, direkt bemerkbar machen. Zur Bestimmung der absoluten Intensität werden während jeder Strahlzeit mehrere Eichmessungen durchgeführt. Diese basieren auf der Zählrate eines Szintillators, der direkt die Anzahl der Protonen bestimmt. Für den Fall, daß diese Zählraten einem systematischen Fehler aufweisen, wurde in einer Strahlzeit im März 2000 auch die Reaktion $pp \rightarrow pp$ gemessen. Deren Wirkungsquerschnitt ist bekannt [DOH 97] und liefert einen weiteren Zugang um die Strahlintensität zu bestimmen. Die Daten werden derzeit ausgewertet [MUN 2000] [SCHN 2000].

Sollten die in dieser Arbeit vorgestellten Meßwerte einem systematischen Fehler aufweisen, besteht somit die Möglichkeit einer Korrektur.

³Nuclear Magnetic Resonance

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Experimentelle Entwicklung

Parallel zu dem Beschleuniger COSY entstand das Experiment MOMO zur exklusiven Untersuchung von Meson-Meson- und Meson-Nukleon-Wechselwirkungen. Um an MOMO Dreiteilchenreaktionen, wie $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ kinematisch vollständig zu bestimmen, galt es mehrere Aufgaben zu realisieren:

- Nach seiner Fertigstellung mußte der Beschleuniger COSY einen Protonenstrahl mit einer Mindestintensität und hoher Güte dem externen Strahlplatz BIG KARL zur Verfügung stellen.
- Die hochauflösende Magnetspektrometeranlage BIG KARL wurde für die Experimente GEM und MOMO erweitert und ihre Akzeptanz vergrößert.
- Ein Detektor war aufzubauen, der die Flugrichtungen von mindestens zwei Teilchen gleichzeitig mißt und zur Messung einer hohen Teilchenrate geeignet ist.
- Ein Target wurde entwickelt, das den hohen Anforderungen des Experiments gerecht wird.
- Es mußte eine echtzeitfähige Datenaufnahme und -steuerung entwickelt und programmiert werden, die bereits während des Meßbetriebs Auswertungen erlaubt, um den Experimentverlauf zu kontrollieren und zu steuern.

An allen Punkten war die MOMO-Kollaboration beteiligt.

Das neu entwickelte und ständig verbesserte Targetsystem wurde von der MOMO-Kollaboration unterstützt und vorangetrieben [SCHO 96] [MUN 2000]. Neben MOMO wird das Target auch an den Experimenten GEM und TOF eingesetzt.

Für die Magnetspektrometeranlage wurden zwei neue Driftkammern entwickelt, um die Trajektorien der austretenden Teilchen zu vermessen. Eine Kollaboration, bestehend aus dem *Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich*, dem *Institut für Physik der Jagellonischen Universität in Krakau* und dem *Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn* entwickelte die Driftkammern und implementierte sie am Strahlplatz BIG KARL [SCHO 96] [HEN 95].

Das Datenaufnahmesystem TDAS stammt ursprünglich von der GSI in Darmstadt. Mitglieder der EDDA- und MOMO-Kollaborationen erweiterten sie für die COSY-Experimente EDDA und MOMO [HEN 95] [SCHW 95].

Der ortsauflösende Detektor aus szintillierenden Fibern ist der zentrale Detektor des MOMO-Experiments. Mit ihm lassen sich bis zu einer maximalen Teilchenrate von ca. 5 MHz mehrere Durchstoßpunkte gleichzeitig messen.

Er wurde parallel zu dem ebenfalls aus szintillierenden Fibern bestehenden Vertex-Detektor der EDDA-Kollaboration entworfen und bereits vor der Inbetriebnahme des Beschleunigers COSY komponentenweise an SATURNE (LNS in Saclay, Frankreich) getestet [JOOS 96] [BERG 97].

Zur Vermessung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ war es notwendig den Detektor zu erweitern (s. Kap. 3), um zusätzlich Informationen über Energiedepositionen, der ihn durchquerenden Teilchen zu gewinnen.

Heute ist MOMO an COSY eine sehr präzises und komplexes Experiment das neue und interessante Datensätze der wissenschaftlichen Welt zur Verfügung stellte und gegenwärtig liefert.

6.2 Meßergebnisse

6.2.1 $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$

In mehreren Strahlzeiten wurde die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$ gemessen und ausgewertet. Ihre Relativenergie- und Winkelverteilungen regten die unterschiedlichsten Diskussionen an, da sie nicht einer reiner s-Wellenproduktion folgen, wie es bei der Untersuchung von Reaktionen nahe ihrer Reaktionsschwelle zu erwarten wäre. Die unterdrückten Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Relativenergien -*oder Überhöhung bei hohen Relativenergien (?)*- zeigten sich bei allen gemessenen Einschußimpulsen und waren ausschlaggebend für die verschiedensten Spekulationen.

Basierend auf Resonanzeffekten wurde der ABC-Effekt oder eine zweistufige Pionenproduktion als Erklärung herangezogen [OSTE 96]: Das Proton wandelt sich unter dem bremsenden Einfluß des Targets zu einer Delta- oder *Roper*-Resonanz und strahlt das erste Pion ab. Die Resonanz fusioniert mit dem Deuterium unter Abstrahlung des zweiten Pions zu einem Heliumkern.

Ein weiterer Erklärungsversuch ist ein hypothetischer Ladungsaustausch $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$ [SAND 96]. In diesem Fall wären die Pionen mit dem MOMO-Detektor nicht nachweisbar, da ungeladene Pionen kein Signal in ihm erzeugen. Diese Spekulation steht jedoch im Widerspruch mit der Relativenergieverteilung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0\pi^0$, da die Unterdrückung des geladenen Kanals ($\pi^+\pi^-$) eine Überhöhung des ungeladenen Kanals ($\pi^0\pi^0$) zur Folge hätte [BELL 2000].

Ohne alle bisherigen Spekulationen zu diskutieren, sei abschließend die eines verstärkten p-Wellenkanals erwähnt. Unter der Hypothese, auch die schwellennahe Pionenproduktion

hat einen starken p-Wellen Anteil, errechnete Colin Wilkin die bisher am besten mit den Daten verträglichen Kurven (s. Kap.1.2).

6.2.2 $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$

Die Messung der Kaonenproduktion erforderte eine Erweiterung des MOMO-Experimentaufbaus. Bereits während den letzten Strahlzeiten zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$ wurde dazu mit Simulationsrechnungen und ersten Materialtest begonnen [BAV 98].

1998 folgte eine erste Teststrahlzeit, in der das neue Hodoskop in das Experiment integriert wurde. Erste Messungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ fanden im August 1998 und im August 1999 statt. Sie bestätigten die Funktionstüchtigkeit des Experimentaufbaus und lieferten erste Daten.

Trotz der relativ geringen Anzahl gemessener Ereignisse ließen sich erste Wirkungsquerschnitte abschätzen und Aussagen über die Kaonenproduktion via $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ ableiten. Am augenscheinlichsten ist die Verträglichkeit der gemessenen Daten mit Phasenraumrechnungen, im Gegensatz zu der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$. Den Vorhersagen entsprechend, zeigt sich auch die ϕ -Resonanz in den Daten. Der Anteil der Kaonen, die über diese Resonanz bei einer Überschußenergie von 56 MeV gemessen wurde liegt bei ca. $(8 \pm 3)\%$.

Die gemessenen Spektren zeigen keine weiteren Resonanzen oder auffallenden Strukturen. Aufgrund der bisher sehr niedrigen Statistik verbieten sie diese aber auch nicht. Vertritt man die Hypothese, die Zustände $a_o(980)$ und $f_o(975)$ existieren im gemessenen Reaktionskanal und zerfallen in Kaonen, kann eine obere Grenze von $\sigma_{a_o, f_o} = \sigma_{a_o} + \sigma_{f_o} \leq 5$ nb angegeben werden.

6.3 Ausblick

Weitere Messungen und Auswertungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ sind die momentanen Hauptaufgaben der MOMO-Kollaboration. Energieabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte oder eventuell vorhandene feinere Strukturen in den invarianten Massenspektren zeigen sich sobald größere Datenmengen aufgenommen sind. Insbesondere die interessanten Bereiche niedriger Relativenergien der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ wurden bis heute nur unzulänglich gemessen und erlauben zur Zeit nur vage Aussagen über die Zustände $a_o(980)$ und $f_o(975)$.

Anders als bei der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$, basiert die in dieser Arbeit vorgestellte Normierung ausschließlich auf den Meßwerten der Relativmonitore und dem Absolutmonitor, da noch keine Sekundärreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt gemessen wurde. Ein eventueller systematischer Fehler der Normierung bleibt so unbemerkt. Um sich diesem zu entziehen, wurde im März 2000 an MOMO die Reaktion $pp \rightarrow pp$ mit bekanntem Wirkungsquerschnitt gemessen und derzeit ausgewertet. Das segmentierte Hodoskop triggert diese Reaktion mit der Bedingung, daß die Koinzidenz gegenüberliegender Segmente verlangt wird und es mißt die Energieabgabe der Protonen. Der Streuwinkel der Protonen

extrahiert sich aus den aufgenommenen Daten des Vertexdetektors, so daß die Reaktion $pp \rightarrow pp$ kinematisch vollständig bestimmt ist.

Sollte sich dabei ein systematischer Fehler in der Normierung ergeben, wird dieser auch in den in dieser Arbeit vorgestellten Daten rückwirkend berücksichtigt.

Die Konzeption des Beschleunigers COSY ermöglicht auch die Beschleunigung von Deuteronen. Mit einem Deuteronenstrahl ist es möglich, über inverse Kinematik die Reaktionen noch einmal zu studieren. Gemessene Ergebnisse sollten sich bestätigen. Darüber hinaus ist die Akzeptanz bei inverser Kinematik größer, so daß sich die Meßzeiten erheblich verkürzen.

Neben Konsistenzprüfungen gibt die Pionenproduktion über die Reaktion $dd \rightarrow {}^4\text{He} \pi^+ \pi^-$ Aufschluß darüber, ob die Hypothese der p-Wellen Beimischung aufgrund des $\rho(770)$ -Zerfalls [WILK 97] zur Interpretation der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ standhält. Unter dieser Hypothese ist die p-Wellenproduktion aus Isospingründen verboten¹. Mißt man in diesem Reaktionskanal ebenfalls einen unterdrückten Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Relativenergien, muß die *p-Wellen-Hypothese*, basierend auf dem $\rho(770)$ -Zerfall, verworfen werden.

Das neue Hodoskop, zusammen mit dem Vertexdetektor und der MOMO-Streukammer, ist für sich betrachtet ein hervorragendes Detektorsystem. Es verträgt eine hohe Teilchenrate (bis zu 5 MHz), kann sich selbst triggern und vermag innerhalb eines 70 ns kleinen Zeitintervalls die Durchstoßpunkte mehrerer Teilchen und ihre Energieabgabe in 2 Zentimeter dicken Plastiksintillator zu messen. Es ist durchaus denkbar, diesen Detektor auch für andere, als die bisher genannten Reaktionen, oder auch an anderen Orten, oder mit anderem Target einzusetzen. Um das mögliche Einsatzfeld des Detektors weiter zu erhöhen und Auswertarbeiten zu erleichtern, wurde im März 2000 auch die elastische Streureaktion $pd \rightarrow pd$ vermessen, mit der das Hodoskop absolut geeicht wird. Die Datenaufnahme erfolgte analog, wie die der elastischen Streureaktion $pp \rightarrow pp$.

¹Eine Begründung der p-Wellen-Hypothese ist der Zerfall der 152 MeV breiten $\rho(770)$ -Resonanz in Pionen, deren niederenergetischer Teil in die $\pi\pi$ -Schwellregion hineinreicht. Die Pionenproduktion über die Reaktion $dd \rightarrow {}^4\text{He} \pi^+ \pi^-$ kann hiervon nicht beeinflusst werden, da die Erhaltung des Isospins die $\rho(770)$ -Produktion in diesem Reaktionskanal verbietet.

Literatur

- [ABAS 60] A. Abashian N. Booth K. Crowe, Possible Anomaly in Meson Production in $p + d$ Collisions, Phys. Rev. Lett. 5(1960), 258 ff.
- [ABAS 61] A. Abashian N. Booth K. Crowe, Anomaly in Meson Production in $p + d$ Collisions, Phys. Rev. Lett. 7(1961), 35 ff.
- [ABAS 63] A. Abashian N. Booth K. Crowe, Meson Production in $p + d$ Collisions and the $I = 0 \pi - \pi$ Interaction, I - IV, Phys. Rev. 132(1963), 2296 ff.
- [BAV 98] S. Bavink, Aufbau eines segmentierten Kammerhodoskops für das MOMO-Experiment an COSY, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1998
- [BANA 73] J. Banaigs et al., ABC and DEF Effects in the Reaction $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + (mm)^0$, Nucl. Phys. B67, 1973, 1ff
- [BELL 95] F. Bellemann, Simulationen für das MOMO-Experiment, Diplomarbeit ISKP Bonn, 1995
- [BELL 2000] F. Bellemann, Dissertation in Vorbereitung, Institut für Strahlen- und Kernphysik, 1998
- [BERG 93] A. Berg, Aufbau von Testmodulen aus szintillierenden Fasern für MOMO, Diplomarbeit ISKP Bonn, 1993
- [BERG 97] A. Berg, Exklusive Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ am COSY-MOMO Experiment, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Bonn 1997
- [BERG 88] J. Berger et al., Identification of the $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ Reaction Very Near Threshold, Phys. Ref. Lett. 61(1988), 919 ff.
- [BOHL 94] G. Bohlscheid, Entwicklung eines Startdetektors für das Experiment MOMO an COSY, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1994
- [BOHL 96] G. Bohlscheid, Private Mitteilung, 1996
- [BOHL 98] G. Bohlscheid, Exklusive Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Bonn 1998
- [BOOT 71] N. E. Booth et al., Proton-Deuteron Elastic Scattering at 1.0 GeV/c, Phys. Rev. D5, 1261 (1971) EDDA-Experiment, ISKP Bonn 1995
- [BRON] Bronstein, Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik

- [DOH 97] F. Dohrmann, Ergebnisse des EDDA-Experimentes zur elastischen Proton-Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen, Dissertation, Universität Hamburg, 1997
- [FOWL 77] F. James, FOWL - A general Monte Carlo Phase Space Program, CERN, 1977
- [HEI 95] A. Heine, Luminositätsüberwachung am EDDA-Experiment, Diplomarbeit Institut für Strahlen- und Kernphysik Bonn, 1995
- [HEN 95] C. Henrich, Datenaufnahme und erste Messungen des MOMO-Experiments, Dissertation ISKP Bonn, 1995
- [IBA 96] R. Ibal, Aufbau und Entwicklung eines Detektorsystems zur Luminositätsmessung an MOMO, Diplomarbeit, Institut für Strahlen- und Kernphysik Bonn, 1996
- [JAEC 92] V. Jaeckle, Aufbau eines Flüssig-Wasserstoff-Targets mit extrem dünnen Fenstern, IKP Jül-2633, KFA Jülich, Juni 1992
- [JAHN 91] R. Jahn, Near threshold two meson production in hadronic fusion reactions, ISKP Bonn, 1989
- [JOOS 92] R. Joosten, Test von Vielkanal-Photovervielfachern zur Auslese Szintillierender Fibern, ISKP Bonn 1992
- [JOOS 96] R. Joosten, Aufbau und Inbetriebnahme eines hochgranularen Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das Experiment MOMO an COSY ; Erste Ergebnisse zur Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ \pi^-$
- [KILI 90] K. Kilian et al., Cooler Synchrotron COSY - Jülich User Guide, Forschungszentrum Jülich, 1990
- [KUH 95] U. Kuhn, Diplomarbeit ISKP Bonn, 1995
- [LECR 92] Proportional Chamber Operating System, Research Instrumentation Catalog 1992, LeCroy Corporation, Chestnut Ridge, New York, USA
- [LEO 93] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd Edition Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- [LIPP 96] G. Lippert, Pionenproduktion in der Reaktion $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ nahe der Schwelle, IKP Jülich, 1996
- [MAI 93] R. Maier, Zwischen Kernphysik und Teilchenphysik, Physikalische Blätter 49 (1993) Nr.12, Dezember 1993, 1089 ff.
- [MUNK 97] J. Munkel, Untersuchungen zu Abbildungseigenschaften und Akzeptanz des Magnetspektrometers Big Karl im Rahmen des MOMO-Experimentes, Diplomarbeit ISKP Bonn, 1997
- [MUN 99] J. Munkel, private Mitteilung, 1999

- [MUN 2000] J. Munkel, Dissertation in Vorbereitung, Institut für Strahlen- und Kernphysik Bonn, 2000
- [NAKE 93] C. Nake, Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium Targets mit äußerst dünnen Fenstern, Diplomarbeit, Universität Bonn - KFA Jülich, Juli 1993
- [OEPE 94] T.v. Oepe, Messung der Mesonenproduktion in der Nähe der Schwelle mittels der Reaktionen $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+X$ und $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\omega$ am Magnetspektrometer SPES4, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Bonn 1994
- [ORT 91] EG& G ORTEC, Detectors & Instruments for Nuclear Spectroscopy, 1991/92
- [OSTE 96] F. Osterfeld, IKP Jülich, private Mitteilung, 1996
- [PAW] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanarini, PAW- User Guide, CERN Computer Center, Q 121
- [PLOU 88] F. Plouin, Threshold Productions: η and π^0 beams at SATURNE, Proceeding of Workshop on Production and Decay of Light Mesons, Paris, march 1988, World Scientific(1988), S.114
- [PLOU 90] F. Plouin et al., Identification and Analysis of the $np \rightarrow d\eta$ Cross Section near Threshold, Phys. Ref. Lett. B65(1990), 690 ff.
- [PPDB 92] Particle Properties Data Booklet, From the Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45(1992)
- [PREV 97] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997), 1652
- [RISS 73] T. Risser et al., Anomalous Enhancements in Multiple-Pion Production with Deuterons, Phys. Lett. B43(1973), 68 ff.
- [ROSS 94] P. v.Rossen, Abbildungsmatrix von BIG KARL, KFA internal report, Forschungszentrum Jülich, 1994
- [RPP 94] Review of Particle Properties, Physical Review D50(1994)
- [SAND 96] M. Sander, C. Kuhrt, H. V. Geramb, Theoretical Predictions for Pionium Searches, Forschungszentrum Jülich, 1996
- [SCHN 98] H. Schmitke, Aufbau und Entwicklung zweier Monitore zur Bestimmung von Primärstrahleigenschaften für das Experiment MOMO an COSY, Diplomarbeit, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Bonn 1998
- [SCHN 2000] H. Schmitke, Dissertation in Vorbereitung, Institut für Strahlen- und Kernphysik Bonn, 2000
- [SCHO 96] K. Scho, Das LD_2 -Target des MOMO-Experiments und exklusive schwellennahe Messung der Reaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^+\pi^-$, Dissertation ISKP Bonn, 1996
- [SCHW 94] F. Schwandt, TDAS ISKP User's Guide, ISKP internal report, Institut für Strahlen- und Kernphysik Bonn, 1994

- [SCHW 95] F. Schwandt, H. Rohdjeß, YODA User's Guide, ISKP Bonn, 1995
- [SMIR 92] J. Smirsky, Construction and test of focal plane drift chambers for the magnetic spectrograph BIG KARL, report ISKP and Institute of Physics, Jagellonian University, Cracow, 1992
- [TURT 74] CERN, Decay TURTLE, 1974
- [VINC 70] J. S. Vincent et. al., Large-Angle p-d Scattering at 580 MeV, Phys. Rev. Letters 5, 237, 1970
- [WILK 92] C. Wilkin, Hadronproduction of Light Mesons Near Threshold, Proceeding of the Journées d'Etude SATURNE 6(JES60. Mont St. Odile, 1992
- [WILK 97] C. Wilkin, A study of the $pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$ reaction and comparison with the MOMO experiment, University College London, 1997
- [WURZ 92] Wurzinger. Inklusive Messung der Schwellenanregungsfunktion $p+d \rightarrow {}^3He + X$ und der ω Produktion weit oberhalb der Schwelle in der $p+d \rightarrow {}^3He + \omega$ Reaktion, Dissertation, Universität Bonn, 1992

Danksagung

An dieser Stelle danke ich

allen, die zum Durchführen und Gelingen dieser Arbeit und des MOMO-Experiments in irgendeiner Art und Weise beitrugen; denen, die organisatorisch, technisch und fachlich behilflich waren und auch denen, deren bloße Anwesenheit mich ständig motiviert mit Freude zu leben und zu arbeiten,

Herrn Prof. Dr. R. Maschuw, der mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik ermöglichte, mir eine Arbeitstelle vermittelte und das MOMO-Experiment auf unterschiedlichste Weisen förderte,

meinem Chef, Priv. Doz. Dr. R. Jahn, unter dessen Leitung diese Arbeit entstand, für das sehr gute Arbeitsklima der MOMO-Kollaboration, für seine Diskussionsbereitschaft und die Betreuung des Experiments über viele Jahre,

Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Übernahme des Korreferats,

allen Mitarbeitern von COSY für ihr ständiges Bemühen, den Experimentatoren einen hervorragenden Protonenstrahl zur Verfügung zu stellen und allen, die zur Weiterentwicklung und Wartung der Magnetspektrometeranlage BIG KARL beitrugen,

besonders möchte ich Herrn Engel danken, der weit über seine Aufgabenbereiche hinausgehend, in den Vorbereitungsphasen und während den Strahlzeiten die MOMO-Kollaboration tatkräftig unterstützte,

den Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe Dr. G. Bohlscheid, Dr. A. Berg, Dr. K. Scho, F. Bellemann und ganz besonders H. Schnitker, J. Munkel und Dr. R. Joosten,

und nicht zuletzt meiner Familie.

