

Zwei-Kaonen-Produktion
nahe der Schwelle
in der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$
mit dem
Experiment MOMO an COSY

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Heiner Arp Schnitker

aus Bremen

Bonn, Juli 2002

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

1. Referent: Priv. Doz. Dr. R. Jahn
2. Referent: Prof. Dr. K. Kilian

Tag der Promotion: 5.08.2002

Zusammenfassung

Das Experiment MOMO am Cooler Synchrotron COSY im Forschungszentrum Jülich untersucht mittels einer exklusiven Messung die schwelennahe Produktion von Mesonen anhand der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$.

Zur Verbesserung der Datenanalyse wurde ein kinematischer Fit in die Analysesoftware integriert, der über eine χ^2 -Minimierung eine bessere Berücksichtigung der Messfehler in die Datenauswertung und eine genauere Zuordnung der Ereignisse zu der gemessenen Reaktion erlaubt.

Die Zwei-Kaonen-Produktion wurde bei verschiedenen Überschussenergien ($Q = 35\text{MeV}$, 40MeV und 56MeV) untersucht. Hierbei zeigten die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Relativenergien, im Gegensatz zu denen der Zwei-Pionen-Produktion, keine Abweichungen vom Phasenraumverhalten. Die bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte folgen der bei einer 3-Teilchen-Reaktion mit s-Wellenproduktion zu erwartenden Q^2 -Anhängigkeit. In den Spektren $d\sigma/dT_{KK}$ sind klare Signale des ϕ -Mesons aus der indirekten Kaonenproduktion über $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$, $\phi \rightarrow K^+ K^-$ gemessen worden. Für diese Reaktion betragen die Überschussenergien $Q = 2,8\text{MeV}$, 8MeV bzw. 24MeV . Die für die ϕ -resonante Kaonenpaar-Produktion bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte folgen einer für 2-Teilchen-Reaktionen zu erwartenden \sqrt{Q} -Abhängigkeit.

Die Winkelverteilungen wurden für $Q = 35\text{MeV}$ auch im KK-Ruhsystem betrachtet. Hierbei zeigt die Winkelverteilung der Kaonen im so genannten Gottfried-Jackson-Koordinatensystem eine deutliche \cos^2 -Abhängigkeit, die auf den ϕ -Zerfall zurückgeführt werden kann. Demnach wurden die ϕ -Mesonen aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ bezüglich der z-Achse dieses Systems polarisiert erzeugt. Die Daten deuteten eine dominante ' $m = 0$ '-Quantisierung bei unter Rückwärtswinkeln erzeugten ϕ -Mesonen an.

Diese Arbeit wurde in L^AT_EX erstellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	5
1.1	Motivation	6
1.2	Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He e \pi^+ \pi^-$	10
2	Das Experiment MOMO	13
2.1	Messprinzip	13
2.2	Das Cooler Synchrotron COSY	13
2.3	Das Experiment MOMO am Strahlplatz BIGKARL	14
2.3.1	Das Flüssig-Wasserstoff-Target	16
2.3.2	Der Vertexdetektor und das Kammerhodoskop	18
2.3.3	Das Magnetspektrometer <i>BigKarl</i> und die Driftkammern	19
2.3.4	Die Hodoskope	20
2.3.5	Die Strahlmonitore	21
2.3.6	Trigger und Datenaufnahme	22
3	Simulationen	26
3.1	Phasenraumsimulationen	26
3.1.1	Der Eventgenerator FOWL++	26
3.1.2	Kinematische Grundlagen	27
3.1.3	Die Wahl des Strahlimpulses	29
3.1.4	Die Wahl der Spektrometereinstellung	31
3.2	Akzeptanzverhalten des Magnetspektrometers <i>BigKarl</i>	32
4	Der Kinematische Fit	35
4.1	Mathematische Beschreibung des Problems	35
4.2	Übertragung auf das MOMO-Experiment	36
4.3	Implementierung	38
5	Datenauswertung	40
5.1	Datenanalyse	40
5.1.1	Rohdatenanalyse	40
5.1.2	Ereignisauswahl	41
5.2	Normierung der Ergebnisse	47

5.2.1	Akzeptanzkorrektur	47
5.2.2	Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	48
6	Ergebnisse	51
6.1	Relativenergieverteilungen	51
6.2	Winkelverteilungen der Kaonen im Schwerpunktsystem der Reaktion . . .	52
6.3	Winkelverteilungen der Kaonen im KK -System	54
6.4	Totaler Wirkungsquerschnitt	57
6.5	Vergleich mit früheren Ergebnissen	58
6.5.1	Schwellennahe Zwei-Kaonen-Produktion mit dem MOMO-Experiment	58
6.5.2	Schwellennahe Φ -Produktion mit SPES 4 am SATURNE	61
7	Zusammenfassung und Ausblick	64
	Literatur	67

1 Einführung

Die Untersuchung der Wechselwirkungen der Materie nimmt innerhalb der Physik einen großen Raum ein. Alle bekannten Wechselwirkungen lassen sich hierbei auf vier Grundkräfte zurückführen. Während die *Gravitation* und die *elektromagnetische* Wechselwirkung aufgrund ihrer unendlichen Reichweite auch im Alltagsleben zu beobachten sind, sind die *starke* und *schwache* Wechselwirkung, auch Kernkräfte genannt, nur durch wenige Effekte wie z.B. die Radioaktivität offen beobachtbar, da diese Kräfte nur eine Reichweite in der Größenordnung des Kerndurchmessers ($\leq 10^{-15}m$) besitzen.

Atome, die bis zum Anfang des 20. Jahrhunderts als die elementaren Bausteine der Natur angesehen wurden, bestehen aus einem Atomkern und den Hüllenelektronen. Die Elektronen werden hierbei als elementar angesehen. Sie bilden mit den Myonen, Tauonen und den Neutrinos die Gruppe der Leptonen. Der Atomkern ist aus Neutronen und Protonen aufgebaut. Auch in den Neutronen und Protonen lässt sich eine Substruktur feststellen. Sie besteht jeweils aus drei Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen mit drittelzahliger Ladung, den so genannten Quarks, die sich allerdings nicht als freie Teilchen nachweisen lassen. Alle aus Quarks aufgebauten Teilchen werden als Hadronen bezeichnet. Es existieren insgesamt sechs verschiedene Quarks unterschiedlicher Masse: *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *bottom* (b) und *top* (t). Hadronen bestehen entweder aus einem Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$), den sogenannten Mesonen, oder aus 3-Quark-Zuständen (qqq), den Baryonen.

Die leichtesten Hadronen sind die aus Quark-Antiquark-Paaren aufgebauten Mesonen. Abbildung 1.1 zeigt das Nonett der aus den drei leichtesten Quarks (u , d und s) aufgebauten pseudoskalaren und Vektor-Mesonen. Klassifiziert sind die Mesonen nach ihrem *Strangeness*-Gehalt S und nach ihrer Ladung Q . Da es sich bei den Quarks um Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen handelt, können die einzelnen Spins der Mesonen zu einem Gesamtspin $s = 0$ (pseudoskalare Mesonen) oder zu $s = 1$ (Vektormesonen) koppeln. Anschaulich gesehen stehen die Spins der Quarks in diesen Mesonen antiparallel bzw. parallel zueinander.

Im Gegensatz zu den Leptonen nehmen die Hadronen und somit auch die Quarks an der starken Wechselwirkung teil. Beschrieben wird die starke Wechselwirkung durch die Quantenchromodynamik (QCD). Gemäß dieser Theorie wird den Quarks eine Farbladung zugeordnet (*rot*, *grün*, *blau* oder deren *Antifarben*¹). Beobachtbare hadronische Zustände treten nach der QCD nur farbneutral auf, d. h. entweder tragen die Quarks *Farbe* und *Antifarbe* (Mesonen) oder die Ladungen *rot*, *grün* und *blau* (Baryonen).

Die Kräfte zwischen den Teilchen werden durch Feldquanten ausgetauscht. In der Quantenelektrodynamik (QED), der Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, existiert nur ein Ladungszustand: die elektrische Ladung. Die Kräfte zwischen den Ladungszuständen werden in der QED durch den Austausch ungeladener Feldquanten, der Photonen, beschrieben. Im Gegensatz hierzu sind die Feldquanten der QCD, die Gluonen, selbst Träger

¹Dargestellt durch die jeweiligen Komplementärfarben

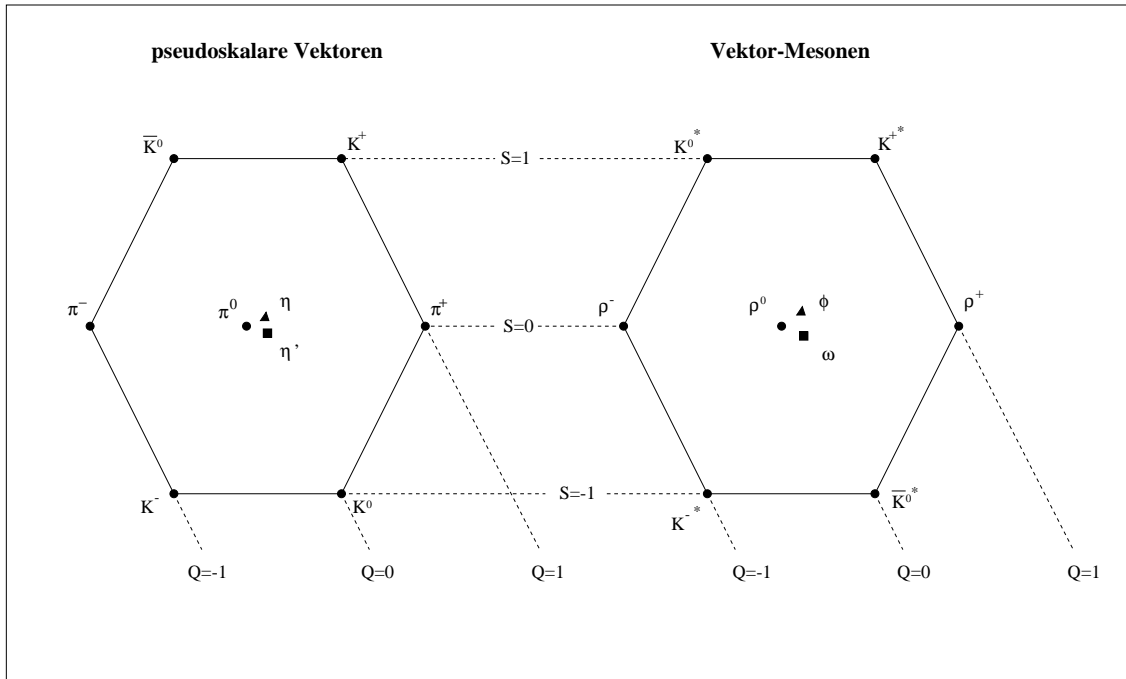


Abbildung 1.1: Nonnett der pseudoskalaren und Vektor-Mesonen, klassifiziert nach Strangeness-gehalt S und Ladung Q

von Ladungen. Daher treten in der QCD, im Gegensatz zur QED, auch Wechselwirkungen zwischen den Feldquanten auf. So sind sogar Zustände denkbar, die nur aus Gluonen (*Glueballs*) oder aus einem Quark-Gluon-Gemisch (Hybridverbindungen) bestehen.

Ein großer Teil der Experimente der Hoch- und Mittelenergiephysik beschäftigt sich mit der Untersuchung von Reaktionen, an denen nur wenige Teilchen beteiligt sind. Während sich in der Hochenergiephysik aufgrund der hohen Auflösung die Quarks als quasi frei Teilchen auffassen lassen und daher die perturbativen Lösungen der Feldgleichungen der QCD befriedigende Ergebnisse liefern, ist dies in der Mittelenergiephysik nicht gegeben. An die Stelle der QCD treten hier *effektive* Theorien, die auf Modellen der QED, QCD oder auch phänomenologischen Modellen basieren. Hier werden die Hadron-Hadron-Wechselwirkungen häufig durch Meson-Austausch-Modelle beschrieben, wie es schon ähnlich 1935 von *Yukawa* vorgeschlagen wurde. Eine geeignete Methode, die *effektiven* Theorien zu überprüfen und zu verfeinern, besteht in der Durchführung von Experimenten mit Reaktionen nahe der Produktionsschwelle leichter Hadronen. Hierdurch lassen sich an verhältnismäßig einfachen Systemen die Nukleon-Nukleon-, Meson-Nukleon- und Meson-Meson-Wechselwirkungen untersuchen.

1.1 Motivation

Im Jahr 1960 entdeckten Abashian, Booth und Crow bei der Untersuchung der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} X^0$ und $pd \rightarrow {}^3\text{H} X^+$ den nach ihnen benannte *ABC-Effekt*[ABAS61]. Bei

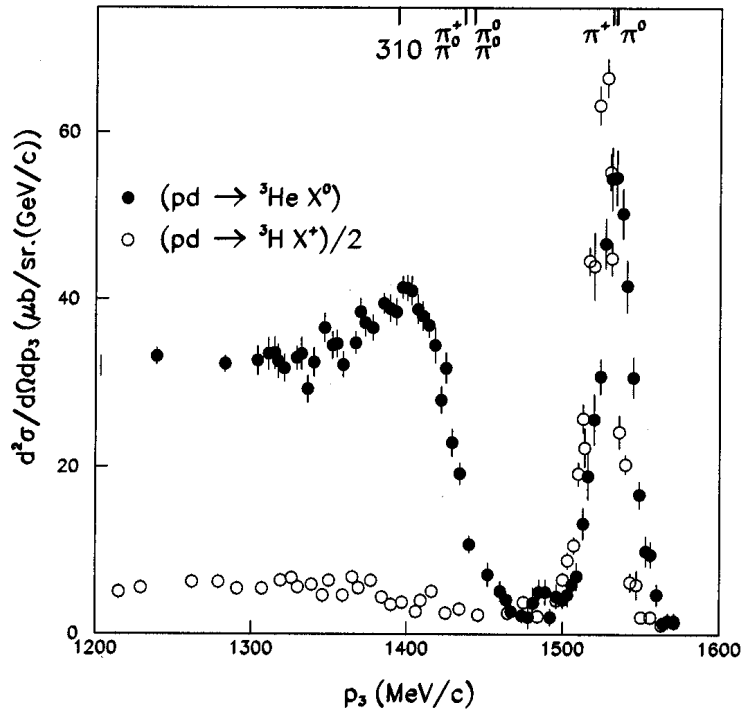


Abbildung 1.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He } X^0$ und $pd \rightarrow {}^3\text{H } X^+$ bei $T_p = 743 \text{ MeV}$ und $\vartheta^{lab} = 11,8^\circ$. Die ${}^3\text{H}$ -Daten wurden durch 2 dividiert. [ABAS63]

diesem Experiment wurden die ${}^3\text{He}$ - bzw. ${}^3\text{H}$ -Kerne bei einem konstanten Strahlimpuls von $T_p = 742 \text{ MeV}$ unter einem Streuwinkel von $\vartheta^{lab} = 11,8^\circ$ bei verschiedenen Spektrometereinstellungen detektiert. Im Heliumimpulsspektrum (Abbildung 1.2) zeigt sich der Effekt als Erhöhung bei $m_x \approx 310 \text{ MeV}$ mit einer Breite von $\Gamma \approx 25 \text{ MeV}$ und den Quantenzahlen $I = 0$ und $J^P = 0^+$ [ABAS63]. Die Schwellen der Ein- und Zwei-Pionen-Produktion sind in der oberen Skala des Diagramms angegeben. In der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{H } X^+$ ist zwar auch ein deutliches Signal der Ein-Pionen-Produktion zu erkennen, im Bereich des *ABC-Effekts* ist jedoch keine Resonanz gemessen worden.

Weitere Untersuchungen zum *ABC-Effekt* wurden 1973 anhand der Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He } X^0$ durchgeführt. Hier wurde der Effekt in Abhängigkeit von der totalen Schwerpunktennergie W^* bei $\vartheta^{CM} = 180^\circ$ vermessen [BANA73]. In Abbildung 1.3 ist eine deutliche Erhöhung des Wirkungsquerschnitts bei $W^* = 3,35 \text{ GeV}$ zu erkennen. Zu niedrigeren Energien hin ist der Datensatz jedoch unvollständig, so dass weitere Messungen in der Nähe der 2-Pionen-Schwelle, $W^* = m_{{}^3\text{He}} + 2m_{\pi^0} = 3,08 \text{ MeV}$, und an der *ABC*-Schwelle, $W^* = m_{{}^3\text{He}} + 310 \text{ MeV} = 3,12 \text{ MeV}$, genauere Erklärungen zur Natur des Effekts liefern könnten.

Bisherige Erklärungsversuche für den *ABC-Effekt* gehen von einem Teilchen mit den entsprechenden Quantenzahlen [ABAS63], von einer Anregung zweier $\Delta(1232)$ -Resonanzen [RISS73] oder einer starken Endzustandswechselwirkung (Final State Interaction) zwischen zwei Pionen [ABAS63] aus. Für die Messung des *ABC-Effekts* anhand der Reaktion $dd \rightarrow \alpha X$ [WURZ99] konnte der Effekt über ein theoretisches Modell erklärt werden, das von zwei parallel ablaufenden Reaktionen der Form $NN \rightarrow d\pi$ ausgeht [GARD99]. Eine

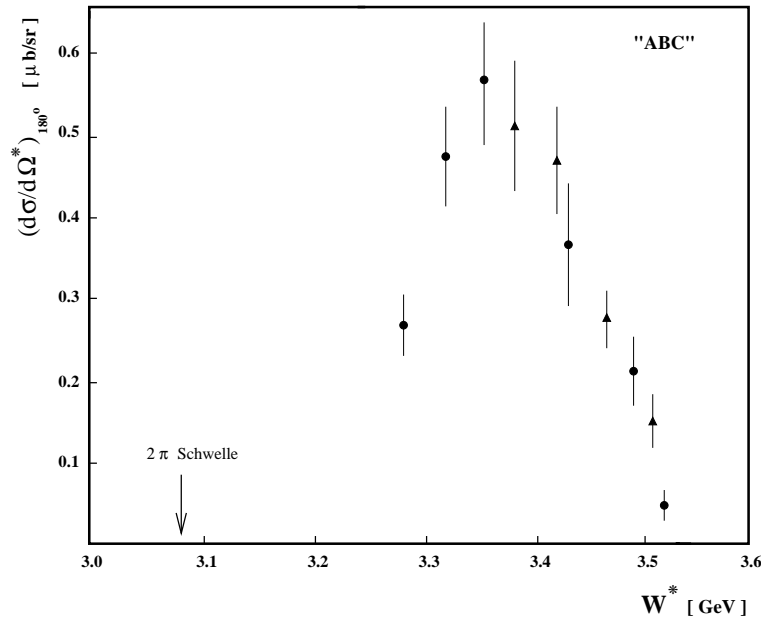


Abbildung 1.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte des ABC-Effekts aus der Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He} X$ in Abhängigkeit von der totalen Schwerpunktsenergie W^* unter dem Winkel $\vartheta^{CM} = 180^\circ$. [BANA73]

allgemeingültige Erklärung des Effekts steht jedoch noch aus.

Am Spektrometer SPES4 des Laboratoire National Saturne (LNS) in Saclay (Frankreich) wurde ab 1988 die Schwellenanregungsfunktion der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ gemessen [PLOU88] [WURZ92] [OEPE94]. Bei Strahlenergien zwischen $1,25\text{GeV}$ und $1,85\text{GeV}$ wurden die Wirkungsquerschnitte von η -, ω -, η' - und ϕ -Mesonen sowie der Zwei-Kaonen-Produktion sehr nahe an der jeweiligen Produktionsschwelle bestimmt. Die aus diesen Messungen bestimmten Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 1.4 gezeigt. In Abschnitt 6.5.2 wird auf die Ergebnisse der Messungen im Zusammenhang mit der ϕ -Produktion des MOMO-Experiments nochmals genauer eingegangen.

Eine qualitative Erklärung für die Abnahme des Wirkungsquerschnitts bei Mesonen mit größeren Massen m_X in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ folgt aus dem empirischen 3-Teilchen-Modell von [WILK92]. Wie in Abbildung 1.5 zu sehen, spaltet sich die Reaktion in die beiden Prozesse $pp \rightarrow d\pi^+$ und $\pi^+n \rightarrow pX$ auf. Damit das Proton und das Deuteron zum ${}^3\text{He}$ fusionieren können, muss die Impulsdifferenz zwischen Proton und Deuteron möglichst gering sein. Dies ist bei kleinen Mesonenmassen wie beim η erfüllt, während bei größeren Massen die Impulsdifferenz zunimmt. Daher verringert sich die Fusionswahrscheinlichkeit und der Wirkungsquerschnitt sinkt.

Die Produktion des ϕ -Mesons ist physikalisch von großem Interesse, da es im Wesentlichen aus zwei *strange*-Quarks ($s\bar{s}$) besteht. Nach der Okubo-Zweig-Iizuka-Regel (OZI-Regel) sollte die ϕ -Produktion unterdrückt sein, wenn die Teilchen im Eingangskanal kei-

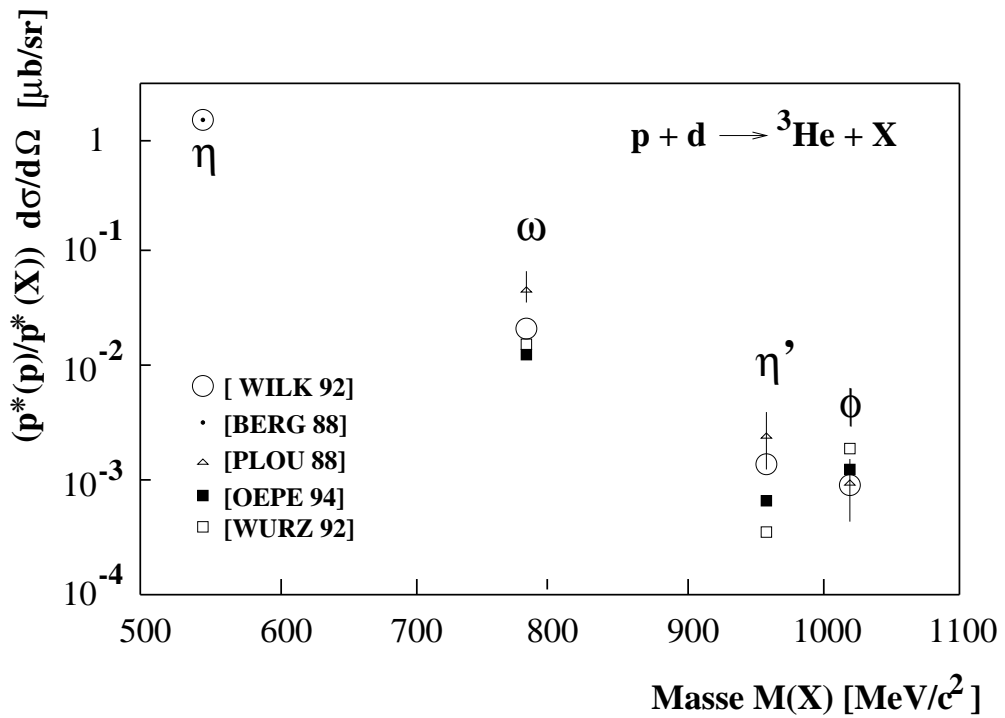


Abbildung 1.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $p d \rightarrow {}^3\text{He} X$. Eingezeichnet sind die experimentellen Ergebnisse von [PLOU88], [WURZ92] und [OEPE94]. Die theoretischen Werte aus [WILK92] wurden mit dem experimentellen Wirkungsquerschnitt der η -Produktion von [BERG88] normiert. [OEPE94]

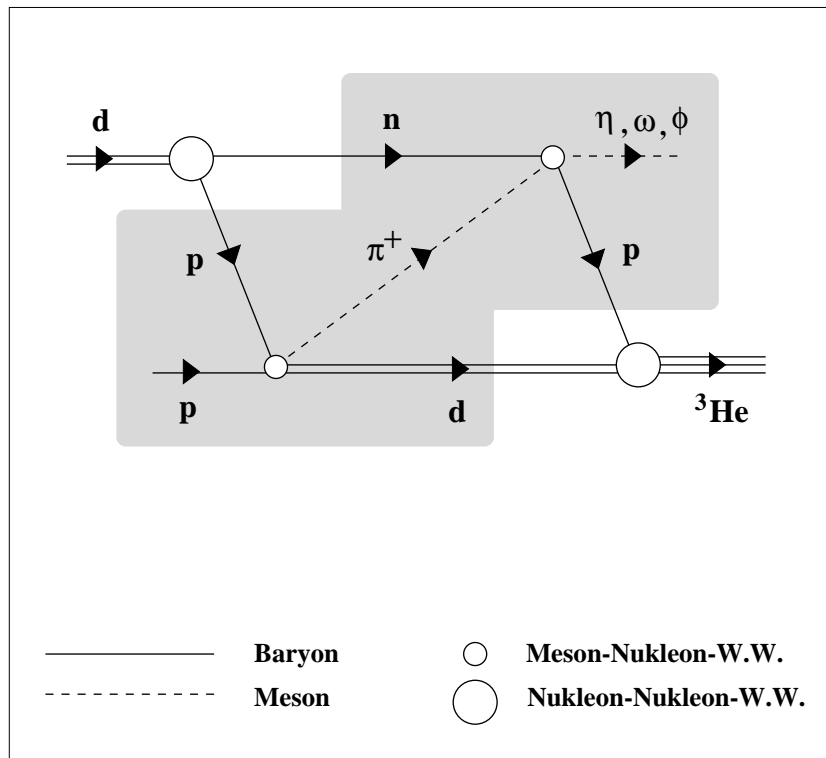


Abbildung 1.5: Empirisches 3-Teilchen-Modell für die Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} X$ nach [WILK92].

ne *Strangeness* beinhalten, und so unzusammenhängende Quarklinien auftreten würden [OKUB63][ZWEI64][IIZU66]. Der Regel nach sollte das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zwischen ϕ - und ω -Produktion aufgrund der leichten Beimischungen von u - und d -Quarks beim ϕ -Meson in der Größenordnung von 0,3% liegen, was auch in mehreren Experimenten recht gut bestätigt werden konnte [OKUB77]. In neueren Experimenten, wie z.B. am LEAR in $N\bar{N}$ -Annihilations-Experimenten [ELLI00] oder am LNS in der Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ [WURZ96], zeigten sich im Verhältnis deutlich größere ϕ -Produktionsquerschnitte. Erklärungsansätze gehen z. B. von einer intrinsischen $s\bar{s}$ -Komponente im Nukleon [ELLI00] oder von einem modifizierten Mesonen-Austausch-Modell [ROTZ00] ohne *Strangeness* im Nukleon aus.

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

Von 1994 bis 1997 wurde mit dem MOMO-Detektor die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ nahe der Zwei-Pionen-Schwelle exklusiv untersucht. Aufgrund der Nähe zur Produktionsschwelle sollten die Drehimpulse $L \neq 0$ unterdrückt sein. Daher wäre eine mit den Phasenraumsimulationen übereinstimmende reine s-Wellen-Produktion der Pionen zu erwarten.

Die Abbildung 1.6 zeigt die bei einem Strahlimpuls von $p_p = 1150 \text{ MeV}/c$ ($Q = 69,3 \text{ MeV}$) aufgenommenen Ergebnisse [BELL99]. Die Spektren enthalten ca. 15000 eindeutig rekonstruierte Ereignisse. (a) zeigt die Verteilung der Relativenergien² $T_{\pi\pi}$. Deutlich ist eine Unterdrückung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Bereich niedriger Relativenergien bzw. eine Erhöhung im Bereich höherer $T_{\pi\pi}$ im Vergleich zum erwarteten Phasenraumverlauf (gestrichelte Kurve) zu erkennen. Die Relativenergieverteilung des Helium-Pion-Systems (b) zeigt dagegen im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung mit den Erwartungen.

Abweichungen vom Phasenraumverhalten zeigen sich auch in den Winkelverteilungen. In (c) ist die Verteilung der Pionenwinkel gegen die Strahlachse im Schwerpunktsystem der Reaktion gezeigt. Hier wäre bei s-Wellenproduktion eine Isotropie zu erwarten, doch zu erkennen ist, dass die Pionen bevorzugt orthogonal zur Strahlachse emittiert werden.

Die Abweichungen vom Phasenraumverlauf können durch eine p-Wellen-Beimischung erklärt werden. Unter dieser Annahme berechnet sich nach [WILK97] das spingemittelte Matricelement aus:

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

Hierbei ist C eine Konstante und $\vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ der Relativimpuls zwischen den Pionen. θ_k ist der CM-Winkel des Relativimpulses gegen die Strahlachse. Der lineare Anstieg in der $\sin^2 \theta_k$ (Abbildung 1.6(d)) deutet demnach auf eine deutliche p-Wellen-Dominanz im $\pi\pi$ -System hin. In den Spektren (a), (b) und (c) sind die aus dieser Annahme folgenden Verteilungen der Wirkungsquerschnitte eingezeichnet (durchgezogene Kurven). Sie geben die gemessenen Wirkungsquerschnitte bedeutend besser wieder als die Phasenraumkurven.

Auch in den Messungen bei Strahlimpulsen von $p_p = 1060 \text{ MeV}/c$ ($Q = 28,3 \text{ MeV}$) und $p_p = 1200 \text{ MeV}/c$ ($Q = 92,4 \text{ MeV}$) zeigen sich derartige Abweichungen vom Phasenraumverlauf [BOHL98]. Ein erster Ansatz, die Abweichungen zu erklären, war die Möglichkeit

²Die Relativenergie ist gegeben durch: $T_{\pi\pi} = m_{\pi\pi} - 2m_\pi$, wobei $m_{\pi\pi}$ die invariante Masse des Zwei-Pionen-Systems bezeichnet. $T_{\text{He}\pi}$ berechnet sich analog.

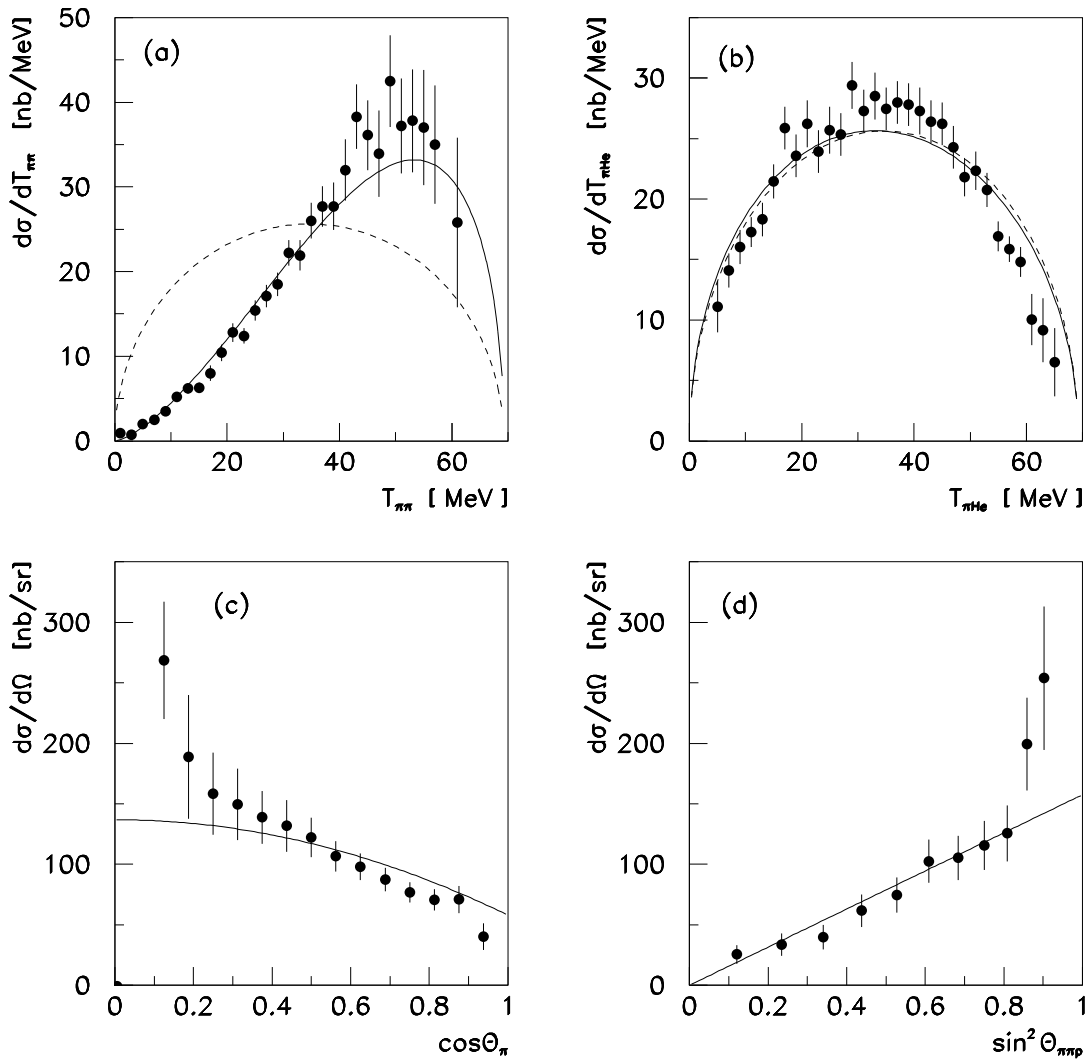


Abbildung 1.6: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ bei einem Strahlimpuls von $p_p = 1150 \text{ MeV}/c$: in Abhängigkeit von der Pion-Pion-Relativenergie (a), der Pion-Helium-Relativenergie (b), vom Winkel zwischen Pionen und Strahlachse (c), vom Pionendifferenzvektor zur Strahlachse (d). Die gestrichelten Kurven entsprechen dem Phasenraumverlauf, die durchgezogenen Kurven berücksichtigen eine p -Wellen-Beimischung. [BELL99]

eines Ladungsaustausches $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Bei niedrigeren Relativenergien steht den $\pi^+ \pi^-$ -Paaren eine längere Wechselwirkungszeit zur Verfügung, so dass in diesem Fall eine größere Wahrscheinlichkeit für einen Ladungsaustausch besteht. Da der MOMO-Detektor nur für geladene Teilchen sensitiv ist, können die ungeladenen Pionen nicht direkt detektiert werden; somit würden weniger geladene Pionenpaare bei niedrigen Relativenergien registriert werden. Demzufolge müsste bei einer Messung der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0 \pi^0$ im Bereich der niedrigen Relativenergien eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts messbar sein. Auswertungen der inklusiven Daten des MOMO-Experiments zeigten jedoch, dass die Relativ-

energieverteilungen der $T_{\pi^0\pi^0}$ keine derartigen Abweichungen zeigen [BELL02]. Daher ist diese Hypothese eher unwahrscheinlich.

Ein weiterer Ansatz ist die Produktion der Pionenpaare über den niederenergetischen Arm der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He \rho^0$, wobei das ρ^0 -Meson zu annähernd 100% in zwei Pionen zerfällt. Da in diesem Fall ein Vektormeson ($J^{PC} = 1^{--}$) in zwei pseudoskalare Mesonen ($J^{PC} = 0^{-+}$) übergeht, könnte dieser Ansatz die p-Wellen-Beimischung erklären. Weitere Ansätze werden z.B. in [BERG97] und [BOHL98] diskutiert.

Insgesamt zeigt sich, dass im Bereich der Produktion niederenergetischer Mesonen noch viele Fragen offen sind. Dies motiviert auch die Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He K^+ K^-$, in der die leichtesten Mesonen mit *Strangeness* erzeugt werden können. Interessant in diesem Zusammenhang ist auch der Einfluss der in dieser Reaktion erzeugbaren ϕ -Mesonen, da sie aufgrund ihrer Quantenzahlen eine ähnliche Rolle spielen könnten wie das ρ^0 -Meson in der Zwei-Pionen-Produktion.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im Speziellen mit den im Jahr 2001 aufgenommenen Daten der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He K^+ K^-$ bei einem Protonenimpuls von $p_p = 2574 MeV/c$ und setzt die Ergebnisse in Bezug zu den vorherigen Messungen der Reaktion aus den Jahren 1998 bis 2000.

2 Das Experiment MOMO

Das Experiment MOMO (Molecules of Mesons Online) wurde 1994 am externen Strahlplatz BIGKARL des Teilchenbeschleunigers COSY (Cooler Synchrotron) des Forschungszentrums Jülich in Betrieb genommen. In diesem Kapitel wird der Aufbau des MOMO-Experiments an COSY beschrieben. Detailliertere Beschreibungen finden sich bei [JOOS96].

2.1 Messprinzip

Das Experiment MOMO hat die Zielsetzung, die Produktion leichter, niederenergetischer Mesonen exklusiv und schwelennah zu untersuchen. Die Produktion wird anhand folgender Reaktion durchgeführt:

$$p d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^- \quad T_p^{thres} = 432 \text{ MeV} \quad (2.1)$$

$$d p \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^- \quad T_d^{thres} = 861 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

$$p d \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^- \quad T_p^{thres} = 1730 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

Eine *exklusive* Messung verlangt im Gegensatz zu einer inklusiven Messung die vollständige Bestimmung aller Impulsvektoren der Ejektile. *Schwelennah* heißt, dass die Messung nur knapp über der Produktionsschwelle durchgeführt wird. Dies bedeutet, dass für die einzelnen Teilchen im Ausgangskanal nur wenig kinetische Energie zur Verfügung steht und so die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen zwischen den Teilchen steigt.

Die vollständige kinematische Bestimmung der Teilchen erfolgt durch die Vertexmethode [JAHN91]. Der Eingangsimpuls ist durch den Protonenstrahl bzw. Deuteronenstrahl mit festem Strahlimpuls, der auf ein ruhendes, sehr kleines Flüssigdeuteriumtarget trifft, festgelegt. Das bei der Reaktion entstehende ${}^3\text{He}$ wird durch das Magnetspektrometer mit dahinterliegenden Driftkammern vermessen und über Energieverlust und Flugzeitmessung mit Hilfe zweier Szintillator-Hodoskope eindeutig identifiziert. Durch einen hinter dem Target befindlichen hochgranularen Vertexdetektor lassen sich die Richtungsvektoren der im Target entstandenen Mesonen ermitteln.

Mit bekanntem Eingangsimpuls, Heliumimpuls und bekannten Richtungsvektoren der Mesonenimpulse läßt sich die Reaktion kinematisch vollständig bestimmen (Abb. 2.1).

2.2 Das Cooler Synchrotron COSY

Mit dem Teilchenbeschleuniger und Speicherring COSY (Abbildung 2.2) können unpolarisierte und polarisierte Protonen und seit Anfang 2002 auch unpolarisierte Deuteronen bis zu einem Impuls von $3,5 \text{ GeV}/c$ beschleunigt werden. Hiermit stellt COSY ein hervorragendes Werkzeug für die Mittelenergiephysik dar. Das Experiment MOMO war im Januar 2002 das erste Experiment an COSY, dass bei der Vermessung der Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$

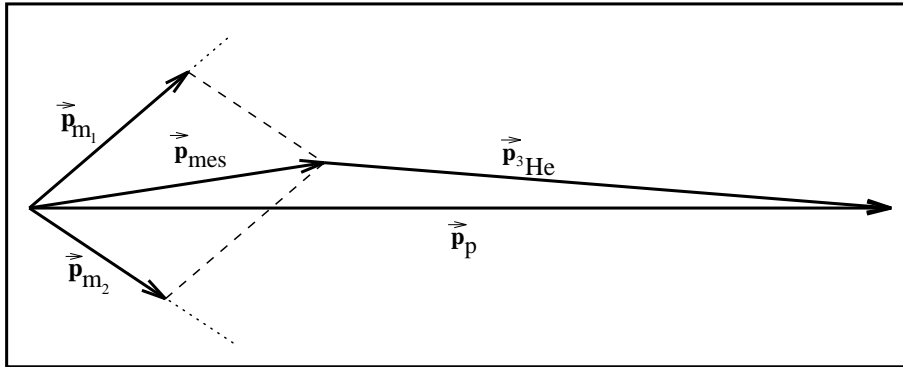


Abbildung 2.1: Rekonstruktion der Mesonenimpulse aus Protonenimpuls und ${}^3\text{He}$ -Impuls. Aus der Differenz von Protonenimpuls und ${}^3\text{He}$ -Impuls ergibt sich der Mesonengesamtimpuls. Mit Hilfe der Richtungsvektoren der Mesonen und des Mesonengesamtimpulses lassen sich dann die einzelnen Mesonenimpulse bestimmen.

den Deuteronenstrahl nutzte.

Der von COSY erzeugte Teilchenstrahl zeichnet sich durch eine geringe Emittanz von $\varepsilon \leq 1\pi \text{ mm mrad}$ und hoher Impulsschärfe von $\Delta p/p \leq 5 \cdot 10^{-4}$ aus [MAIE93].

Als Injektor dient das Isochronzyklotron JULIC, das wahlweise H_2^+ , H^- oder Deuteriumionen (d^-) bis zu einer Energie von 40MeV/Nukleon beschleunigt. Im Synchrotron COSY werden die Protonen bzw. Deuteronen dann bis auf die gewünschte Endenergie weiterbeschleunigt und gespeichert. Die COSY-Beamline (Strahlrohr) besteht aus je zwei 40m langen Geraden und 52m langen Bögen. An diesem Ring befinden sich die Hochfrequenz-Kavität zur Beschleunigung des Strahls, die Einrichtungen zur Kühlung des Strahls und die internen Experimente. Es können bis zu 10^{11} Teilchen im Speichering gehalten werden. Unter Kühlung des Strahls versteht man die Minimierung der Transversal- bzw. Longitudinalbewegungen der Strahlteilchen untereinander. Dies wird bei COSY durch zwei Verfahren erreicht: Elektronenkühlung und stochastische Kühlung. Beschreibungen hierzu findet man bei [PRAH00].

Über eine Extraktionsstrahlführung lässt sich der Strahl zu mehreren externen Strahlplätzen leiten. Mittels einer sehr langsamen Extraktion (*Ultra Slow Extraction*) wird der im COSY enthaltene Strahl periodisch über einen Zeitraum von einigen Sekunden bis zu einer Minute ausgekoppelt. Hierbei werden pro Extraktionsperiode mehrere 10^{10} Teilchen den externen Experimenten zugeführt.

2.3 Das Experiment MOMO am Strahlplatz BIGKARL

Das Experiment MOMO nutzt den externen Strahl des Beschleunigers COSY. Das Experiment besteht im Wesentlichen aus zwei Komponenten: der Streukammer und dem Magnetspektrometer BIGKARL (Abbildung 2.3).

- In der Streukammer (Abbildung 2.4) befindet sich das Flüssigwasserstofftarget. Die Trajektorien der aus dem Target austretenden Mesonen werden mit einem direkt an

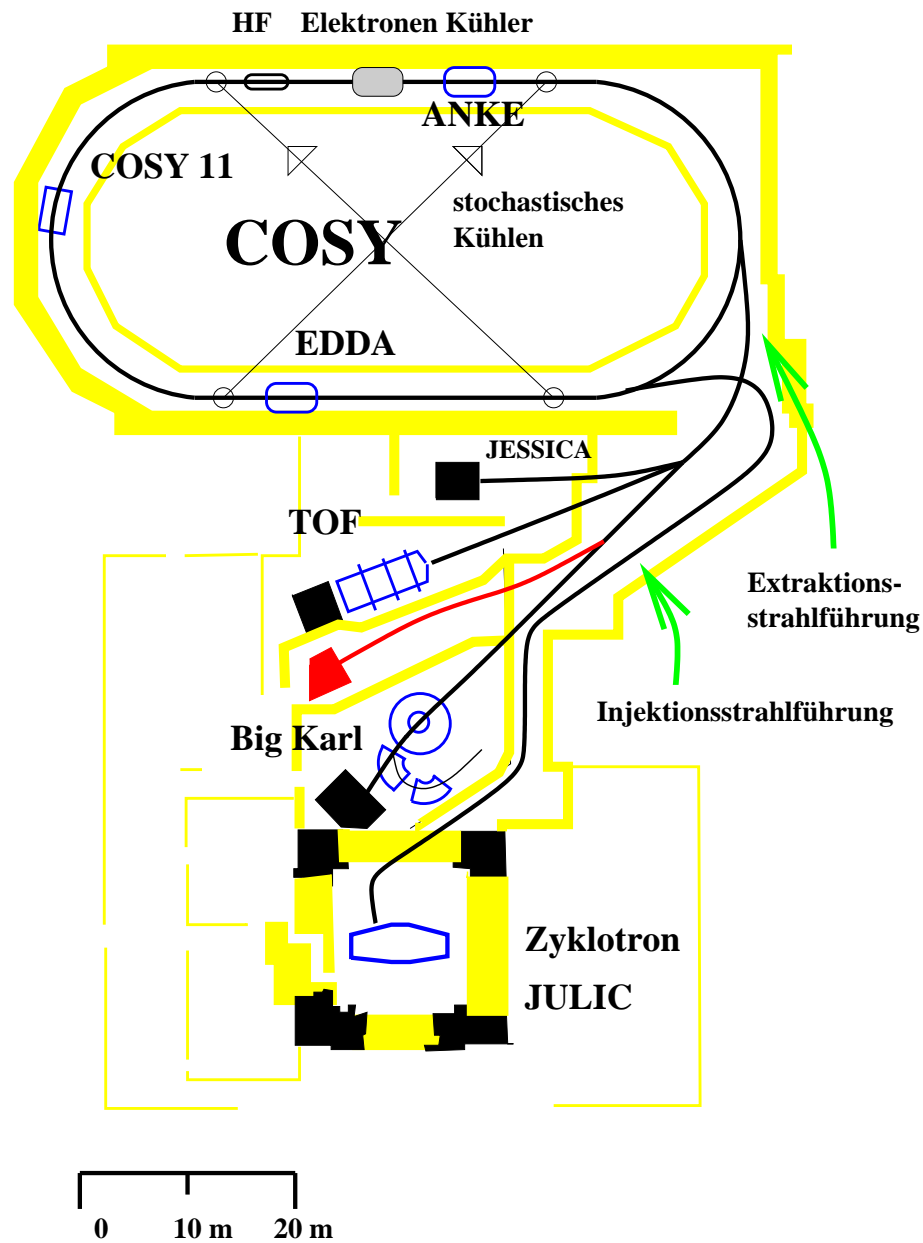


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Cooler-Synchrotrons COSY mit dem Injektor JULIC und den externen Strahlplätzen[HENR95]

der Streukammer befindlichen Vertexdetektor bestimmt. Hinter dem Vertexdetektor befindet sich auch ein segmentiertes Hodoskop, mit dem durch Energieverlustmessung die Mesonen genauer identifiziert werden können.

- Mit Hilfe des Magnetspektrometers BIGKARL und den dahinter befindlichen Driftkammern wird der Impuls des ${}^3\text{He}$ bestimmt.

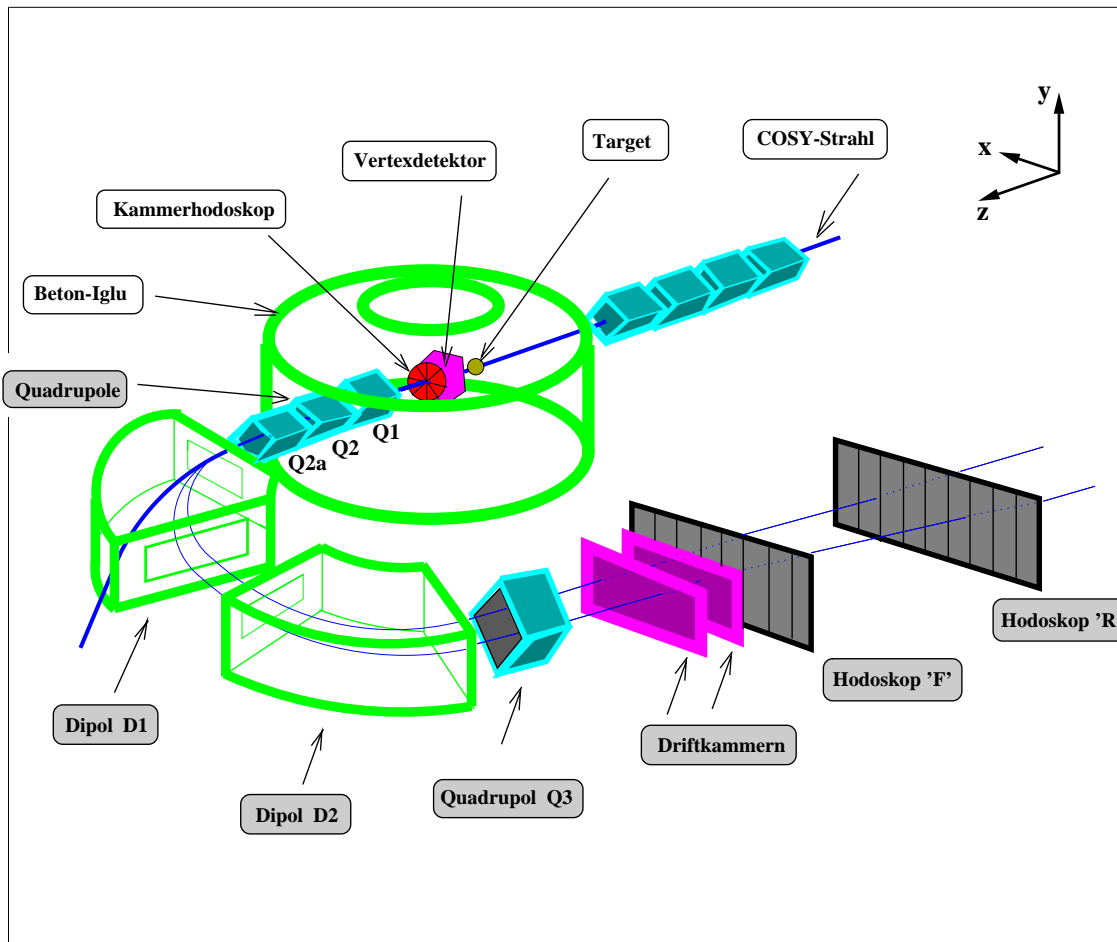


Abbildung 2.3: Der MOMO-Experimentaufbau[HENR95]

2.3.1 Das Flüssig-Wasserstoff-Target

Das Target des MOMO-Experiments muss einer Anzahl von sich teilweise widersprechenden Anforderungen genügen:

- Für die Anwendung der Vertexmethode muss das Target eine möglichst geringe Ausdehnung, insbesondere Dicke, besitzen, da hierfür der Reaktionsort möglichst genau bekannt sein muss.
- Das Target sollte rotationssymmetrisch zur Strahlachse angelegt sein. Der Durchmesser der Targetzelle sollte so groß sein, dass die Ejektile bis zu einem Austrittswinkel von 45° das Target durch das Austrittsfenster verlassen. Da dies nicht vollständig erreicht werden kann, sollten die Wandungen der Targetzelle möglichst dünn sein, um Streuungen der Ejektile an der Targetwand zu minimieren.
- Ein- und Austrittsfenster müssen extrem dünn sein, damit es an den Targetfenstern zu möglichst wenigen Untergrundereignissen kommt. Dünne Fenster bedingen aber auch aufgrund ihrer geringen mechanischen Belastbarkeit, dass der Targetdruck möglichst gering sein muss.

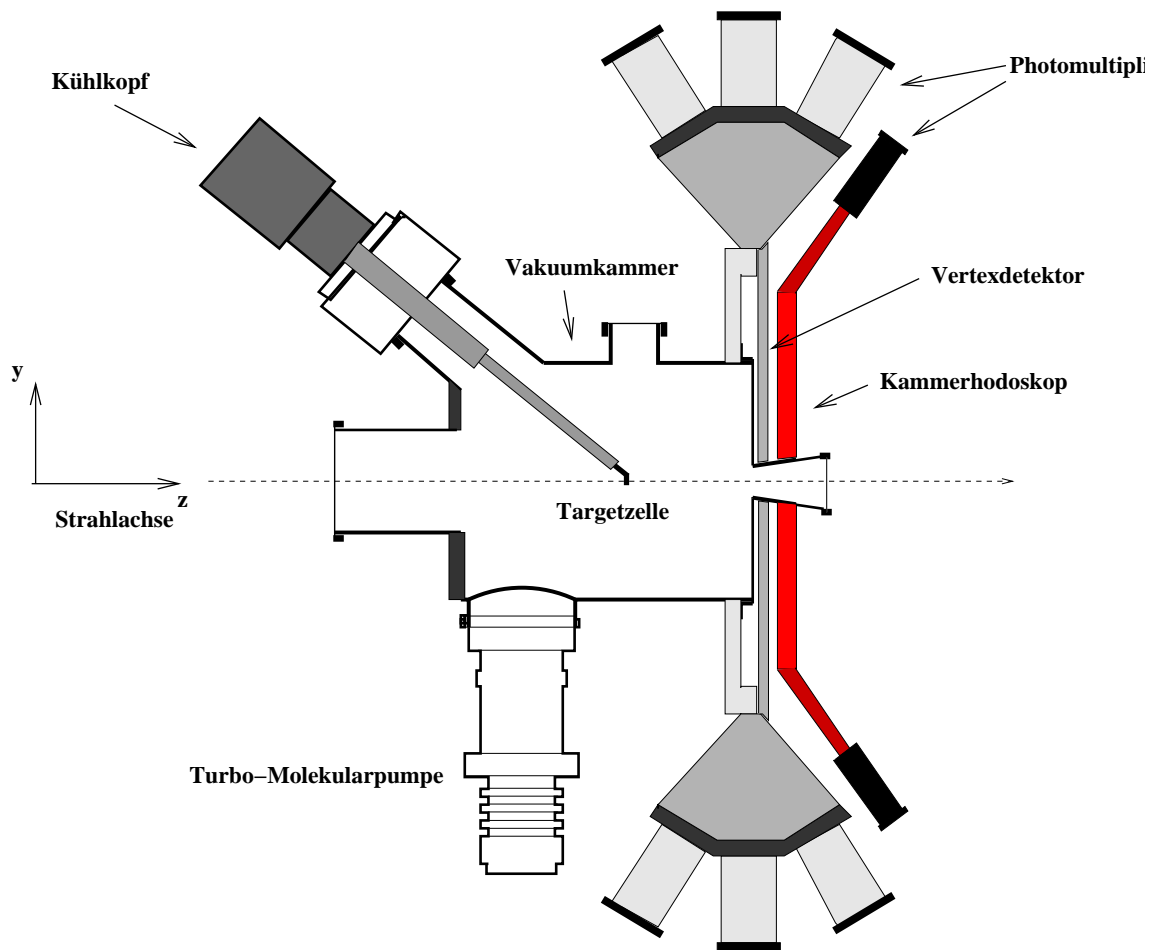


Abbildung 2.4: Seitliche Ansicht der MOMO-Streukammer mit Targetmodul, Vertexdetektor und Kammerhodoskop[MUNK01]

- Um Reaktionen mit Wirkungsquerschnitten überhaupt sinnvoll messen zu können, wird neben einem hohen Strahlstrom auch eine möglichst hohe Flächenbelegungs-dichte im Target benötigt.
- Zur Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte muss die Flächenbelegungs-dichte bekannt sein. Insbesondere darf es durch die Aufheizung des Targets infolge der Energieverluste des Primärstrahls nicht zu einer Bläschenbildung und somit zu einer inhomogenen Flächenbelegungs-dichte kommen.

Im MOMO-Experiment wird als Target eine zylindrische Kupferzelle mit einer Wandstärke von $70\mu\text{m}$, einer Dicke von 4mm und einem Durchmesser von 6mm verwendet. Ein- und Austrittfenster wurden aus einer nur $0,9\mu\text{m}$ dicken Hostaphanfolie gefertigt. Dieses Target kann je nach gewünschter Messung mit Flüssigwasserstoff (LH_2) oder Flüssigdeuterium (LD_2) befüllt werden.

Das Target wird über einen Kühlkopf mit flüssigem Helium gekühlt. Am Target befindet sich eine Temperaturmessdiode und ein Heizwiderstand. Hierdurch wird das Target mit Hilfe eines computergesteuerten Regelkreises auf Solltemperatur gehalten. Ein Druckausgleichsbalg hält die Targetflüssigkeit auf einem konstanten Betriebsdruck von 200mbar .

Das Target kann so knapp oberhalb des Tripelpunktes betrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung des Targets findet sich bei [MUNK01].

2.3.2 Der Vertexdetektor und das Kammerhodoskop

Der hochgranulare Vertexdetektor [JOOS96] dient der Bestimmung der Richtungsvektoren der geladenen Mesonen. Er befindet sich in 20cm Abstand vom Target hinter dem 5mm dicken Streukammerdeckel. Er besteht aus drei jeweils um 60° verdrehten Lagen von je 224 szintillierenden Fibern mit einem Durchmesser von $2,5\text{mm}$ (Abbildung 2.5). Drei Lagen sind notwendig, da es ansonsten nicht möglich ist, zwei und mehr Treffer eindeutig zu rekonstruieren. Mit Hilfe dieses Detektors ist es möglich, die Laborwinkel der Mesonen in einem Winkelbereich von $8^\circ < \vartheta_{lab} < 45^\circ$ mit einer Winkelauflösung von weniger als $0,3^\circ$ und einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 99% zu bestimmen.

Die Fibern werden mit 16-Kanal-Photomultipliern ausgelesen. Die Signale werden dann mit dem *Proportional Chamber Operating System* PCOS III diskriminiert und ausgewertet. Dieses System, das ursprünglich für die Auslese von Vieldraht-Proportionalkammern entwickelt wurde, führt nur die Adressen der Fibern an die Datenaufnahme weiter, die ein Signal gegeben haben, und sorgt somit für eine Entlastung der Datenaufnahme. Der Vertexdetektor verträgt eine Rate von bis zu 5MHz , so dass es bei normalen Betrieb zu keinen relevanten Totzeiteffekten kommt.

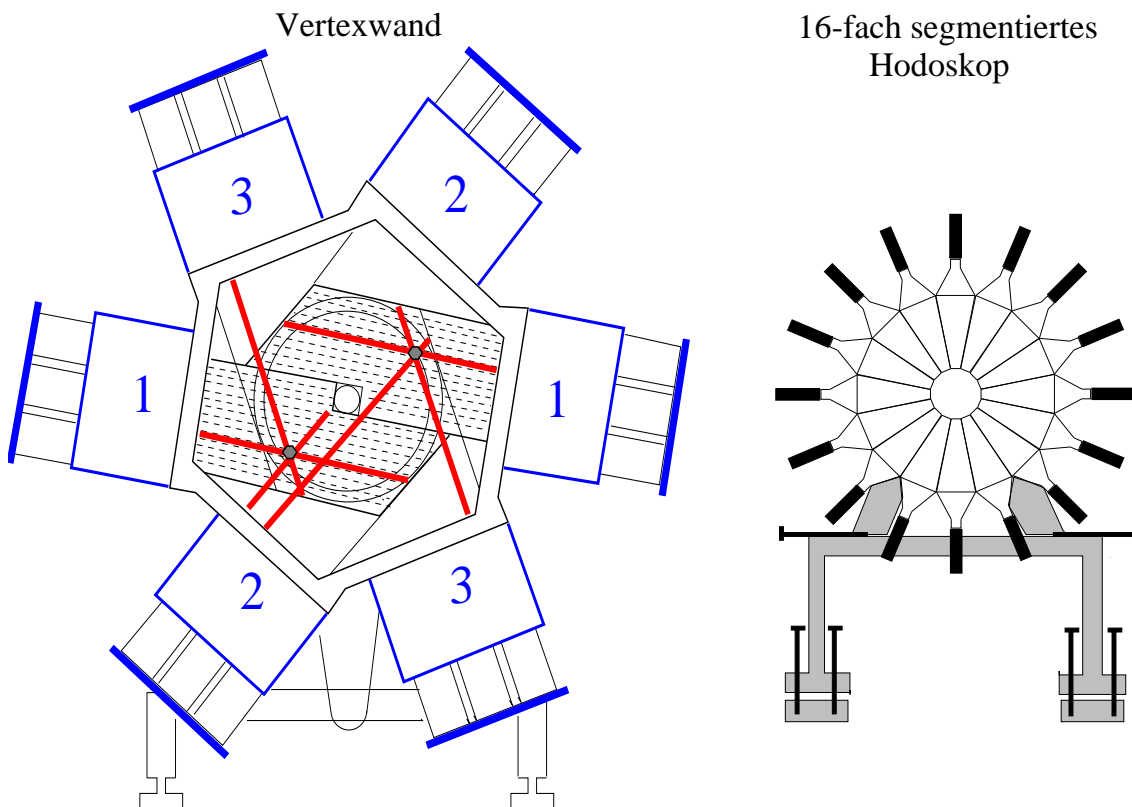


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau des Vertexdetektors und des direkt dahinter liegenden Kammerhodoskop [IBAL00]

Das Kammerhodoskop

Direkt hinter dem Vertexdetektor befindet sich das Kammerhodoskop. Es besteht aus 16 trapezförmigen Plastiksintillatoren mit einer Dicke von 2cm .

Ein großer Teil der vom Vertexdetektor registrierten Teilchen resultiert aus Untergrundreaktionen wie $pd \rightarrow pd$ oder $pd \rightarrow ppn$, deren Wirkungsquerschnitte bedeutend größer sind als die der zu untersuchenden Reaktion.

Durch die Messung der Energiedeposition der durchfliegenden Teilchen lassen sich Rückschlüsse auf die Art der Teilchen ziehen, so dass ein erheblicher Teil des Untergrundes separiert werden kann.

Eine detailliertere Beschreibung des Kammerhodoskops findet sich bei [BAV98] und [MUNK01].

2.3.3 Das Magnetspektrometer *BigKarl* und die Driftkammern

Das Magnetspektrometer *BigKarl* wurde schon vor dem Bau von COSY am Jülicher Zyklotron JULIC betrieben. Nach einigen ionenoptischen Erweiterungen steht es heute am Strahlplatz IV. *BigKarl* dient im Falle des MOMO-Experiments der Bestimmung der Impulskomponenten des Heliums. Es besteht aus einem System von insgesamt vier Quadropolen, zwei Dipolen und zwei Driftkammern (Abbildung 2.3). Damit es durch den ebenfalls in das Spektrometer eintretenden Primärstrahl nicht zu unerwünschten Sekundärreaktionen kommt, befindet sich im Seitenjoch des Spektrometers ein verschiebbarer Austrittskanal, durch den der Primärstrahl ausgekoppelt werden kann.

Der maximale Impuls pro Elementarladung, der mit dem Magnetspektrometer detektiert werden kann, beträgt $p/Z = 1080\text{MeV}/c$. Es werden noch Teilchen detektiert, deren Impuls-Ladungsverhältnisse um bis zu $\pm 5\%$ vom eingestellten Zentralimpuls abweichen. Als Winkelakzeptanz ergeben sich Werte von $\pm 25\text{mrad}$ (horizontal) und $\pm 100\text{mrad}$ (vertikal), die aber in dieser Höhe nur für den Zentralimpuls gelten. Am Rand der Impulsakzeptanz nimmt die Winkelakzeptanz deutlich ab.

Nachdem das Teilchen alle Magnete durchquert hat, werden die Trajektorien mit den Driftkammern vermessen.

Die beiden Driftkammern wurden an der Jagellonian-Universität Krakau speziell für das Magnetspektrometer *BigKarl* entwickelt [SMIR92]. Sie befinden sich direkt hinter dem Strahlaustritt vom Spektrometer und haben einen Abstand von $74,6\text{cm}$. Die sensitive Fläche beträgt $120\text{cm} \times 20\text{cm}$. Jede Driftkammer besteht aus jeweils 6 Ebenen, wobei die ersten beiden vertikal mit 31 Messdrähten bespannt sind und die horizontale Koordinate der durchquerenden Teilchen bestimmen. Die weiteren Ebenen bestehen aus jeweils 27 Messdrähten, die um $+31^\circ$ bzw. -31° gegenüber der Vertikalen gekippt sind (siehe Abbildung 2.6). Sie dienen der Messung der vertikalen Komponente. Die vertikale Ortsauflösung beträgt $400\mu\text{m}$, die horizontale $200\mu\text{m}$, bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von annähernd 100%.

Die Abbildungseigenschaften des Magnetspektrometers waren Gegenstand intensiver Untersuchungen. So sind die ursprünglich verwendeten Abbildungsmatrizen [ROSS94], die

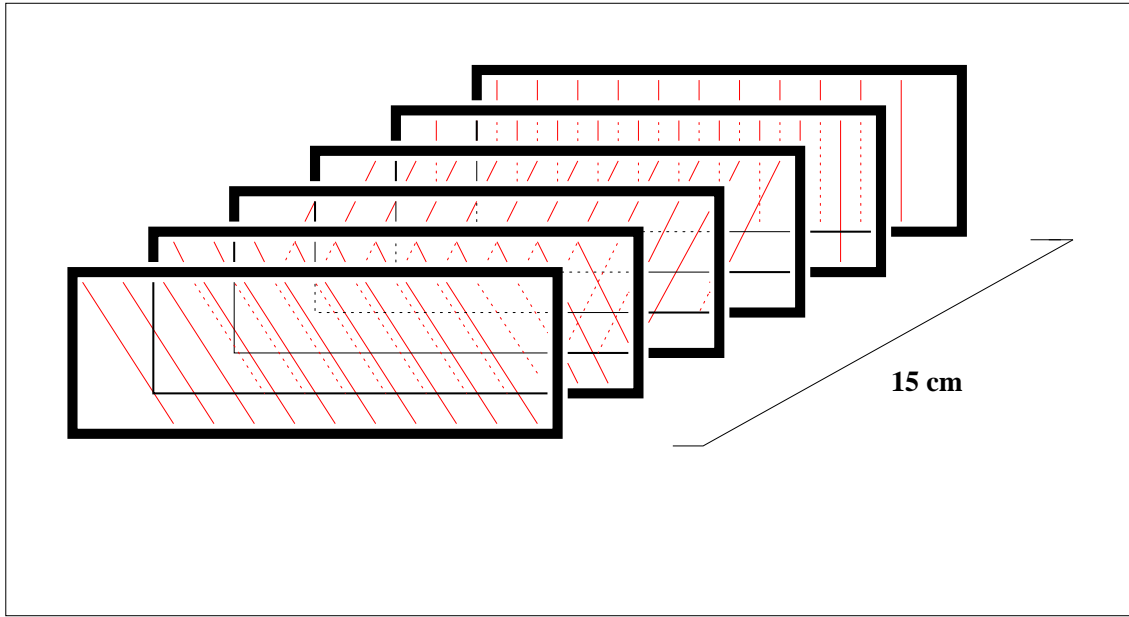


Abbildung 2.6: Anordnung der Drahtebenen innerhalb einer Driftkammer [HENR95]

mit dem Simulationsprogramm TURTLE¹ gewonnen wurden, inzwischen durch experimentell gewonnene Daten ersetzt worden (siehe [MUNK97] und [BELL02]). Hierzu wurde in einer technischen Strahlzeit die zwei-Teilchen-Reaktion $pd \rightarrow t^+\pi^-$ untersucht.

Für die Abbildungseigenschaften gelten in etwa folgende Zusammenhänge:

- Die Impulsabweichung δp vom eingestellten Sollimpuls wird auf die horizontale Ortskoordinate in der Fokalebene abgebildet: $x_F \approx 6,5 \frac{cm}{\%Impulsabw.} \cdot \delta p$
- Der horizontale Targetwinkel wird vergrößert auf den horizontalen Winkel in der Fokalebene abgebildet: $x'_F \approx 2,9 \cdot x'_{Target}$
- Der vertikale Targetwinkel beeinflusst im Wesentlichen die vertikale Ortskoordinate in der Fokalebene: $y_F \approx 0,038 \frac{cm}{mrad} \cdot y'_{Target}$

Die Fokalebene bezeichnet in diesem Zusammenhang die erste Drahtebene in der ersten Driftkammer.

2.3.4 Die Hodoskope

Hinter den Driftkammern befinden sich in einem Abstand von $4m$ zwei Lagen Szintillatorhodoskope. Die vordere Lage besteht aus acht, die hintere aus zwölf Segmenten. Jedes Segment hat eine Dicke von $5mm$ und besitzt eine sensitive Fläche von $10cm \times 20cm$. Beide

¹Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements: das Programm simuliert den Durchgang geladener Teilchen durch ionenoptische Systeme[BOHL94].

Lagen decken den vollständigen Winkelbereich der aus dem Magnetspektrometer austretenden Teilchen ab.

Die Hodoskope haben zwei Aufgaben:

- Wenn zwei Teilchen innerhalb eines bestimmten Zeitfensters beide Hodoskoplagen durchqueren, wird der Haupttrigger ausgelöst (siehe Abschnitt 2.8).
- Die Messung des Energieverlustes in den Szintillatoren und die Bestimmung der Flugzeit zwischen beiden Lagen erlaubt eine sichere Identifikation des Heliums (siehe Kapitel 5.1.1).

2.3.5 Die Strahlmonitore

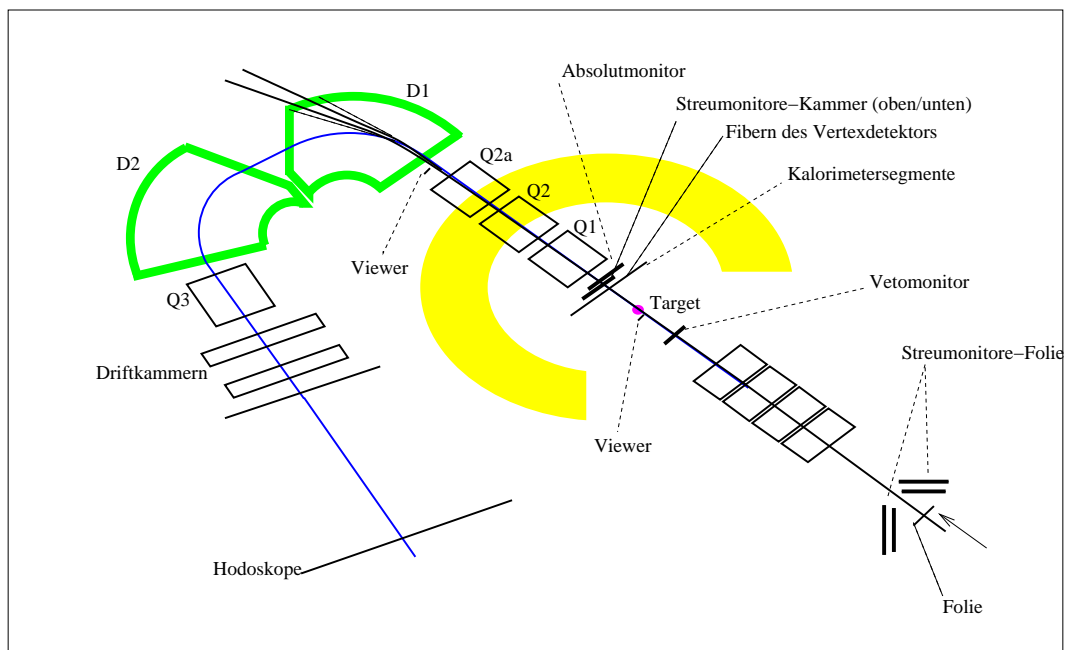


Abbildung 2.7: Die im MOMO-Experiment eingesetzten Strahlmonitore. Erläuterungen siehe Text.[IBAL00]

Zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten benötigt man die Kenntnis der Strahlintensität. Hierzu werden mehrere Streumonitore und ein Absolutmonitor eingesetzt. Zwei Streumonitore befinden sich einige Meter vor dem Target und messen die an einer dünnen Folie, die das Vakuum des COSY-Rings von dem des Strahlplatzes *BigKarl* trennt, gestreuten Teilchen (siehe Abbildung 2.7). Beide Monitore bestehen jeweils aus zwei koinzident geschalteten Szintillatorhodoskopen. Zwei baugleiche weitere Monitore befinden sich hinter der Streukammer und messen am Target gestreute Teilchen. Zudem werden auch die Segmente des Kammerhodoskops als Relativmonitore verwendet.

Diese Zählraten der Monitore werden nach jedem Extraktionszyklus ausgelesen und ermöglichen so die Bestimmung der das Target treffenden Teilchen.

Kalibriert werden die Relativmonitore mit einem weiteren Monitor, der sich direkt in den Primärstrahl fahren lässt. Dieser Absolutmonitor verträgt jedoch nur Zählraten von bis

zu 10^6 Protonen/s, so dass bei den Kalibrationsmessungen mit einer stark unteretzten Strahlintensität gearbeitet werden muss. Über eine lineare Regression zwischen den Zählraten der Relativmonitore und der Zählrate des Absolutmonitors werden die einzelnen Relativmonitore kalibriert.

Ein weiterer eingesetzter Strahlmonitor ist der so genannte Vetomonitor. Dieser Szintillationsdetektor befindet sich 12cm vor dem Target und hat einen Durchmesser von 10cm . Dieser Detektor deckt somit den vollständigen Strahlrohrquerschnitt ab. Der Vetomonitor hat die Aufgabe, die nicht im Primärstrahl fokussierten Teilchen, die ein Signal im inneren Bereich des Vertexdetektors auslösen, zu detektieren. Aus diesem Grund hat der Monitor auch einen Durchlass für den Primärstrahl mit einem Durchmesser von 4cm , welcher dem Durchmesser der Strahldurchführung im Vertexdetektor entspricht.

Bei jedem ausgelösten Haupttrigger wird die Höhe des Vetomonitorsignals ausgelesen. Wenn dieser Wert über einer gewissen Schwelle liegt und ein Teilchen im inneren Bereich des Vertexdetektors detektiert wird, kann das Ereignis als Untergrundereignis verworfen werden.

Um die Ausdehnung und Positionierung des Protonenstrahls zu überprüfen, werden eine Driftkammer, die sich ca. 1m vor dem Target in den Strahl einfahren lässt, und ein Leuchtschirm als Viewer, der sich direkt hinter dem Target befindet und sich ebenfalls in den Strahl einfahren lässt, eingesetzt. Der Viewer lässt sich hierbei mit einer Fernsehkamera, die während der kompletten Messzeit ein Bild des Targets überträgt, beobachten.

2.3.6 Trigger und Datenaufnahme

Die Elektronik des MOMO-Experiments lässt sich in zwei Bereiche aufteilen. Der erste Bereich ist die Elektronik des Haupttriggers (siehe Abbildung 2.8), der zweite Bereich ist durch die Monitorelektronik (siehe Abbildung 2.9) gegeben. Eine ausführlichere Beschreibung der Elektronik und Datenaufnahme des MOMO-Experiments findet sich bei [HENR95], [JOOS96] und [IBAL00].

Der Haupttrigger

Der Haupttrigger wird durch die beiden Hodoskoplagen hinter den Driftkammern generiert. Er startet die Datenauslese, wenn ein Ereignis der zu untersuchenden Reaktion aufgetreten sein könnte.

Wenn ein Teilchen einen Szintillator der vorderen Hodoskoplage durchquert, wird ein 60ns langes Gate geöffnet. Fällt innerhalb dieses Zeitfensters ein Signal aus den hinteren Hodoskoplagen, wird der Haupttrigger ausgelöst. Die Länge des Gates von 60ns ergibt sich aus der maximalen Flugzeit zwischen den Hodoskoplagen der aus dem Target kommenden Teilchen. Die Auslöseschwelle der Signale lässt sich durch CFDs² einstellen. Hierdurch wird ein Teil des Untergrundes, im Wesentlichen durch Protonen und Deuteronen generierte Signale, unterdrückt und die Datenaufnahme entlastet.

Bei jedem gemessenen Ereignis werden von den Detektoren folgende Daten erzeugt:

²Constant Fraction Discriminators

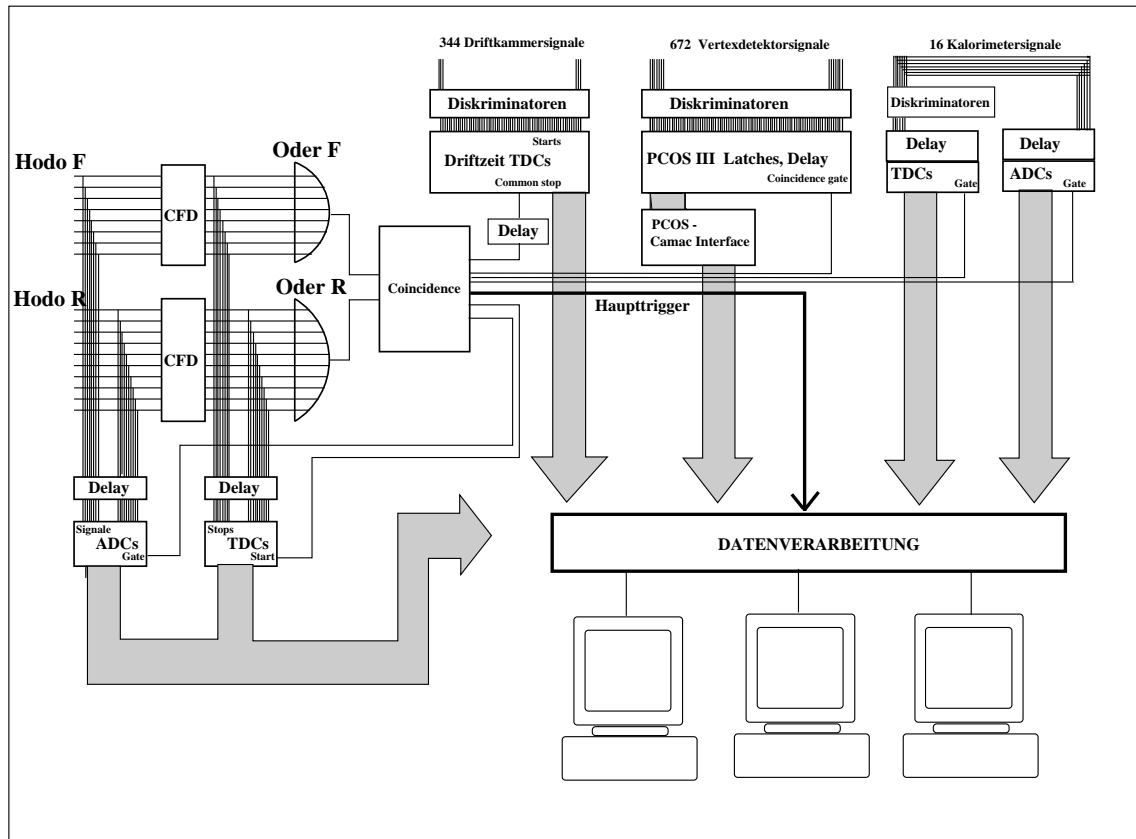


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Elektronik des Haupttriggers[IBAL00]

- Die Signale der Teilchen in den Hodoskoplagen werden durch ADCs³ digitalisiert. Zudem wird die Flugzeit der Teilchen zwischen den Hodoskoplagen mit TDCs⁴ bestimmt.
- In den Driftkammern werden die durch TDCs ermittelten Driftzeitinformationen erzeugt.
- Die Adressen der Fibern, die im Vertexdetektor innerhalb eines gewissen Zeitfensters ein Signal ausgelöst haben, werden aus dem PCOS III-System gelesen.
- Die Signale der Segmente des Kammerhodoskops werden mit Hilfe von ladungs-sensitiven ADCs digitalisiert.

Bei Auftreten des Haupttriggers werden die Detektordaten vom einem CAMAC⁵-System ausgelesen und dem Datenaufnahmerechner zugeführt.

Der Monitortrigger

Unabhängig vom Haupttrigger des Experiments ist der Monitortrigger. Während der Extraktion des Strahls liefert COSY das so genannte *cosy-timing-signal*. Solange diese Signal

³Analog to Digital Converter

⁴Time to Digital Converter

⁵Computer Automated Measurement And Control

gesetzt wird, zählt ein ECL-Scaler die diskriminierten Monitor-signale. Kurz nach Beendigung des Signals wird der Monitortrigger ausgelöst. Hierdurch wird der Scaler ausgelesen und die Zähler wieder auf Null gesetzt.

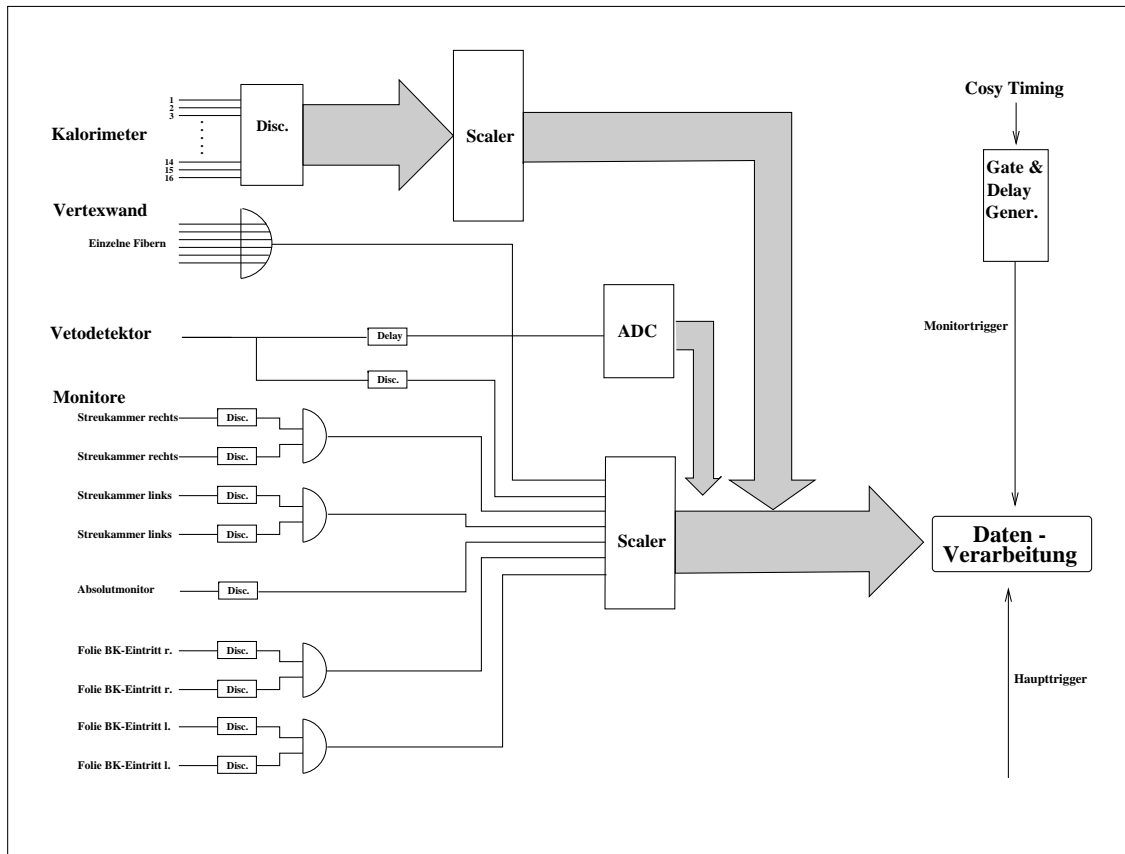


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Elektronik des Monitortriggers[IBAL00]

Die Datenaufnahme

Die aus den CAMAC-Modulen ausgelesenen Daten werden mit einem VMEbus-Rechner *ELTEC-Eurocom 6* aufgenommen. Hierzu wird das Datenaufnahmeprogramm TDAS⁶, das unter dem Echtzeit-Betriebssystem⁷ OS9 läuft, verwendet. TDAS wurde an der GSI Darmstadt entwickelt [LIND89] und am ISKP für das MOMO-Experiment angepasst (siehe [SCHW94.1] und [HENR95]). Es besteht im Wesentlichen aus folgenden Komponenten:

- TDASacquire: In diesem Prozess werden die Daten einzelner Ereignisse in einem so genannten Event-Container zusammengefasst und in einem von mehreren Zwischenspeichern gespeichert.

⁶Temporary Data Acquisition System

⁷Ein Betriebssystem, das innerhalb einer definierten Zeit auf äußere Ereignisse (Interrupts) reagieren kann.

- TDASarchive: Aus einem vorher von TDASaquire gefüllten Zwischenspeicher werden die Daten auf Magnetband gespeichert.
- TDASaccess: Falls die Rechenzeit es zulässt, werden die Daten über eine Ethernet-Verbindung anderen Rechnern zur Online-Analyse zur Verfügung gestellt.

Ausserdem erlaubt TDAS, Detektoreinstellungen vorzunehmen, wie z.B. das Setzen der Hochspannungen der Photomultiplier.

Die aufgenommenen Daten werden Online wie Offline mit dem am ISKP entwickelten Programm YODA [SCHW94.2] ausgewertet werden. YODA ist in der Lage, den von TDAS erzeugten Datenstrom direkt einzulesen, zu verarbeiten und Ergebnisse graphisch darzustellen. Zur Verarbeitung ist in YODA die Interpreter-Sprache *hoc*⁸ integriert, die durch Befehle zur graphischen Darstellung von Daten erweitert wurde.

⁸High Order Calculator

3 Simulationen

Zur Durchführung von Experimenten in der Teilchenphysik sind vorherige Simulationen von großer Bedeutung.

- Durch den komplexen Aufbau der Experimente ist es ohne vorherige Simulation in der Regel nicht möglich zu erkennen, wie die zu untersuchenden physikalischen Größen von den Messparametern abhängen. Daher muss durch eine Simulation überprüft werden, ob sich die gewünschte Reaktion überhaupt mit dem Detektorsystem mit einer ausreichenden Statistik und Auflösung vermessen lässt.
- Mit Hilfe von Simulationen lassen sich die geeigneten Parameter wie z.B. Primärstrahlimpuls und Spektrometereinstellungen bestimmen.
- Weil Detektorsysteme in der Regel keine Akzeptanz von 100% besitzen, dienen die Ergebnisse der Simulationen zur Herausfaltung der Akzeptanzbeschränkungen.

Diese Simulationen werden häufig in Form von *Monte-Carlo-Simulationen* durchgeführt.

3.1 Phasenraumsimulationen

In einer Reaktion wird ein Anfangszustand $|i\rangle$ in einen Endzustand $|f\rangle$ mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit $W_{i\rightarrow f}$ überführt:

$$W_{i\rightarrow f} = |\langle f|S|i\rangle|^2$$

S ist hierbei ein Operator (die so genannte Streumatrix), der die dynamischen Wechselwirkungen beschreibt. Bei einer Phasenraumsimulation wird S als Konstante angenommen. Die Wechselwirkung wird so nur durch ihre kinematischen Aspekte beschrieben.

Durch Phasenraumsimulationen lässt sich feststellen, ob sich eine gewünschte Reaktion mit dem Detektorsystem messen lässt und wie die gemessenen Spektren aussehen könnten. Da hier aber die dynamischen Prozesse unberücksichtigt bleiben, werden hierbei noch keine physikalischen Aussagen getroffen.

Mit dem Eventgenerator *FOWL++*[BELL95] und dem Datenanalyseprogramm *YODA*[SCHW94.2] steht dem MOMO-Experiment ein Programmpaket zur Verfügung, das derartige Simulationsrechnungen erlaubt.

3.1.1 Der Eventgenerator FOWL++

Mit dem Eventgenerator *FOWL++* lassen sich beliebige Reaktionen simulieren. Unter Beachtung der kinematischen Randbedingungen, also Energie- und Impulserhaltung,

'erwürfelt' der Generator im *Monte-Carlo-Verfahren* die Viererimpulse der entstehenden Teilchen. Bei n -Teilchen Reaktionen wird hierzu die Reaktion in $(n - 1)$ 'virtuelle' Reaktionen zerlegt. Es ist mit FOWL++ auch möglich, zweistufige Reaktionen über einen Zwischenzustand, wie z.B. $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$, zu simulieren. Weiterhin können auch mehrere Reaktionen parallel simuliert werden, so z.B. die direkte Produktion der Kaonenpaare und die Produktion über das ϕ -Meson.

FOWL++ simuliert neben den eigentlichen Reaktionen auch die Einflüsse der Impulsschärfe und Emittanz und die Ausdehnung des Targets. Alle Parameter lassen sich über eine übersichtliche Konfigurationsdatei variieren.

FOWL++ übergibt die Viererimpulse der an der Reaktion beteiligten Teilchen im TDAS-Format an das Datenanalyse-Programm YODA. In diesem Programm werden die Einflüsse der verschiedenen Detektorkomponenten mit in die Simulation einbezogen, so z.B. die Impuls- und Winkelakzeptanz des Magnetspektrometers *BigKarl*. Mit YODA lassen sich auf dieser Weise Spektren erzeugen, wie sie bei einer Messung mit konstanter Streumatrix zu erwarten wären.

3.1.2 Kinematische Grundlagen

Beim MOMO-Experiment trifft der von COSY beschleunigte Protonenstrahl mit dem Impuls \vec{p}_p auf ein ruhendes Deuteriumtarget mit dem Impuls $\vec{p}_d = 0$. Bei der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ verteilt sich der Eingangsimpuls auf die drei Teilchen im Ausgangskanal. Zu Beachten ist hierbei, dass sich in diesem so genannten Laborsystem der Massenschwerpunkt der entstandenen Teilchen in Richtung des einfallenden Protonenimpuls bewegt.

Anschaulicher ist es, die Reaktion im Schwerpunktsystem (Center of Mass-System = CM-System) zu betrachten. Hierbei befindet sich der Massenmittelpunkt in Ruhe, so dass sich die Impulse der Teilchen zu Null addieren. Eine Größe, die in beiden Bezugssystemen konstant ist, ist das Skalarprodukt des Viererimpulses $P = (E, \vec{p})$ der Teilchen:

$$s = \left(\sum_{i=1}^n P_i \right)^2$$

Mit den Laborgrößen des Eingangskanals lässt sich s folgendermaßen berechnen:

$$s = (E_p + E_d)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_d)^2 \stackrel{(\vec{p}_d=0)}{=} m_p^2 + m_d^2 + 2m_d \sqrt{\vec{p}_p^2 + m_p^2}$$

Die Größe \sqrt{s} wird auch als *Schwerpunktenergie* bezeichnet, da sie die Summe der Teilchenenergien im CM-System beschreibt. Mit der Schwerpunktenergie und den Massen der Teilchen im Ausgangskanal lässt sich die so genannte Überschussenergie Q bestimmen, die die verbleibende kinetische Energie der Teilchen beschreibt:

$$Q = \sqrt{s} - (m_{\text{He}} + 2m_K)$$

Diese Größe ist besonders interessant, da der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion wesentlich von Q abhängt.

Die Geschwindigkeit (in Bruchteilen der Vakuumlichtgeschwindigkeit), mit der sich das

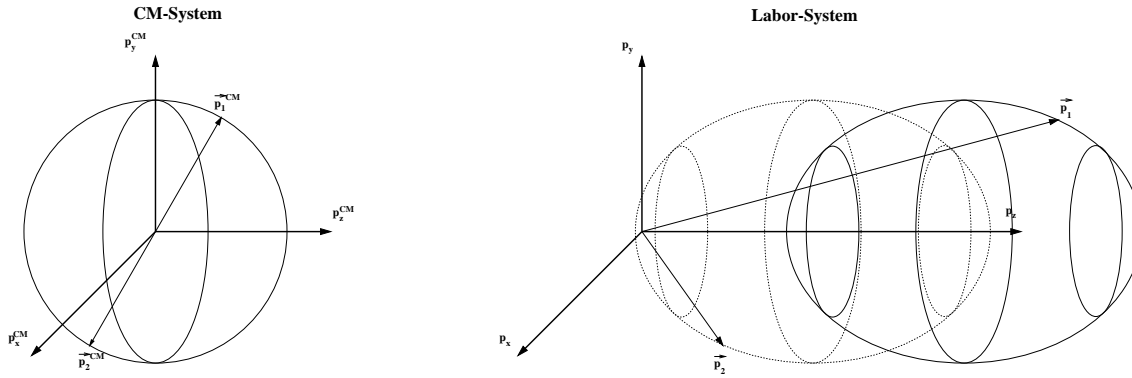


Abbildung 3.1: Bei einer Zwei-Teilchen Reaktion sind die Impulsvektoren der Teilchen entgegengesetzt gleich. Die möglichen Vektoren liegen auf einer Kugeloberfläche. Nach einer Transformation in das Laborsystem (Lorentzboost) liegen die Impulsvektoren auf der Oberfläche eines Ellipsoids. Da die Transformation auch von der Ruhemasse der Teilchen abhängt, ergibt sich für jedes Teilchen ein eigenes Ellipsoid.

Schwerpunktsystem gegenüber dem Laborsystem bewegt, lässt sich ebenfalls aus den Laborgößen berechnen:

$$\beta = \frac{|\vec{p}_p + \vec{p}_d|_{\vec{p}_d=0}}{E_p + E_d} = \frac{|\vec{p}_p|}{\sqrt{\vec{p}_p^2 + m_p^2} + m_d}$$

Labor- und Schwerpunktsystem lassen sich durch die Lorentztransformation ineinander überführen. Bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion haben die beiden Teilchen im Ausgangskanal entgegengesetzt gleichen Impuls (siehe Abbildung 3.1, links). Die Abbildung zeigt ausserdem das verwendete Koordinatensystem im MOMO-Experiment. Die z-Achse ist durch die Richtung des Protonenstrahls definiert. Daher bewegt sich das Schwerpunktsystem gegenüber dem Laborsystem in dieser Richtung und es müssen nur die z-Komponenten der Impulse transformiert werden. Die Transformation vom CM-System in das Laborsystem erfolgt durch den Lorents-Boost. Hierbei wird die z-Komponente der Impulse¹ p_z^{CM} folgendermaßen transformiert:

$$p_z = \gamma(\beta E^{CM} + p_z^{CM}); \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Da die Energie E^{CM} der Teilchen von der Ruhemasse m abhängt, werden Teilchen unterschiedlicher Masse auch verschieden stark *geboostet* (siehe Abbildung 3.1, rechts).

In Drei-Teilchen-Reaktionen, wie bei den von MOMO gemessenen Reaktionen, liegen die Impulsvektoren nicht mehr auf der Oberfläche eines Ellipsoids. Vielmehr sind die Vektoren unter Einhaltung der Impulserhaltung beliebig innerhalb des Volumens des Ellipsoids verteilt, da sich hier die Vektoren dreier Teilchen zu Null addieren. Wenn die Teilchen außerdem eine unterschiedliche Masse besitzen, ergeben sich für unterschiedliche Teilchen auch verschieden große Volumen des Ellipsoids. Abbildung 3.2 zeigt die kinematische Situation im Laborsystem für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}eK^+K^-$. Hierbei wurde für den Eingangsimpuls der Protonen der in der Strahlzeit 2001 verwendete Impuls von $p_p = 2574\text{MeV}/c$ angenommen. In der Abbildung sind weiterhin die akzeptierten Streuwinkelbereiche des

¹Komponenten im CM-System werden hier durch ein hochgestelltes CM gekennzeichnet.

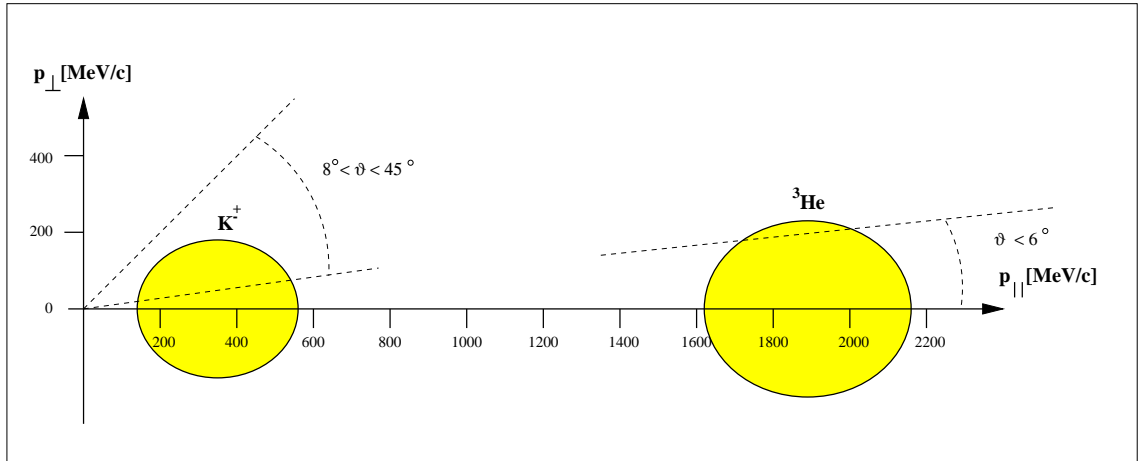


Abbildung 3.2: Im Laborsystem ergeben sich bei der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$ und einer Überschussenergie von $Q = 35\text{MeV}$ für die Kaonen und das Helium unterschiedliche Impulsellipsen. Eingezeichnet sind außerdem die akzeptierten Winkelbereiche der Vertexwand (Kaonen) und des Magnetspektrometers (Helium).

Vertexdetektors bzw. des Magnetspektrometers eingezeichnet. Während die ${}^3\text{He}$ bei dem dargestellten Eingangsimpuls fast vollständig akzeptiert werden, fällt ein deutlicher Anteil der Kaonen in die Strahldurchführung des Vertexdetektors.

3.1.3 Die Wahl des Strahlimpulses

Ein wichtiger Punkt vor der Durchführung einer Strahlzeit ist die Festlegung des Strahlimpulses. Da in der in dieser Arbeit ausgewerteten Strahlzeit die Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He}\phi \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$ untersucht werden, muss die kinetische Energie der Protonen ausreichen, ϕ -Mesonen zu erzeugen. Die dafür notwendige Schwellenenergie lässt sich aus den Ruhemassen der beteiligten Teilchen bestimmen (siehe [MUSI88]):

$$T_p^{\text{thres}} = \frac{(m_{{}^3\text{He}} + m_\phi)^2 - (m_p + m_d)^2}{2m_d}$$

Die Schwellenenergie beträgt demnach $T_p^{\text{thres}} = 1795\text{MeV}$, welches einem Protonen-Impuls von $p_p^{\text{thres}} = 2567\text{MeV}/c$ entspricht.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion wächst mit zunehmender Überschussenergie Q . Um eine ausreichende Anzahl von Ereignissen zu erhalten, ist es daher notwendig, einige MeV oberhalb der Produktionsschwelle zu messen.

Weiterhin muss die Akzeptanz des Detektors berücksichtigt werden. Die Akzeptanz ist im wesentlichen durch folgende Punkte beschränkt:

- Das ${}^3\text{He}$ muss in die Impuls- und Winkelakzeptanz des *BigKarl* fallen.
- Beide Kaonen müssen in dem vom Vertexdetektor abgedeckten Raumwinkelbereich fallen.

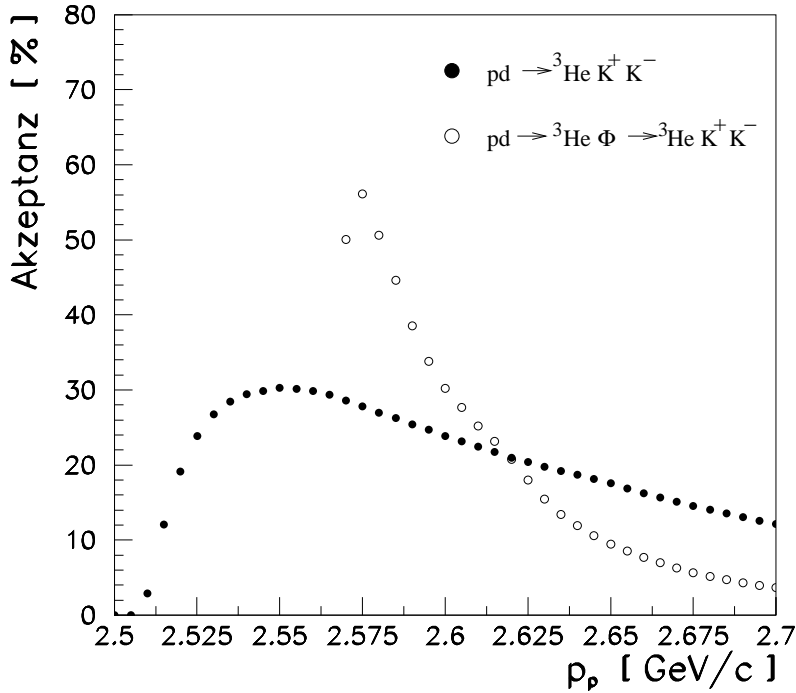


Abbildung 3.3: Simulierte Detektorakzeptanz in Abhängigkeit vom Strahlimpuls für die Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$

- Die Kaonen benötigen ausreichend Energie, um den Streukammerdeckel (5mm Aluminium) und den Vertexdetektor zu durchqueren und im Kammerhodoskop ein Signal auszulösen.

Hierzu wurden Simulationen mit FOWL++ und YODA bei verschiedenen Protonenimpulsen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Abnahme der Akzeptanz zu niedrigen Impulsen hin liegt im Wesentlichen an der geringen kinetischen Energie der Kaonen. Größtenteils fällt hierbei ein Kaon in den Bereich der Strahldurchführung im Zentrum des Vertexdetektors. Bei höheren Strahlimpulsen wird es immer wahrscheinlicher, dass ein Kaon das Target unter einem größeren Winkel als 45° gegenüber der Strahlrichtung verlässt, so dass auch hier nur ein Kaon vom Vertexdetektor detektiert wird.

Die vorhergehenden Messungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ wurden bei Überschussenergien von $Q = 40\text{MeV}$ und $Q = 56\text{MeV}$ durchgeführt, was Protonenimpulsen von $p_p = 2584\text{MeV}/c$ bzw. $p_p = 2620\text{MeV}/c$ entspricht.

Zur Vervollständigung der Daten wurde im Jahr 2001 bei einem Protonenimpuls von $p_p = 2574\text{MeV}/c$ gemessen. Dies entspricht in Bezug auf die $K^+ K^-$ -Produktion einer Überschussenergie von $Q_{K^+ K^-} = 35\text{MeV}$ und zur ϕ -Produktionsschwelle von $Q_\phi = 2,8\text{MeV}$. Da das ϕ -Meson eine Zerfallsbreite von $\Gamma_\phi = 4,44\text{MeV}$ besitzt, ist es mit dieser Einstellung gerade noch möglich, das ϕ -Meson (fast) über die gesamte Breite zu messen.

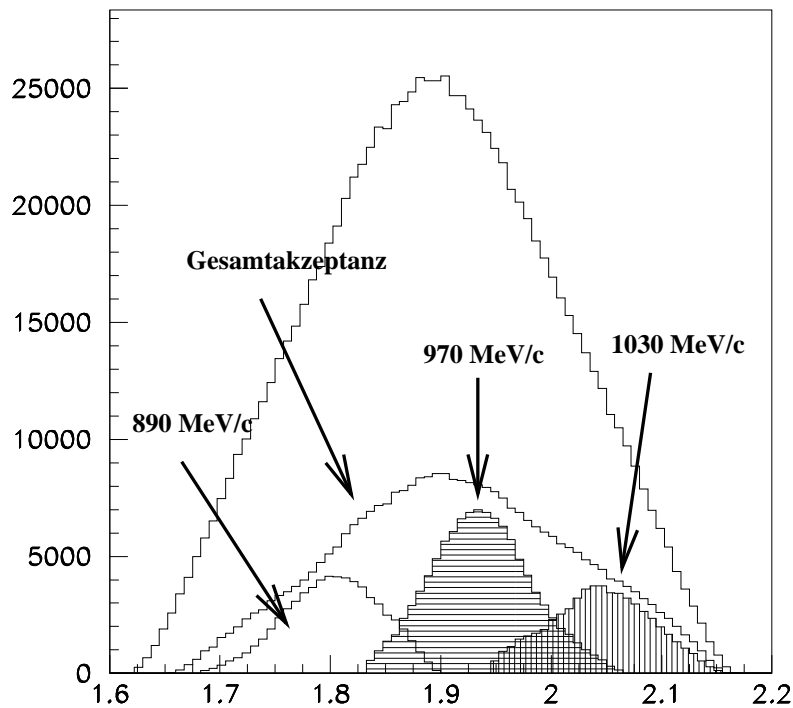


Abbildung 3.4: Simulierte Impulsverteilung der ${}^3\text{He}$ aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$ bei einem Einschussimpuls von $2574\text{MeV}/c$ ($Q = 35\text{MeV}$). Eingezeichnet ist außerdem die theoretische gesamte Detektorakzeptanz und die Akzeptanzen bei den verwendeten Spektrometereinstellungen $(p/Z)_0 = 970\text{MeV}/c$ und $(p/Z)_0 = 1030\text{MeV}/c$. Die Einstellung mit $(p/Z)_0 = 890\text{MeV}/c$ konnte aufgrund der beschränkten Messzeit nicht verwendet werden.

3.1.4 Die Wahl der Spektrometereinstellung

Weitere wichtige Messparameter, die durch vorhergehende Simulationen festgelegt werden, sind die verwendeten Spektrometereinstellungen. Wie schon in Kapitel 2.3.3 beschrieben, können mit dem Magnetspektrometer *BigKarl* Teilchen untersucht werden, die in einen Bereich von $\pm 5\%$ vom eingestellten Zentralimpuls $(p/Z)_0$ fallen. Bei dem in der Strahlzeit 2001 verwendeten Strahlimpuls von $p_p = 2574\text{MeV}/c$ liegt der Impuls des Heliums im Laborsystem in dem Intervall $1619\text{MeV}/c < p_{\text{He}} < 2167\text{MeV}/c$. Um den Phasenraum komplett zu überdecken, ist es daher notwendig, bei mehreren Spektrometereinstellungen zu messen.

Ziel ist es nun, mit möglichst wenigen Einstellungen den physikalisch interessanten Bereich abzudecken. Hierbei ist auch auf eine ausreichende Überlappung der Spektren zu achten, um die Ergebnisse aus den verschiedenen Messungen in der späteren Datenauswertung sinnvoll überlagern zu können. Abbildung 3.4 zeigt den vom MOMO-Detektor abgedeck-

ten Impulsbereich und die verwendeten Spektrometereinstellungen. Die Beschränkung auf zwei Einstellungen war notwendig, da bei der Strahlzeit nur neun Tage zur Verfügung standen und bei mehr Einstellungen keine ausreichende Statistik pro Setting hätte aufgenommen werden können. Aus diesem Grund wurde auf die Spektrometereinstellung mit $(p/Z)_0 = 890 \text{ MeV}/c$ verzichtet, weil im Vergleich hierzu die $1030 \text{ MeV}/c$ -Einstellung den Rand der Impulsverteilung besser abdeckt.

Die beiden verwendeten Spektrometereinstellungen decken im Wesentlichen den Bereich der im Schwerpunktsystem der Reaktion vorwärts, d.h. in Primärstrahlrichtung, fliegenden ${}^3\text{He}$ ab. Da in den vorhergehenden Strahlzeiten keine signifikanten Abweichungen in den Spektren bei im Schwerpunktsystem vorwärts und rückwärts fliegenden ${}^3\text{He}$ festzustellen war, ist keine Einschränkung in der physikalischen Aussagekraft der Spektren zu erwarten.

3.2 Akzeptanzverhalten des Magnetspektrometers *BigKarl*

Mit dem Simulationsprogramm TURTLE [BOHL94] lassen sich Abbildungseigenschaften ionenoptischer Systeme untersuchen. Hierzu werden zunächst die Eingangstrajektorien von Teilchen in einem vorgegebenen Bereich mittels einer Monte-Carlo-Simulation gewürfelt. Danach durchläuft jedes einzelne Teilchen die ionenoptischen Komponenten, wobei die Einflüsse auf das Teilchen durch Abbildungsmatrizen beschrieben werden. Somit lässt sich einerseits eine Abbildungsmatrix für das gesamte ionenoptische System ermitteln, andererseits lassen sich so auch Akzeptanzsimulationen für das System durchführen.

In der Strahlzeit im Februar 2001 wurde festgestellt, dass die Driftkammerbilder im Ver-

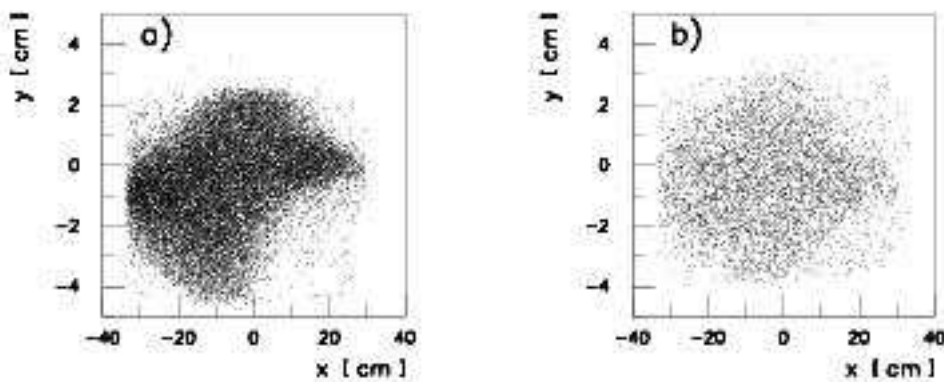


Abbildung 3.5: Gemessene Driftkammerbilder aus der Strahlzeit 2001 (a) und 1999 (b). In a) ist eine deutliche Verzerrung des Bildes zu erkennen. Erläuterungen siehe Text.

gleich zu früheren Strahlzeiten verzerrt waren (siehe Abbildung 3.5). Während der Online-Analyse war noch vermutet worden, dass die Verzerrung durch Untergrundereignisse verursacht sein könnte. Die Offline-Analyse bestätigte jedoch die Verzerrung, so dass es sich um einen systematischen Fehler handeln musste.

Abbildung 3.6 zeigt den Einfluss einer Verschiebung des Reaktionsortes in horizontaler

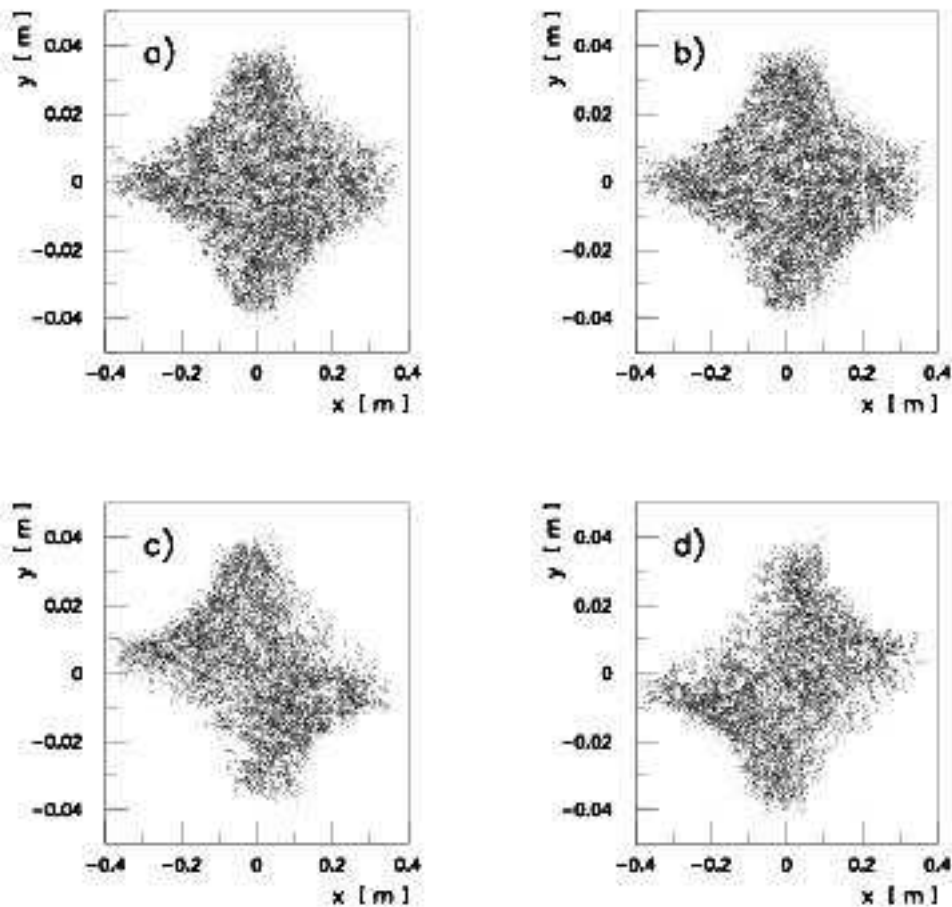


Abbildung 3.6: *Simulierte Driftkammerbilder bei verschobenen Targetorten. a) und b) wurden mit einer horizontalen Verschiebung von $-1,5\text{mm}$ bzw. $+1,5\text{mm}$ simuliert, c) und d) mit gleicher Verschiebung in vertikaler Richtung.*

und vertikaler Richtung. Die Simulationen zeigen, dass eine horizontale Verschiebung nur einen vernachlässigbaren Einfluss hat, eine vertikale Verschiebung von nur $+1,5\text{mm}$ jedoch die beobachtete Verzerrung recht gut wiedergibt. Der Magnetspektrometer *BigKarl* reagiert also sehr empfindlich auf eine vertikale Verschiebung des Targets.

Die vertikale Justage des Targets besitzt eine Genauigkeit von knapp $\pm 1\text{mm}$. Durch die Ausdehnung des Primärstrahls ergibt sich ebenfalls eine Genauigkeit von $\pm 1\text{mm}$. Während

der Strahlzeit kamen offensichtlich beide Einfüsse ungünstig zusammen, so dass der Reaktionsort um ca. $1,5\text{mm}$ nach oben verschoben wurde.

Die Abbildungsmatrix wird von der Verschiebung des Targets nur unwesentlich beeinflusst, was auch durch die gute Wiedergabe der experimentellen Ergebnisse durch die Simulationen erkennbar ist. Durch einen direkt hinter dem Target befindlichen Viewer konnte außerdem beobachtet werden, dass der vollständige Primärstrahl das Target trifft, so dass hier auch keine Ergebniskorrekturen notwendig sind. Das Akzeptanzverhalten des Spektrometers ändert sich aber deutlich. So verringerte sich die Gesamtakzeptanz des MOMO-Detektors in der Strahlzeit 2001 beim $970\text{MeV}/c$ -Setting von den erwarteten $10,8\%$ ohne Targetortoffset auf $8,4\%$ bei der beobachteten Targetverschiebung, und beim $1030\text{MeV}/c$ -Setting von $5,1\%$ auf $4,2\%$.

In der Auswertung der Messdaten in Kapitel 5 wurden daher die geänderten Winkelakzeptanzen für einen vertikalen Targetoffset von $+1,5\text{mm}$ berücksichtigt.

4 Der Kinematische Fit

Jede mit einem Messgerät gemessene Größe M_k hat natürlicherweise einen gewissen Messfehler. Bei rein statistischen Fehlern liegt der wirkliche Wert für M_k mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 68,3% innerhalb der Standardabweichung σ_k . Aus diesen Messgrößen werden dann die Variablen x_i , z.B. die Impulskomponenten der Teilchen, bestimmt. Bei einem überbestimmten System, d.h. wenn aus N Meßwerten $n < N$ Variablen extrahiert wurden, können die zusätzlichen Informationen verwendet werden, den Gesamtfehler zu minimieren. Bei dem kinematischen Fit werden die Variablen variiert, so dass eine Gütefunktion χ^2 , die ein Maß für den Gesamtfehler ist, minimiert wird.

Beim MOMO-Experiment ist die Bestimmung der Impulse überbestimmt, da mit dem Eingangsimpuls \vec{p}_{ein} , dem Heliumimpuls \vec{p}_{He} und den Richtungsvektoren der Mesonen 10 Werte bekannt sind und hieraus 9 Werte bestimmt werden: (\vec{p}_{He} , \vec{p}_{Meson1} und \vec{p}_{Meson2}).

Der kinematische Fit ist eine Minimierung einer nichtlinearen χ^2 -Gütefunktion. Beschreibungen hierzu finden sich bei [LEO94] und [PFT86]. Die Implementation des kinematischen Fits für das MOMO-Experiment folgt in weiten Teilen der des EDDA-Experiments, die in [ROHD97] beschrieben ist.

4.1 Mathematische Beschreibung des Problems

Gegeben sind N Messwerte M_k mit den Standardabweichungen σ_k und ein Satz von $n < N$ zu fittender Variablen $\vec{x} = \{x_i\}$. Unter Anwendung der Reaktionskinematik lassen sich die Observablen aus den Variablen mit den Funktionen $g_k(\vec{x})$ zurückrechnen. Die Gütefunktion χ^2 ergibt sich dann als:

$$\chi^2 = \sum_k \frac{[M_k - g_k(\vec{x})]^2}{\sigma_k^2} \quad (4.1)$$

Gesucht ist nun ein Satz von Werten \vec{x}_m , der diese Gütefunktion minimiert. Aus dieser Anforderung ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$f_i(\vec{x}) = \frac{\partial \chi^2}{\partial x_i} \stackrel{!}{=} 0 = -2 \sum_k \frac{[M_k - g_k(\vec{x})] \frac{\partial g_k(\vec{x})}{\partial x_i}}{\sigma_k^2}; i = 1 \dots n \quad (4.2)$$

Da die Funktionen $g_k(\vec{x})$ und somit auch $f_i(\vec{x})$ größtenteils nichtlinear sind, lässt sich das Gleichungssystem nicht analytisch lösen. Daher wird hier zur Minimierung der Gütefunktion das einfache und schnelle *Newton-Raphson-Verfahren* (siehe z.B. [LEO94]) verwendet. Hierbei werden die Funktionen $\vec{f}(\vec{x})$ mittels einer Taylorentwicklung um den Startwert \vec{x}_0 bis zur ersten Ordnung entwickelt:

$$\vec{f}_{lin,0}(\vec{x}) = \vec{f}(\vec{x}_0) + \left. \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{x}} \right|_{\vec{x}_0} (\vec{x} - \vec{x}_0) \quad (4.3)$$

$\partial \vec{f} / \partial \vec{x}$ ist die Jacobi-Matrix:

$$A(\vec{x}_0) = \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{x}} \Big|_{\vec{x}_0} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} \Big|_{\vec{x}_0} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \Big|_{\vec{x}_0} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1} \Big|_{\vec{x}_0} & \cdots & \frac{\partial f_n}{\partial x_n} \Big|_{\vec{x}_0} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Um die Einträge der Matrix zu bestimmen, müssen auch die ersten und zweiten Ableitungen der Funktionen $g_k(\vec{x})$ bestimmt werden:

$$\frac{\partial f_i(\vec{x})}{\partial x_j} = 2 \sum_k \frac{1}{\sigma_k^2} \left(\frac{\partial g_k(\vec{x})}{\partial x_i} \frac{\partial g_k(\vec{x})}{\partial x_j} + (g_k(\vec{x}) - M_k) \frac{\partial^2 g_k(\vec{x})}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad (4.5)$$

Durch Lösung der Gleichung $\vec{f}_{lin,0}(\vec{x}) = 0$ ergibt sich dann ein neuer Wert für \vec{x} , der dann als neuer Wert für eine neue Iteration verwendet wird:

$$\vec{x}_{i+1} = \vec{x}_i - A^{-1}(\vec{x}_i) \vec{f}(\vec{x}_i) \quad (4.6)$$

$A^{-1}(\vec{x}_i)$ ist hierbei die Inverse der Jacobimatrix am Ort \vec{x}_i . Die Iterationen werden abgebrochen, wenn sich der Vector \vec{x} nur noch wenig ändert. Da das Newton-Raphson-Verfahren bei ungünstigen Startwerten divergieren kann, muss man die maximale Anzahl der Iterationen begrenzen.

4.2 Übertragung auf das MOMO-Experiment

Um dieses Verfahren anwenden zu können, benötigt man einen geeigneten Satz von Messparametern M_k , zu denen auch die Fehler bekannt sein müssen. Wie schon am Anfang dieses Kapitels erwähnt, bieten sich hier der Eingangsimpuls \vec{p}_{ein} , der Heliumimpuls \vec{p}_{He} und die Richtungsvektoren der Mesonen an.

Testweise wurde auch die Energieerhaltung als (Pseudo-)Meßwert mit berücksichtigt. Die Energie der Teilchen wird zwar beim MOMO-Experiment nicht direkt bestimmt, da die beteiligten Teilchen aber mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit identifiziert werden können, kann man die Energie über den Impulsbetrag und den bekannten Massen bestimmen. Außerdem ergibt sich durch die bisherigen Auswertungen ein realistischer Wert für den Fehler. Es hat sich aber gezeigt, dass bei Einbeziehung der Energie der Teilchen in den Fit die Energieerhaltung und Impulserhaltung zwar besser eingehalten wurden, einige Spektren aber deutliche Artefakte zeigten, was auf eine Überanpassung durch den Fit zurückzuführen ist. Daher wurde auf eine Verwendung der Energieerhaltung in dem kinematischen Fit verzichtet.

Der Impulsbetrag des Eingangsimpulses \vec{p}_{ein} ist durch den Strahlimpuls gegeben. Der von COSY gelieferte Primärstrahl besitzt zwar eine sehr gute Impulsschärfe von $\Delta p/p \leq 5 \cdot 10^{-4}$, dies führt aber bei einem Strahlimpuls von $p_{ein} = 2574 \text{ MeV}/c$ zu einem Fehler von $\Delta p_{ein} \approx 1,25 \text{ MeV}/c$. Abweichungen des Primärstrahls in vertikaler und horizontaler Richtung lassen sich durch Messung des Strahlprofils mit einer kleinen Driftkammer bestimmen, die sich ca. 95 cm vor dem Target befindet.

Der Heliumimpuls \vec{p}_{He} wird mit dem Magnetspektrometer *BigKarl* und den dahinter liegenden Driftkammern bestimmt. Als Messparameter ergeben sich hier der Impulsbetrag des

Heliums $|\vec{p}_{He}|$ und der horizontale bzw. vertikale Streuwinkel $\xi_{He,x/y}$. Durch einen Test der Abbildungseigenschaften des Detektorsystems anhand der Reaktion $pd \rightarrow t\pi^+$ [BELL02] ergaben sich Abschätzungen der σ -Breite für die Fehler der *BigKarl*-Abbildungen.

Mit dem Vertexdetektor werden die Richtungsvektoren der Mesonen bestimmt. Auch hier werden als Messparameter die vertikalen bzw. horizontalen Streuwinkel verwendet. Die Abschätzung des Fehlers folgt aus der Winkelauflösung des Detektors. Alle Parameter mit ihren Abschätzungen sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Die Fitparameter des kinematischen Fits für das Experiment MOMO sind die Impulse

M_k	Parameter	Beschreibung	σ -Abschätzung
M_1	$ \vec{p}_p $	Impulsbetrag des Primärstrahls	$\pm 1,25 \text{ MeV}/c$
M_2	$\xi_{p,x}$	Horizontale Ablage des Primärstrahls	$\pm 8,7 \text{ mrad}$
M_3	$\xi_{p,y}$	Vertikale Ablage des Primärstrahls	$\pm 8,7 \text{ mrad}$
M_4	$ \vec{p}_{He} $	Impulsbetrag des Heliums	$\pm 1,2 \text{ MeV}/c$
M_5	$\xi_{He,x}$	Horizontaler Streuwinkel des Heliums am Target	$\pm 3,3 \text{ mrad}$
M_6	$\xi_{He,y}$	Vertikaler Streuwinkel des Heliums am Target	$\pm 3,8 \text{ mrad}$
M_{7-10}	$\xi_{Meson1/2,x/y}$	Horizontaler bzw. Vertikaler Streuwinkel der beiden Mesonen	$\pm 3,0 \text{ mrad}$

Tabelle 4.1: Die für den kinematischen Fit verwendeten Messparameter und ihre Fehlerabschätzungen.

des Heliums und der Mesonen, wie sie mit Hilfe der Vertexmethode bestimmt werden. Die Parameter sind in der Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Zur Berechnung der Gütefunktion χ^2 müssen noch die Funktionen $g_k(\vec{x})$ bestimmt werden, in der die Messgrößen durch die Fitparameter dargestellt werden. Diese sind in der Tabelle 4.3 dargestellt.

x_i	Parameter	Beschreibung
x_{1-3}	$p_{He,x/y/z}$	Die Impulskomponenten des Heliumimpulses
x_{4-6}	$p_{Mes1,x/y/z}$	Die Impulskomponenten des ersten Mesons
x_{7-9}	$p_{Mes2,x/y/z}$	Die Impulskomponenten des zweiten Mesons

Tabelle 4.2: Die für den kinematischen Fit verwendeten Fitparameter.

$g_1(\vec{x}) = \vec{p}_{ges} ; \vec{p}_{ges} = \vec{p}_{He} + \vec{p}_{Mes1} + \vec{p}_{Mes2}$
$g_2(\vec{x}) = \arctan\left(\frac{p_{He,x} + p_{Mes1,x} + p_{Mes2,x}}{p_{He,z} + p_{Mes1,z} + p_{Mes2,z}}\right)$
$g_3(\vec{x}) = \arctan\left(\frac{p_{He,y} + p_{Mes1,y} + p_{Mes2,y}}{p_{He,z} + p_{Mes1,z} + p_{Mes2,z}}\right)$
$g_4(\vec{x}) = \vec{p}_{He} $
$g_5(\vec{x}) = \arctan\left(\frac{p_{He,x}}{p_{He,z}}\right)$
$g_6(\vec{x}) = \arctan\left(\frac{p_{He,y}}{p_{He,z}}\right)$
$g_{7/8}(\vec{x}) = \arctan\left(\frac{p_{Mes1,x/y}}{p_{Mes1,z}}\right)$
$g_{9/10}(\vec{x}) = \arctan\left(\frac{p_{Mes2,x/y}}{p_{Mes2,z}}\right)$

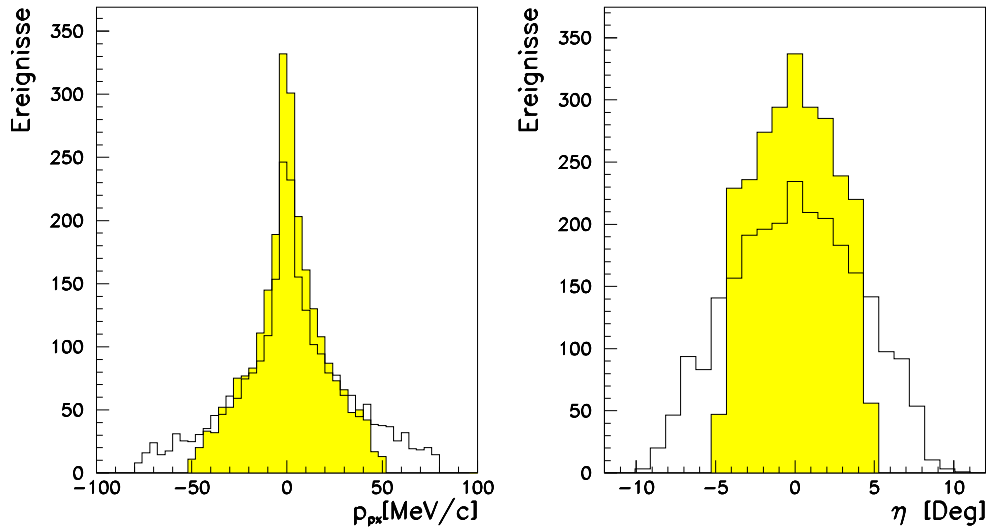
Tabelle 4.3: Die für den kinematischen Fit verwendeten Funktionen $g_k(\vec{x})$.

Abbildung 4.1: Links: Verteilung des horizontalen Impulsfehlers vor und nach dem kinematischen Fit. Rechts: Verteilung des Abweichungswinkels der Koplanarität. Die Verteilung nach dem kinematischen Fit ist jeweils grau hinterlegt.

4.3 Implementierung

Bei der Implementierung des kinematischen Fits wurde auf eine möglichst einfache Integration in das bestehende Datenanalyseverfahren Wert gelegt. Hierzu wurde der Fit in das bestehende Datenanalyseprogramm *YODA* als *Hardcallback*¹ eingefügt.

¹Ein *Hardcallback* ist eine in C++ geschriebene Komponente im Programm *YODA*. Es liest die Daten direkt aus dem Datenstrom, verarbeitet sie und fügt dann neue Daten dem Datenstrom hinzu. Die neuen Daten können dann entweder von nachfolgenden *Hardcallbacks* oder mit einem hoc-Programm ausgewertet werden.

Zur Beschleunigung der Auswertung wurden alle Ableitungen der Funktionen $g_k(\vec{x})$ analytisch bestimmt und in den Quelltext eingefügt. Die Parameter des kinematischen Fits, wie Fehlerabschätzungen, maximale Anzahl der Iterationen und Abbruchbedingungen, lassen sich durch eine Initialisierungsdatei einstellen.

Der kinematische Fit erhält die Impulse der beteiligten Teilchen von einem vorher durchgeführten Hardcallback, der die Auswahl des 'besten' Mesonenpaars vornimmt (siehe Kapitel 5). Durch die vorherige Festlegung auf ein Mesonenpaar, anstatt alle Trefferkombinationen auf der Vertexwand auszuwerten, verliert man zwar einen geringen Teil der 'guten' Events, die Auswertung ist jedoch wesentlich beschleunigt. Tests haben gezeigt, dass hierdurch weniger als 1% der 'guten' Events verworfen werden. Diese Events zeichnen sich im Vergleich zu den normal ausgewerteten Ereignissen überdies durch einen bedeutend größeren χ^2 -Wert aus (im Mittel > 4).

In Abbildung 4.1(links) ist als Beispiel für die Auswirkungen des kinematischen Fits die Verteilung des horizontalen Impulsfehlers vor und nach dem Fit dargestellt. Auf der rechten Seite der Abbildung ist gezeigt, dass sich durch den kinematischen Fit die Impulserhaltung deutlich verbessert, wie es besonders durch den Abweichungswinkel von der Koplanarität η deutlich wird. Auf den Abweichungswinkel η wird in Abschnitt 5.1.2 näher eingegangen.

5 Datenauswertung

Die Datenauswertung hat die Aufgabe, aus den aufgenommenen Messdaten physikalisch aussagekräftige Diagramme und Werte zu erzeugen. Im Fall des MOMO-Experiments lässt sich die Auswertung in folgende Bereiche einteilen:

- Separation der 'guten' Ereignisse vom Untergrund durch Identifikation der Teilchen und durch Schnitte auf Energie- und Impulserhaltung.
- Durchführung der Akzeptanzkorrektur, da der Detektor nicht in allen Impuls- und Raumwinkelbereichen gleichermaßen sensitiv ist.
- Überlagerung der Spektren aus den verschiedenen Messungen bei gleichem Protonenimpuls.
- Normierung der Daten auf absolute Wirkungsquerschnitte. Hierzu muss die Luminosität bestimmt werden.

Im diesem Kapitel wird die Auswertung der im Februar 2001 aufgenommenen Daten beschrieben, bei der die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ mit einem Protonenimpuls von $2574\text{MeV}/c$ untersucht wurde.

5.1 Datenanalyse

Außer der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$, die eigentlich untersucht werden soll, treten zahlreiche Ereignisse aus Untergrundreaktionen auf. Hierbei sind im Besonderen die elastische Reaktion $pd \rightarrow pd$ und die Aufbruchreaktion $pd \rightarrow ppn$ zu nennen. Auch werden im Target ${}^3\text{He}$ aus weiteren Reaktionen erzeugt, wie z.B. in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$. Darüberhinaus kann es durch nicht sauber aus dem Magnetspektrometer ausgekoppelte Protonen zu Ereignissen kommen, die zu Signalen in den Hodoskopen führen.

5.1.1 Rohdatenanalyse

Ein großer Teil des aufgenommenen Untergrundes wird schon separiert, indem man alle Ereignisse verwirft, die weniger als zwei Ereignisse in dem Vertexdetektor ausgelöst haben und bei denen das ${}^3\text{He}$ mit den Hodoskopen hinter den Driftkammern nicht identifiziert werden konnte. Mit den Hodoskopen wird sowohl die Energiedeposition der durchtretenden Teilchen als auch die Flugzeit zwischen den beiden Hodoskoplagen gemessen. Die Abbildung 5.1 zeigt die Energiedeposition gegen die benötigte Flugzeit. Durch einen Schnitt auf diese beiden Größen lassen sich die Ereignisse mit einem ${}^3\text{He}$ ermitteln.

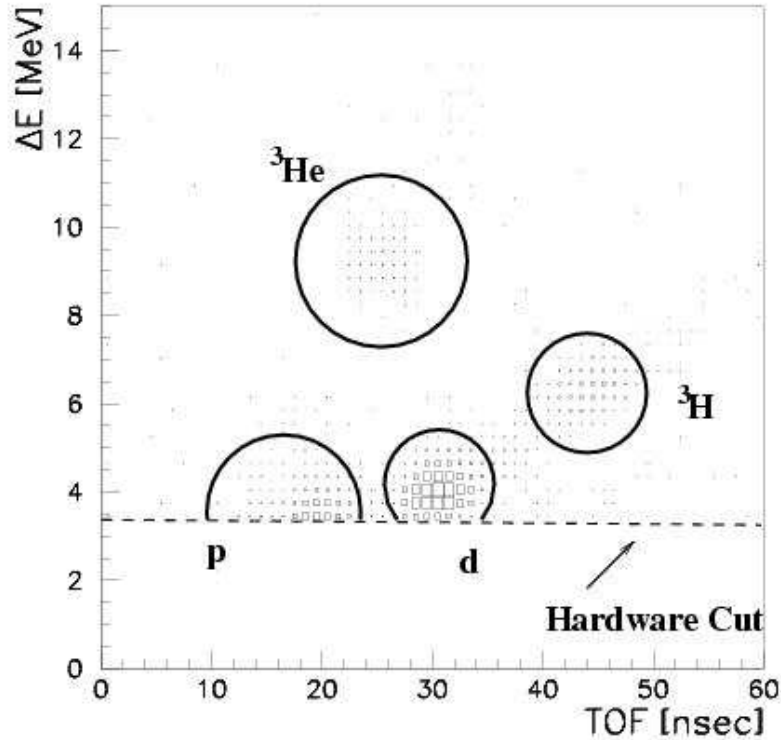


Abbildung 5.1: ΔE -TOF-Spektrum der den Haupttrigger auslösenden Teilchen. Durch Schnitte in diesem Spektrum können die ${}^3\text{He}$ sauber selektiert werden. Die Teilchen mit einer Energiedeposition von $\Delta E < 3,5\text{MeV}$ fallen unter die Diskriminatorschwelle, so dass sie keinen Haupttrigger auslösen.

5.1.2 Ereignisauswahl

Im MOMO-Experiment wird nur der Impuls des ${}^3\text{He}$ direkt gemessen, die Impulse der Kaonen ergeben sich aus der Vertexmethode (siehe Abschnitt 2.1). Aus Protonenimpuls \vec{p}_p und Heliumimpuls \vec{p}_{He} wird der Kaonengesamtimpuls bestimmt:

$$\vec{p}_{K_{ges}} = \vec{p}_p - \vec{p}_{\text{He}}$$

Aus den mit dem Vertexdetektor gemessenen Trajektorien der Kaonen ergeben sich deren Einheitsvektoren \vec{e}_1 und \vec{e}_2 .

Unter idealen Bedingungen liegen die Einheitsvektoren der Kaonen und der Kaonengesamtimpuls koplanar. Da sie als Messwerte fehlerbehaftet sind, gilt dies jedoch nur näherungsweise, so dass eine einfache Bestimmung der Kaonenimpulse mit dem Sinussatz nicht angewendet werden kann (siehe [JOOS96]).

Die Messfehler lassen sich durch den Impulsfehler $\vec{d}p$ ausdrücken:

$$\vec{p}_p = \vec{p}_{\text{He}} + p_{K1}\vec{e}_1 + p_{K2}\vec{e}_2 + \vec{d}p$$

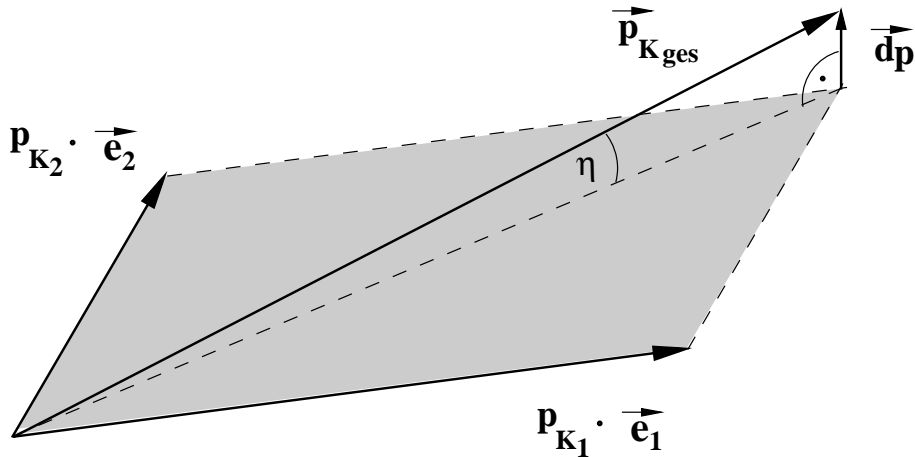


Abbildung 5.2: Der Abweichungswinkel η beschreibt den Winkel zwischen der von den Mesonenimpulsen aufgespannten Ebene und dem aus Protonenimpuls und Heliumimpuls rekonstruierten Mesonengesamtimpuls [MUNK01].

Aus der Forderung, den Betrag des Impulsfehlers zu minimieren, ergeben sich folgende Bedingungen:

$$\frac{\partial}{\partial |p_{K1}|} \vec{dp} \stackrel{!}{=} 0; \quad \frac{\partial}{\partial |p_{K2}|} \vec{dp} \stackrel{!}{=} 0$$

Durch Differenzieren und Lösen des Gleichungssystems erhält man folgende Ergebnisse:

$$p_{K1} = \frac{\vec{e}_1 \vec{p}_{Kges} - (\vec{e}_2 \vec{p}_{Kges})(\vec{e}_1 \vec{e}_2)}{1 - (\vec{e}_1 \vec{e}_2)^2}$$

und

$$p_{K2} = \frac{\vec{e}_2 \vec{p}_{Kges} - (\vec{e}_1 \vec{p}_{Kges})(\vec{e}_1 \vec{e}_2)}{1 - (\vec{e}_1 \vec{e}_2)^2}$$

Als Maß der Impulserhaltung eignet sich der Abweichungswinkel η von der Koplanarität:

$$\eta = 90^\circ - \arccos \left(\frac{\vec{p}_{Kges} \cdot (\vec{e}_1 \times \vec{e}_2)}{|\vec{p}_{Kges}| \cdot |\vec{e}_1 \times \vec{e}_2|} \right)$$

Dieser Winkel beschreibt den Winkel zwischen der von den Mesonen aufgespannten Ebene und dem rekonstruierten Mesonengesamtimpuls (siehe Abbildung 5.2).

Eine weitere Größe, die zur Ereignis Selektion herangezogen wird, ist die Energieerhaltung. Unter der Annahme, dass es sich bei den vom Vertexdetektor registrierten Teilchen um Kaonen handelt, bestimmt sich die Energieerhaltung aus der Differenz der Energien des Eingangs- und Ausgangskanals:

$$\Delta E = (E_p + E_d) - (\sqrt{p_{He}^2 + m_{He}^2} + \sqrt{p_{K1}^2 + m_K^2} + \sqrt{p_{K2}^2 + m_K^2})$$

Da der Vertexdetektor bei einem aufgenommenen Ereignis häufig mehr als zwei Teilchen registriert (siehe Abbildung 5.3), werden ΔE und η für jede mögliche Trefferkombination berechnet. Die Kombination, bei der

$$F = \left(\frac{\Delta E}{\sigma_{\Delta E}} \right)^2 + \left(\frac{\eta}{\sigma_\eta} \right)^2$$

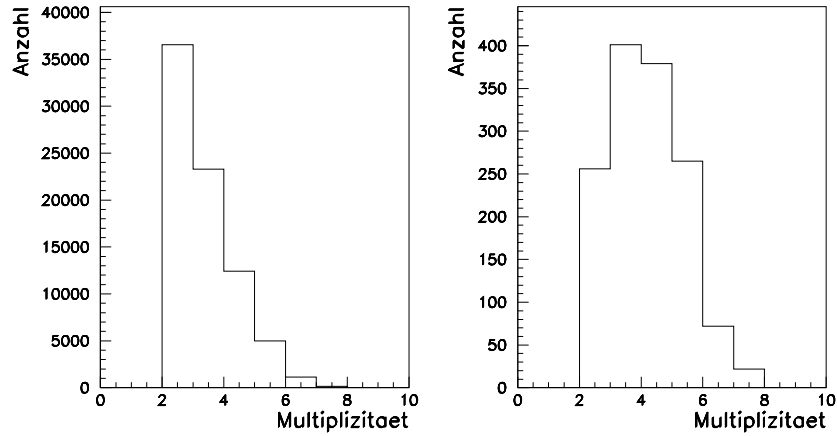


Abbildung 5.3: Vertexdetektormultiplizitäten vor (links) und nach (rechts) den in diesem Kapitel beschriebenen Schnitten.

den kleinsten Wert hat, wird für die weitere Auswertung verwendet. $\sigma_{\Delta E}$ und σ_{η} sind hierbei abgeschätzte Breiten der jeweiligen Verteilungen.

Weil die Daten nach den bisher beschriebenen Auswertungsschritten immer noch einen großen Anteil an Untergrund beinhalten, müssen noch einige Schnitte zur Untergrundseparation durchgeführt werden. Ein Schnitt bezieht sich auf die Relativenergie $T_{KK} = \sqrt{M_{KK}^2} - 2m_K$ zwischen den Kaonen. Hierbei lässt sich das invariante Massenquadrat M_{KK} der Kaonen im MOMO-Experiment auf zweierlei Weisen bestimmen. Zum Einen erhält man es aus den Viererimpulsen der Kaonen:

$$M_{KK}^2 = (P_{K1} + P_{K2})^2$$

Andererseits lässt sich das Massenquadrat auch aus dem Quadrat der Differenz von Eingangsimpuls und Heliumimpuls bestimmen:

$$M_{KK}^2 = (P_{ein} - P_{He})^2$$

Wenn die Treffer auf der Vertexwand aus der untersuchten Reaktion stammen, müssten beide T_{KK} gleich sein. In Abbildung 5.4 sind die auf diesen beiden Wegen berechneten Relativenergien für ein Setting gegeneinander aufgetragen. Erkennbar ist eine Anhäufung der Werte entlang der Diagonalen. Wenn die Differenz aus den unabhängig voneinander bestimmten T_{KK} größer als $8M_{eV}$ ist, wird das Ereignis verworfen. Dieser Wert basiert auf Erfahrungswerten aus früheren Messungen und wurde durch Vergleich der akzeptierten mit den nicht akzeptierten Daten leicht modifiziert.

Auch der Abweichungswinkel η der Koplanarität wird als Schnittkriterium verwendet. Für η werden Werte bis zu 6° zugelassen. Dieser Wert ist im Vergleich zu früheren Auswertungen nur etwa halb so groß. Dies liegt an dem in dieser Auswertung zum ersten Mal verwendeten kinematischen Fit (siehe Kapitel 4), der im Wesentlichen den Impulsfehler -

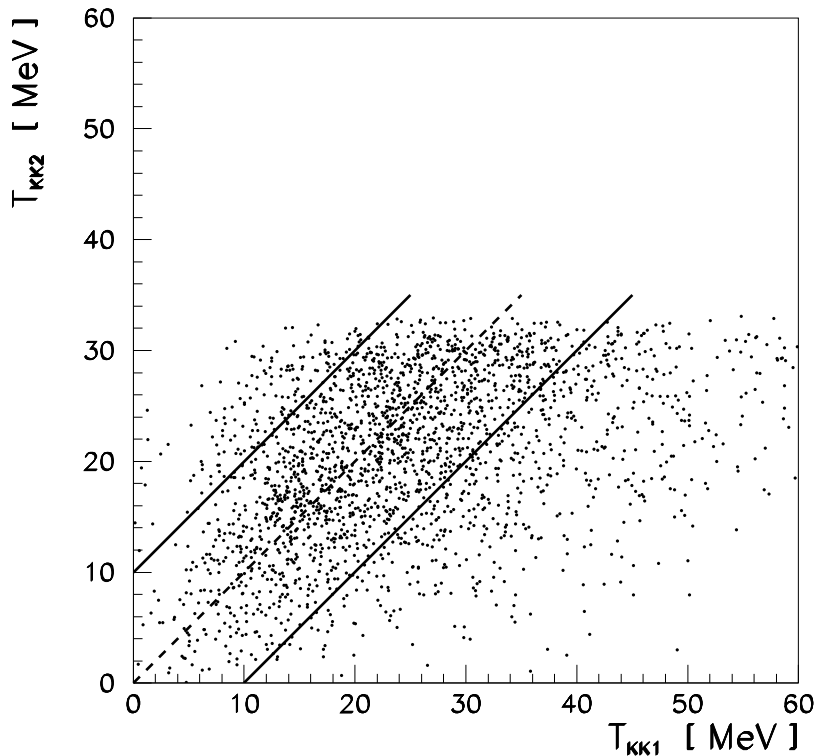


Abbildung 5.4: Vergleich der unabhängig voneinander bestimmten Relativenergien T_{KK}

und so auch η - minimiert.

Zur Reduzierung des Untergrundes durch zufällige Koinzidenzen von Protonentreffern auf dem Vertexdetektor wird das segmentierte Kammerhodoskop verwendet. Dieser entsteht größtenteils durch Halo-Teilchen des Primärstrahls und aus den Reaktionen $pd \rightarrow ppn$ und $pd \rightarrow pd$. Mit dem Kammerhodoskop lässt sich die Energiedeposition ΔE der den Vertexdetektor treffenden Teilchen bestimmen. In Abbildung 5.5 ist der Streuwinkel ϑ der Teilchen gegen ΔE aufgetragen. Mit den eingezeichneten Schnitten lassen sich mehr als 90% des Protonenuntergrundes separieren.

Die Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung der χ^2 -Werte nach Auswertung der beiden im Jahr 2001 aufgenommenen Settings. Da beim durchgeführten kinematischen Fit neun Impuls-komponenten mit zehn aufgenommenen Parametern angepasst wurden, entsprechen die eingezeichneten Kurven einer χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad. Beim $970 \text{ MeV}/c$ -Setting ist bei höheren χ^2 erkennbar, dass sie häufiger als bei einer reinen statistischen Verteilung auftreten. Diese Ereignisse mit den hohen χ^2 -Werten zeigen bei anderen Beurteilungskriterien, wie z.B. Energieerhaltung und dem ΔE - ϑ -Spektrum, keine Auffälligkeiten. Die Ereignisse liegen aber überdurchschnittlich häufig am Rand der Akzeptanz des Magnetspektrometers *BigKarl*. Durch die vertikale Verschiebung des Reaktionsortes in der Strahlzeit 2002 von $+1,5 \text{ mm}$ (siehe Kapitel 3.2) hat sich auch die Akzeptanz und das Abbildungsverhalten des Magnetspektrometers verändert. Dieser Einfluss ist gerade am Rand

der Akzeptanz besonders spürbar. Der hieraus resultierende systematische Fehler ist leider ohne weitere Messungen nicht genau kalkulierbar, so dass Ereignisse, die in diesen Bereich fallen, einen höheren χ^2 -Wert haben.

Die Verteilungen der Energieerhaltung ΔE und der Abweichung von der Koplanarität der Mesonenvektoren η nach allen Schnitten sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

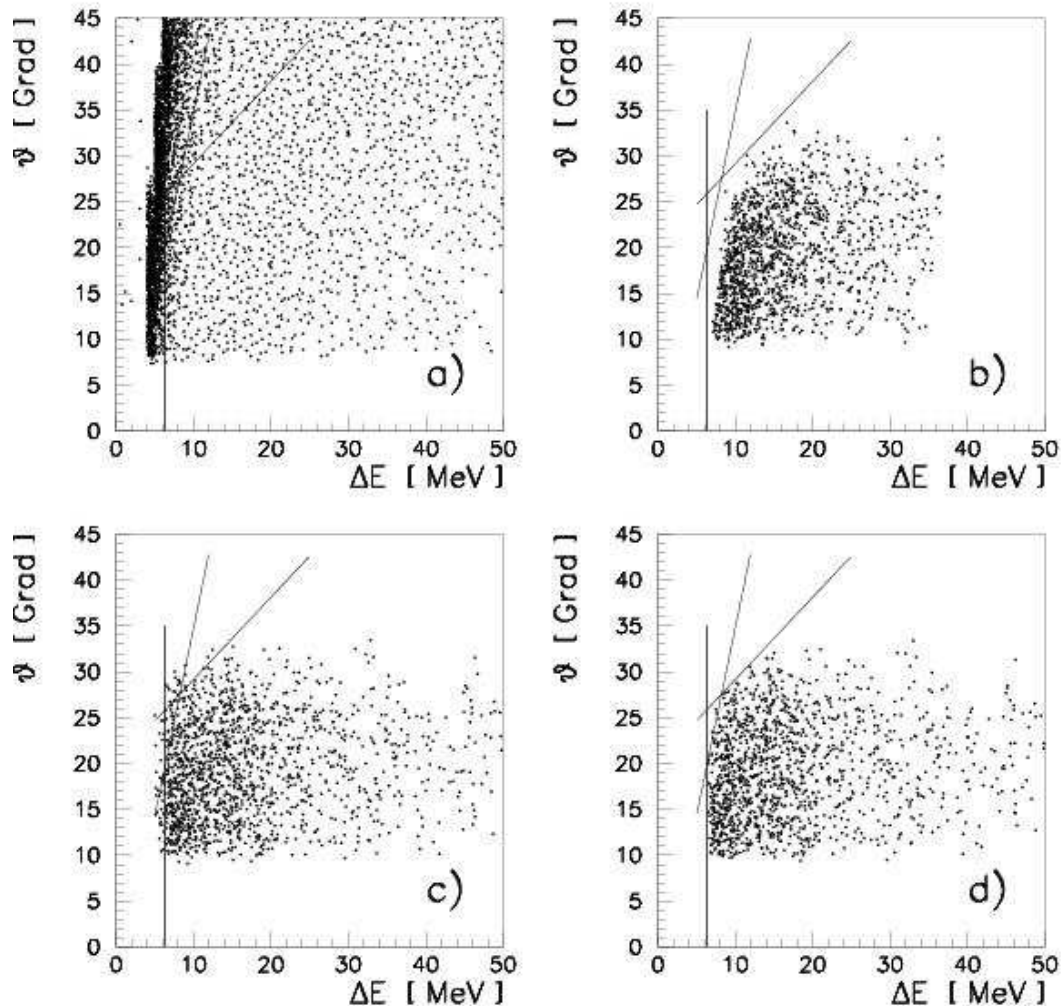


Abbildung 5.5: Separation der Kaonen mit Hilfe des Kammerhodoskops durch Schnitte im ΔE - ϑ -Spektrum. a) Simulation der Hauptuntergrundreaktion $pd \rightarrow ppn$ b) Simulierter Energieverlust in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ c) Gemessenes ΔE - ϑ -Spektrum vor dem Schnitt d) Gemessenes ΔE - ϑ -Spektrum nach dem Schnitt. Eingezeichnet sind jeweils die verwendeten Schnitte.

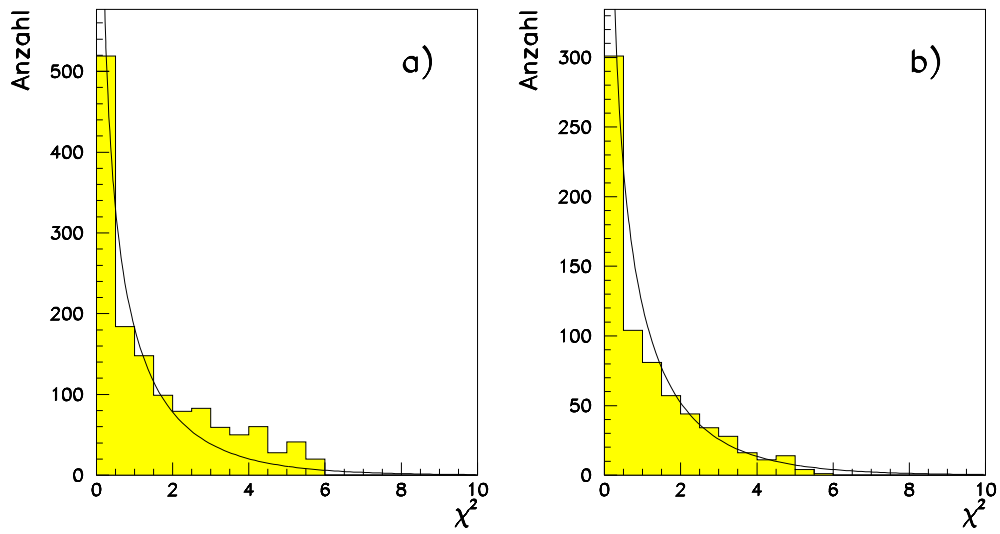


Abbildung 5.6: χ^2 -Verteilungen der Strahlzeit 2001 beim 970 MeV/c (a) und 1030 MeV/c (b) Setting. Eingezeichnet sind außerdem angepasste erwartete χ^2 -Verteilungen für einen Freiheitsgrad. Erläuterungen siehe Text.

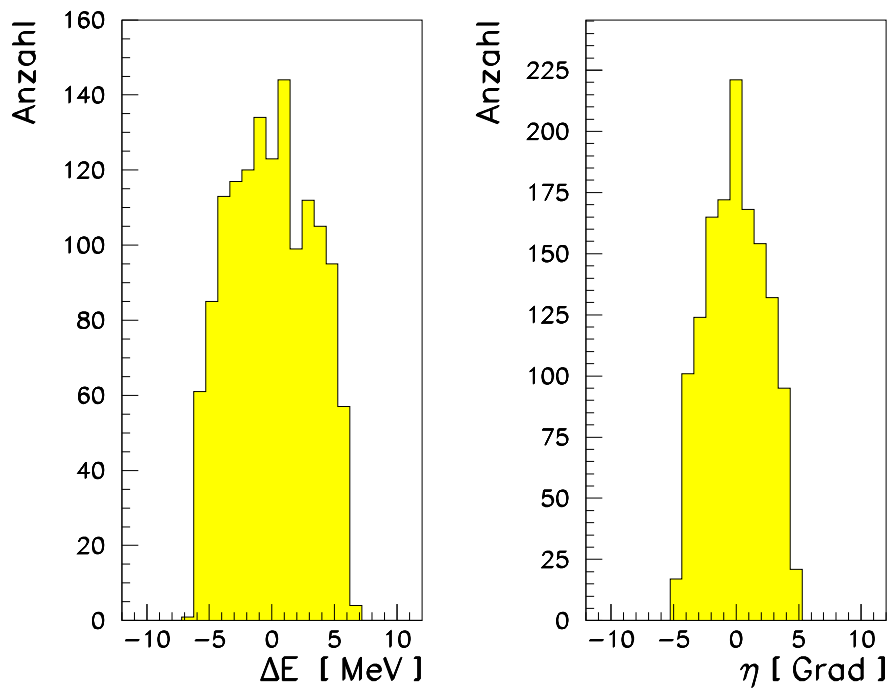


Abbildung 5.7: Verteilung der Energieerhaltung ΔE und der Abweichung von der Koplanarität η der Ereignisse in der Strahlzeit 2001

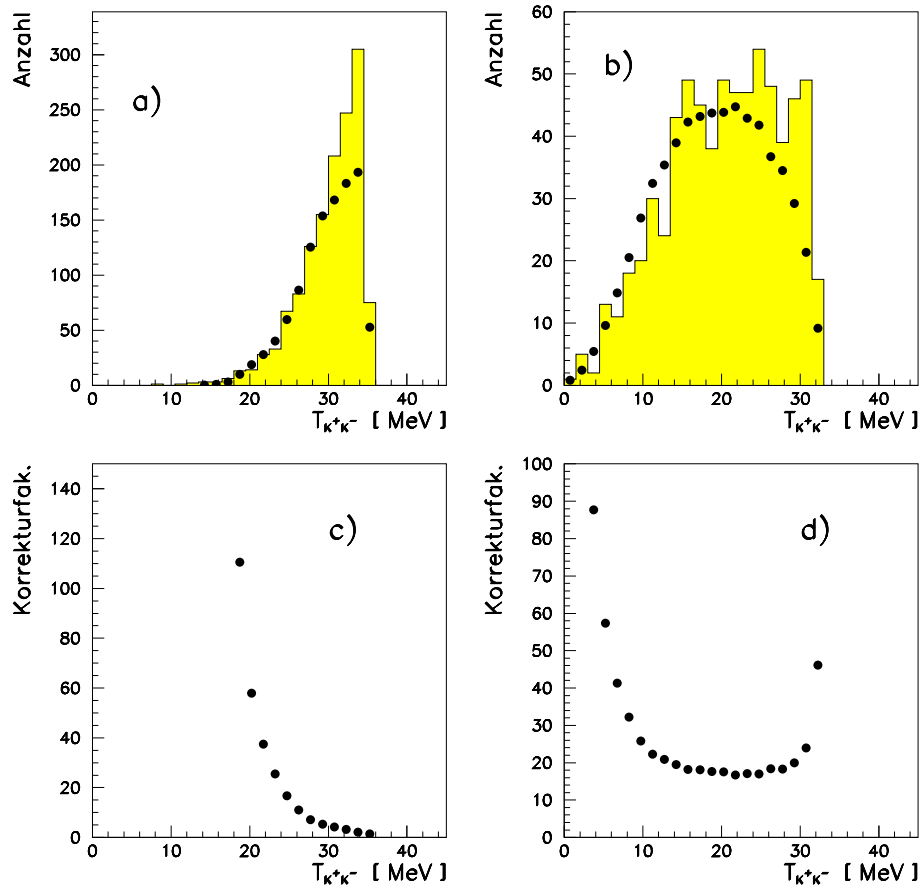


Abbildung 5.8: Verteilung der Relativenergien T_{KK} zwischen den Kaonen vor der Akzeptanzkorrektur für das Setting 970 MeV/c (a) und 1030 MeV/c (b). Eingezeichnet sind außerdem die aus der Simulation erwarteten Verteilungen aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$. In (c) und (d) sind die Korrekturfaktoren der jeweiligen Settings dargestellt.

5.2 Normierung der Ergebnisse

Die untergrundbereinigten Daten müssen noch akzeptanzkorrigiert und normiert werden. Zur Bearbeitung der Daten wird außer den schon erwähnten Programmen YODA und FOWL++ das Programmpaket PAW [PAW91] eingesetzt. PAW stellt unter anderem einen FORTRAN-Interpreter zur Verfügung, mit dem sich die notwendigen Berechnungen durchführen und Spektren erzeugen lassen.

5.2.1 Akzeptanzkorrektur

Weil das Detektorsystem des MOMO-Experiments, wie schon in Kapitel 3.1 beschrieben, nicht den vollständigen Raumwinkelbereich der Reaktion abdeckt, muss die eingeschränkte Akzeptanz aus den Spektren *herausgefaltet* werden. Hierzu werden für alle im folgenden Kapitel 6 gezeigten Spektren Simulationen mit FOWL++ und YODA durchgeführt, die

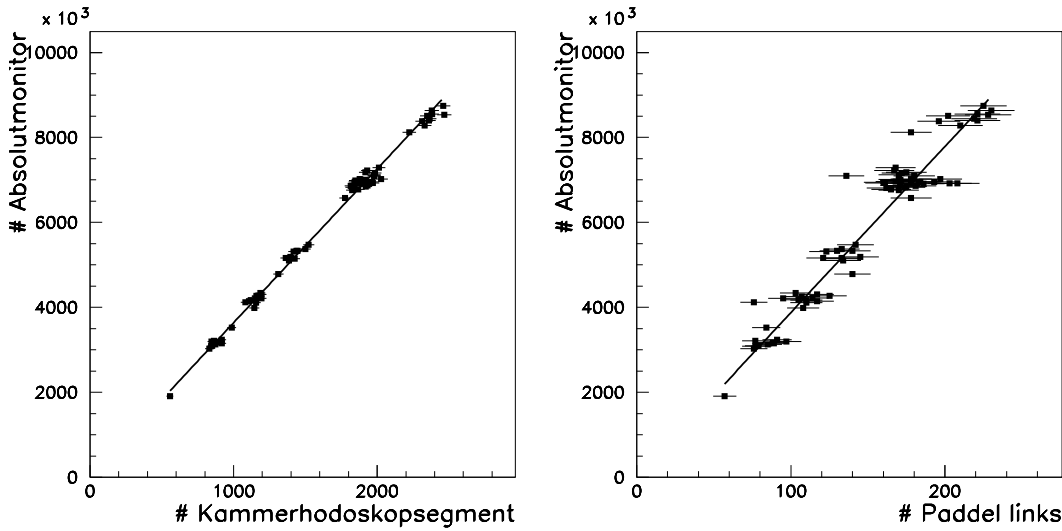


Abbildung 5.9: Kalibrierungsgeraden der ersten Eichung der Strahlzeit 2002. Eingetragen sind die Zählraten des Absolutmonitors gegen die Zählraten eines Kammerhodoskopsegments bzw. des linken Paddelmonitors

jeweils ein Histogramm ohne (\mathcal{H}_0) und mit (\mathcal{H}_1) Akzeptanzschnitten erzeugen. Die simulierten Spektren haben hierbei die gleichen Bin-Breiten wie die gemessenen Spektren. Somit lässt sich für jedes Bin ein Korrekturfaktor bestimmen:

$$\mathcal{H}_{\text{kor},i} = \frac{\mathcal{H}_{0,i}}{\mathcal{H}_{1,i}}$$

In Abbildung 5.8 sind die nicht akzeptanzkorrigierten Relativenergiespektren und die dazugehörigen Korrekturfaktoren der Bins dargestellt. Die Fehler aus der Akzeptanzkorrektur ergeben sich aus den statistischen Fehlern der in den jeweiligen Bins eingetragenen Ereignisse:

$$\Delta \mathcal{H}_{\text{kor},i} = \mathcal{H}_{\text{kor},i} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta \mathcal{H}_{0,i}}{\mathcal{H}_{0,i}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{H}_{1,i}}{\mathcal{H}_{1,i}}\right)^2}$$

Für jedes Setting wurden Simulationen mit jeweils 10^6 Ereignissen durchgeführt.

5.2.2 Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Um aus der Anzahl der Ereignisse in den Histogrammen den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, wird die Kenntnis der Luminosität benötigt. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen den pro Zeiteinheit gemessenen Ereignissen der Reaktion \dot{n}_r und dem Wirkungsquerschnitt σ_r :

$$\dot{n}_r = L \cdot \sigma_r$$

Die Luminosität ergibt sich aus der Flächenbelegungsdichte des Targets und der pro Zeiteinheit das Target treffenden Protonen:

$$L = \dot{n}_p \cdot \frac{N_f}{F}$$

Das beim MOMO-Experiment eingesetzte Flüssig-Deuterium-Target besitzt bei einer Betriebstemperatur von $18K$ eine Flächenbelegungsdichte von $N_f/F = 2,1 \cdot 10^{22} cm^{-2}$ [SCHO96].

Die Bestimmung der Protonenstrahlintensität wird mit Hilfe der Strahlmonitore durchgeführt. Wie schon in Kapitel 2.3.5 erwähnt, werden hierzu Streumonitore eingesetzt, die die am Target bzw. an dünnen Folien gestreuten Teilchen detektieren. Die Streueignisse werden jeweils über eine Extraktionsphase aufsummiert. Um mit den Monitoren die Strahlintensität bestimmen zu können, werden Kalibrationsmessungen durchgeführt. In diesen Messungen wird ein Monitor direkt in den Primärstrahl eingefahren. Da dieser Absolutmonitor nur eine Zählrate von bis zu 10^6 Protonen/s verträgt, muss die Strahlintensität für die Messungen stark untersetzt werden. Bei der Kalibration werden mehrere kurze *runs* über ca. 5-10 Extraktionsphasen aufgenommen. Über eine lineare Regression zwischen den Zählraten der Relativmonitore n_{Rel} und der Zählrate des Absolutmonitors n_{Abs} werden die einzelnen Relativmonitore kalibriert. Zur Regression wird ein Programm eingesetzt, das selbständig den linearen Bereich bis zur Sättigung des Absolutmonitors auswählt und eine gewichtete lineare Regression durchführt [SCHN98]. So ergibt sich für jeden Relativmonitor der lineare Zusammenhang:

$$n_{Abs} = n_{Rel} \cdot (m \pm \Delta m) + (b \pm \Delta b)$$

Der Gesamtfehler bestimmt sich aus den Fehlern der Fitparametern Δm und Δb und dem statistischen Fehler der Relativmonitorzählrate:

$$\Delta n_{Abs} = \sqrt{(\Delta n_{Rel} \cdot m)^2 + (n_{Rel} \cdot \Delta m)^2 + \Delta b^2}$$

Der letztendlich verwendete Wert für die Strahlintensität ergibt sich aus einer gewichteten Mittelwertbildung der Ergebnisse der einzelnen Relativmonitore. Der Fehler, der sich aus der Kalibration ergibt, liegt bei unter 10%.

Die Streumonitore reagieren sehr empfindlich auf eine Veränderung des Primärstrahls, weil neben den gestreuten Teilchen auch Teilchen aus dem Strahlhalo, der stark von der Einstellung der Extraktionsstrahlführung abhängt, registriert werden. Da während einer Strahlzeit die Strahlführung in der Regel mehrmals zur Intensitätserhöhung optimiert wird, sind mehrere Kalibrationsmessungen nötig. Während der Strahlzeit 2001 wurden insgesamt vier Kalibrationsmessungen durchgeführt. Die Abbildung 5.9 zeigt die Daten der Kalibrierung für zwei ausgewählte Monitore. In Tabelle 5.1 sind für die beiden 2001 aufgenommenen Settings die gemessenen Protonenzahlen und die über die Strahlzeit integrierte Luminosität angegeben.

Die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte sei hier anhand der Verteilung der Relativenergien T_{KK} beschrieben. Das Spektrum habe die Binbreite ΔT . Außerdem wird die Anzahl der Einträge in den jeweiligen Bins n_i , der Akzeptanzkorrekturfaktor $\mathcal{H}_{korr,i}$ sowie die über die Zeit integrierte Luminosität $\mathcal{L} = \int L dt$ benötigt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für das Bin i berechnet sich dann wie folgt:

$$\left(\frac{d\sigma}{dT_{KK}} \right)_i = \frac{n_i \cdot \mathcal{H}_{korr,i}}{\mathcal{L} \cdot \Delta T}$$

	970MeV/c	1030MeV/c
Protonenanzahl	$(92 \pm 6) \cdot 10^{12}$	$(104 \pm 10) \cdot 10^{12}$
$\int L dt \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$(193 \pm 13) \cdot 10^{34}$	$(218 \pm 21) \cdot 10^{34}$
Eventanzahl	1140 ± 34	695 ± 26

Tabelle 5.1: Die in der Strahlzeit 2001 gemessenen Protonenzahlen und die aus diesen bestimmte, über die Zeit integrierte Luminosität. In der untersten Spalte ist die Anzahl der 2001 rekonstruierten Zwei-Kaonen-Ereignisse eingetragen.

Der Fehler für das Bin bestimmt sich per Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus dem statistischen Fehler der Einträge $\Delta n_i = \sqrt{n_i}$, dem Fehler des Korrekturfaktors $\Delta \mathcal{H}_{korr,i}$ und dem Fehler der integrierten Luminosität $\Delta \mathcal{L}$:

$$\Delta \left(\frac{d\sigma}{dT_{KK}} \right)_i = \left(\frac{d\sigma}{dT_{KK}} \right)_i \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta n_i}{n_i} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{H}_{korr,i}}{\mathcal{H}_{korr,i}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} \right)^2}$$

Diese Berechnung wird für die einzelnen Settings getrennt vorgenommen. Als letzter Schritt müssen daher die Spektren der Settings überlagert werden. In den von mehreren Settings abgedeckten Bereichen des Spektrums wird eine mit dem inversen Fehlerquadrat gewichtete Mittelwertbildung durchgeführt.

6 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Strahlzeit 2001 zur Reaktion $pd \rightarrow {}^3HeK^+K^-$ dargestellt. Die Messungen wurden bei einem Protonenimpuls von $p_p = 2574 MeV/c$ durchgeführt. Dies entspricht einer Überschussenergie von $Q_{KK} = 35 MeV$ oberhalb der Zwei-Kaonen-Produktionsschwelle und von $Q_\phi = 2,8 MeV$ oberhalb der ϕ -Produktionsschwelle.

6.1 Relativenergieverteilungen

In der Teilchenphysik werden zur Untersuchung von Produktionsmechanismen bei drei Teilchen im Ausgangskanal häufig Dalitzdiagramme eingesetzt. Hierbei handelt es sich um zweidimensionale Diagramme, in denen die invarianten Massenquadrate jeweils zweier Teilchen gegeneinander aufgetragen werden. Falls alle Ereignisse der Reaktion phasenraumverteilt sind, verteilen sie sich gleichmäßig innerhalb des Diagramms. Treten jedoch dynamische Prozesse wie z.B. Resonanzen auf, zeigen sie sich durch Linien oder Anhäufungen im Dalitzdiagramm.

Für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3HeK^+K^-$ sind die invarianten Massenquadrate¹ M_{HeK}^2 und M_{KK}^2 zu bestimmen. Das Massenquadrat M_{KK}^2 lässt sich aus Eingangsimpuls der Reaktion und dem Impuls des He bestimmen:

$$M_{KK}^2 = \left(\sqrt{p_p^2 + m_p^2} + m_d - \sqrt{p_{He}^2 + m_{He}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{ein} - \vec{p}_{He})^2$$

M_{HeK} bestimmt sich aus den Impulsen des He und eines Kaons:

$$M_{HeK}^2 = \left(\sqrt{p_{He}^2 + m_{He}^2} + \sqrt{p_K^2 + m_K^2} \right)^2 - (\vec{p}_{He} + \vec{p}_K)^2$$

Hierbei ist zu beachten, dass mit dem MOMO-Experiment die Ladungen der Kaonen nicht unterschieden werden können. Daher wird dieses Diagramm bei jedem Ereignis zweimal befüllt, was aber bei der Angabe des differentiellen Wirkungsquerschnitts berücksichtigt wird.

Alternativ zu den invarianten Massenquadraten werden im MOMO-Experiment die Relativenergien zwischen den Teilchen verwendet. Hierdurch decken die Diagramme den Bereich von $0 MeV$ bis zur Überschussenergie Q (der maximal zur Verfügung stehenden kinetischen Energie) ab.

Da die Anzahl der Ereignisse bei der hier ausgewerteten Strahlzeit zu gering ist, um sinnvoll ein zweidimensionales Diagramm zu befüllen, werden in Abbildung 6.1 Projektionen

¹Da es mit dem MOMO-Detektor nicht möglich ist, die Ladung der Kaonen zu bestimmen, werden die Kaonen nicht mit ihrer Ladung, sondern, falls eine Unterscheidung nötig ist, mit dem Index '1' bzw. '2' versehen. He steht in diesem Kapitel, wenn nicht anders vermerkt, für 3He .

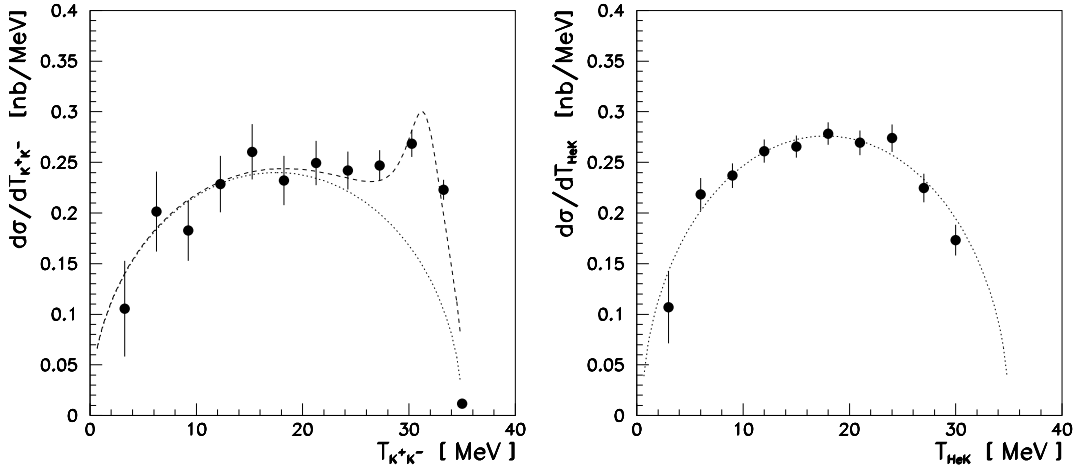


Abbildung 6.1: Relativenergieverteilungen $d\sigma/dT_{K^+K^-}$ (links) und $d\sigma/dT_{HeK}$ (rechts) bei $Q = 35\text{MeV}$. Erläuterungen siehe Text

auf die Achsen dargestellt. Während bei der Verteilung von T_{HeK} keine Abweichungen vom Phasenraumverlauf erkennbar sind, fällt in der T_{KK} -Verteilung ein deutliches Signal bei 32MeV auf. Hierbei handelt es sich um Ereignisse aus dem ϕ -Zerfall. Das ϕ -Meson entsteht in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}\phi$ und zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von $49,1\%$ in zwei geladene Kaonen (siehe [PDG98]). Die Position des Signals in der T_{KK} -Verteilung ergibt sich aus der ϕ -Masse $m_\phi = 1019,41\text{MeV}/c^2$:

$$T_{KK} = m_\phi - 2 \cdot m_K = 32,07\text{MeV}$$

An die gemessenen Daten wurden Kurven angefitet, die im Rahmen der Fehler dem erwarteten Phasenraumverlauf entsprechen. Bei der T_{KK} -Verteilung wurde dem Phasenraumverlauf zusätzlich eine Breit-Wigner-Verteilung bei 32MeV mit einer Breite von $\Gamma_\phi = 4,43\text{MeV}$ überlagert.

6.2 Winkelverteilungen der Kaonen im Schwerpunktsystem der Reaktion

Mit dem MOMO-Experiment wird die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$ exklusiv vermessen. Dies bedeutet, dass alle Impulskomponenten der Teilchen vollständig bestimmt sind. Daher ist es möglich, Winkelverteilungen der Teilchen im Ausgangskanal anzugeben.

Die Impulse der Teilchen wurden mittels einer Lorentz-Transformation in das Schwerpunktsystem der Reaktion transformiert. Bestimmt wurden die Winkel der Kaonen gegen die Strahlachse

$$\cos(\vartheta_K) = \frac{p_{K,z}}{p_K}$$

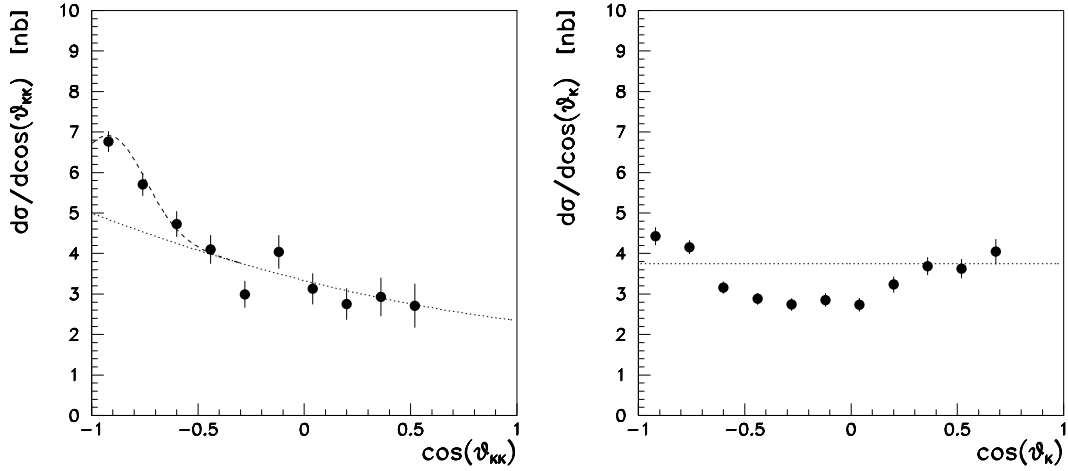


Abbildung 6.2: Winkelverteilungen $d\sigma/d\cos(\vartheta_{K+K-})$ und $d\sigma/d\cos(\vartheta_K)$ bei $Q = 35\text{MeV}$. Erläuterungen siehe Text

und die Relativwinkel zwischen den Kaonen

$$\cos(\vartheta_{KK}) = \frac{\vec{p}_{K1} \cdot \vec{p}_{K2}}{p_{K1} \cdot p_{K2}}$$

Gemäß der Konvention sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte gegen den Kosinus der Winkel aufgetragen. In der Verteilung der Relativwinkel (siehe Abbildung 6.2, links) fällt die Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit zunehmenden $\cos(\vartheta_{K+K-})$ auf. Dies hat zwei Gründe. Die generelle Abnahme (gepunktete Kurve) entspricht dem erwarteten Phasenraumverlauf der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$, bei der bevorzugt größere Öffnungswinkel zwischen den Kaonen auftreten. Die Erhöhung in der linken Seite der Verteilung (gestrichelte Kurve) resultiert aus dem ϕ -Zerfall. Im Schwerpunktsystem der Kaonen beträgt der Relativwinkel zwischen den Kaonen aus dem ϕ -Zerfall $\vartheta_{KK} = 180^\circ$, da die Kaonen in diesem System entgegengesetzt gleichen Impuls besitzen. Durch Transformation in das $He-KK$ -Schwerpunktsystem wird der Relativwinkel in Abhängigkeit von der Orientierung der Kaonenimpulse leicht verkleinert. Bei zunehmender Überschussenergie Q wandert die Erhöhung in Richtung kleinerer Relativwinkel (siehe Abschnitt 6.5.1). Auch diese Erhöhung entspricht dem erwarteten Phasenraumverlauf.

Die Verteilung der Kaonen gegen die Strahlachse ist in dem rechten Diagramm der Abbildung 6.2 dargestellt. Bei reiner Phasenraumproduktion sollten die Winkel isotrop verteilt sein (gepunktete Kurve). Es fällt jedoch auf, dass im Bereich $-0,7 < \cos(\vartheta_K) < 0,3$ der Wirkungsquerschnitt unter dem erwarteten Wert liegt. Diese Abweichung vom erwarteten Phasenraumverhalten wird im folgenden Abschnitt näher untersucht.

Die Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung der Heliumwinkel gegen die Strahlachse im Schwerpunktsystem der Reaktion. Im Rahmen der Fehler sind hier keine Abweichungen vom Phasenraumverhalten erkennbar. Bei den mit dem Strahlimpuls $p_p = 2574\text{MeV}/c$ aufgenommenen Settings werden die *rückwärts*, d. h. entgegen der Strahlrichtung, gestreuten ${}^3\text{He}$ nur mit geringer Statistik aufgenommen, so dass nur ${}^3\text{He}$ mit $\cos(\vartheta_{He}) > -0,4$ ausgewertet

werden konnten.

6.3 Winkelverteilungen der Kaonen im KK -System

Zur Darstellung der Winkelverteilungen im KK -Schwerpunktsystem muss zunächst ein geeignetes Koordinatensystem festgelegt werden. Da hier nur der Winkel ϑ zu einer definierten Achse betrachtet werden soll, ist es ausreichend, die z -Achse des Koordinatensystems festzulegen. Bei Betrachtungen des Zerfalls von Vektormesonen wie dem ϕ sind folgende Koordinatensysteme gebräuchlich (siehe Abbildung 6.4):

- Gottfried-Jackson-System(GJ): Als z -Achse wird die Richtung des eingehenden Protons im Schwerpunktsystem des KK -Systems verwendet.
- Helezitätssystem(H): Als z -Achse wird die entgegengesetzte Richtung des entstehenden Heliums verwendet.
- Adair-System(A): Als z -Achse wird die Richtung des eingehenden Protons im Schwerpunktsystem der Reaktion ($HeKK$ -System) verwendet.

In Abbildung 6.5 werden die Winkelverteilungen der Kaonen im GJ- und im H-System gezeigt. Während im H-System keine Anisotropie erkennbar ist, zeigt die Verteilung im GJ-System eine deutliche Abweichung vom Phasenraumverhalten. An die Messpunkte dieses Diagramms wurde eine Kurve der Form

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\vartheta_{KGJ})} = a + b \cdot \cos^2(\vartheta_{KGJ})$$

gefittet, die die gemessenen Werte gut reproduziert.

Noch deutlicher wird die Abweichung, wenn man auf die Kaonen im Bereich der ϕ -Resonanz

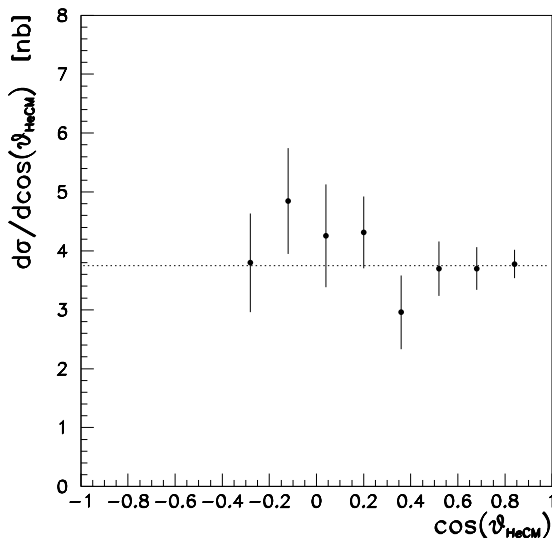


Abbildung 6.3: Winkelverteilung des 3He bei $Q = 35MeV$.

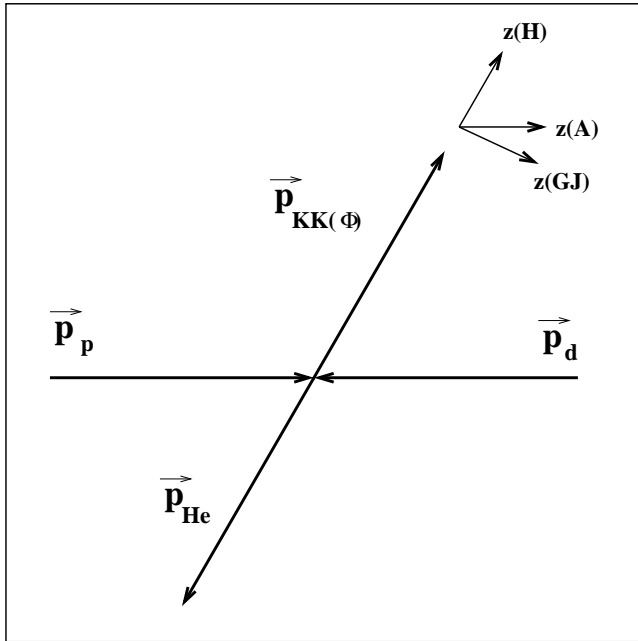


Abbildung 6.4: Zur Wahl der z -Achsen im KK -Schwerpunktsystem. Erläuterungen siehe Text.

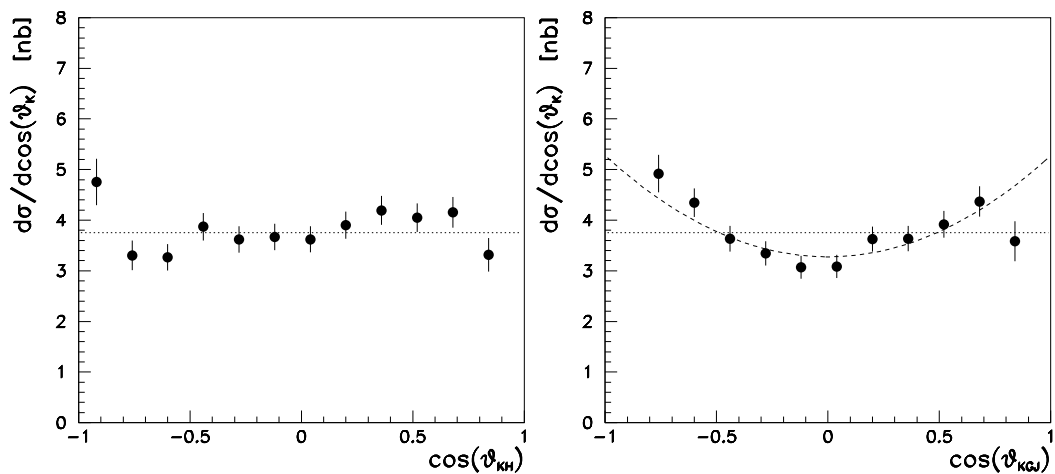


Abbildung 6.5: Winkelverteilungen der Kaonen im Helizitäts- (links) und im Gottfried-Jackson-System (rechts).

im T_{KK} -Spektrum schneidet (siehe Abbildung 6.6). Hier sind die Winkelverteilungen im GJ-System für die Kaonen mit einer Relativenergie $T_{KK} < 28 \text{ MeV}$, d.h. ohne nennenswerten ϕ -Anteil, und für Kaonen mit $T_{KK} > 29 \text{ MeV}$, hier befinden sich fast alle Ereignisse mit ϕ -Erzeugung, dargestellt. Im ersten Spektrum ist nur eine geringe Abweichung von der Isotropie erkennbar. Im Spektrum mit hohem ϕ -Anteil gibt es dagegen eine deutliche Anisotropie. Daher ist es wahrscheinlich, dass diese im ϕ -Zerfall begründet liegt.

In der Reaktion $\phi \rightarrow K^+ K^-$ zerfällt das ϕ mit dem Spin $S = 1$ in zwei Kaonen mit $S = 0$. Falls der Spin bezüglich der z -Achse des gewählten Systems quantisiert ist, sollte

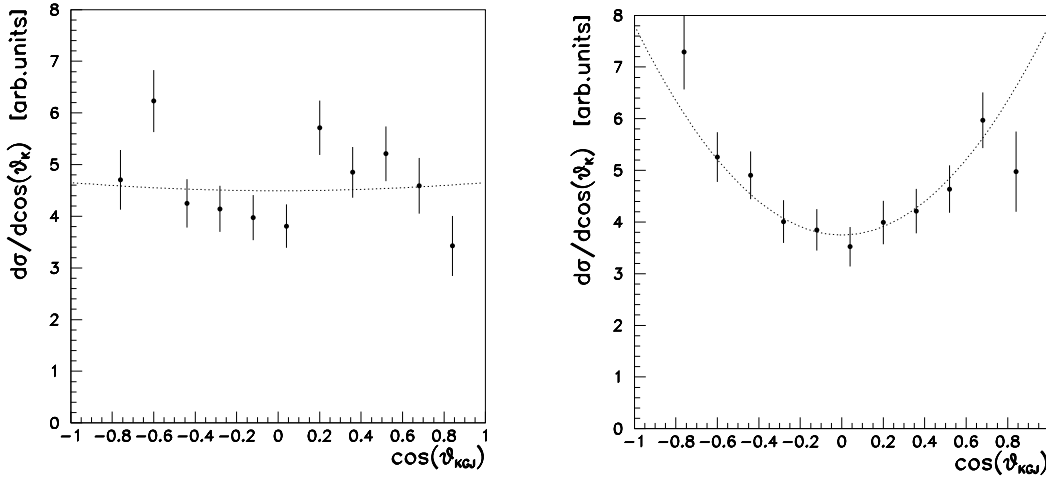


Abbildung 6.6: Winkelverteilungen der Kaonen im GJ -System. Auf der linken Seite für Kaonen mit $T_{KK} < 28\text{MeV}$, rechts für Kaonen mit $T_{KK} > 29\text{MeV}$ (ϕ -Bereich).

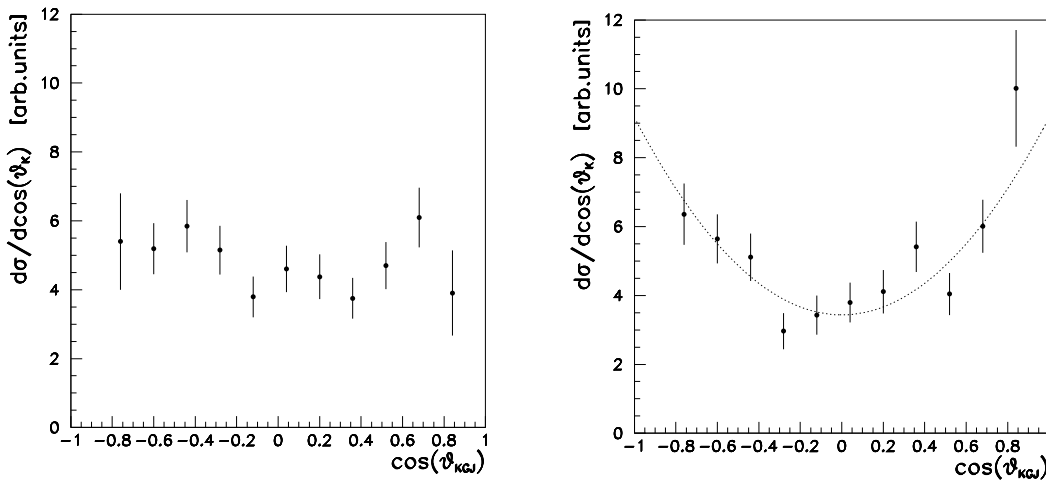


Abbildung 6.7: Winkelverteilungen der Kaonen im GJ -System für Kaonen mit $T_{KK} > 26\text{MeV}$. Auf der linken Seite für $\cos(\vartheta_{He}) < 0,5$, rechts für $\cos(\vartheta_{He}) > 0,8$. Erläuterungen siehe Text.

die gemessene Winkelverteilung der Kaonen im Schwerpunktsystem des ϕ folgende Form haben [GOTT64]:

$$\frac{d\sigma_\phi}{d\cos(\vartheta)} \sim W(\vartheta, \varphi) = C(\rho_{11} \sin^2(\vartheta) + \rho_{00} \cos^2(\vartheta))$$

Hierbei wurde die Winkelverteilung über den Azimuthalwinkel φ integriert, da dieser mit der hier dargestellten Messung nicht bestimmt werden konnte. Im Falle von polarisier-

tem Strahl und/oder polarisiertem Target müssten zusätzlich die Einträge in der Spindichtematrix ρ_{ij} mit $i \neq j$ berücksichtigt werden. ρ_{11} und ρ_{00} bezeichnen die Einträge für die Zustände $m = |\pm 1|$ bzw. $m = 0$. Die \cos^2 -Abhängigkeit in der Winkelverteilung im GJ-System deutet auf einen Zustand mit $m = 0$ hin.

Zu beachten ist, dass aufgrund der gewählten Settings die gemessenen Streuwinkel der ${}^3\text{He}$ im CM-System in mehr als der Hälfte der gemessenen Ereignisse im Winkelbereich $\cos(\vartheta_{\text{He}}) > 0,8$ liegen. In Abbildung 6.7 sind die Winkelverteilungen der Kaonen im GJ-System für $\cos(\vartheta_{\text{He}}) < 0,5$ (links) und für $\cos(\vartheta_{\text{He}}) > 0,8$ (rechts) für die Ereignisse mit $T_{KK} > 26\text{MeV}$ dargestellt. Der ' ϕ -Bereich' wurde im Vergleich zu den Verteilungen in Abbildung 6.6 etwas erweitert, um eine ausreichende Statistik in den Spektren zu erhalten. Während für $\cos(\vartheta_{\text{He}}) < 0,5$ die Kaonenwinkel im Rahmen der Fehler annähernd Isotrop verteilt sind, zeigt sich für die vorwärts gestreuten ${}^3\text{He}$ die Anisotropie. Dies bedeutet, dass die im CM-System der Reaktion unter Rückwärtswinkeln gestreuten ϕ -Mesonen bezüglich der z -Achse des GJ-Systems dominant polarisiert erzeugt wurden.

6.4 Totaler Wirkungsquerschnitt

Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit anderen Experimenten ist der totale Wirkungsquerschnitt einer Reaktion von besonderem Interesse. Da bei einer direkten Bestimmung aus Ereignisanzahl, Protonenzahlen und Luminosität auch die komplexen Akzeptanzeigenschaften des MOMO-Detektors mit beachtet werden müssten, wird der totale Wirkungsquerschnitt hier aus der Integration über die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Relativenergieverteilungen ermittelt, in denen die Akzeptanzen schon berücksichtigt sind.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ bei $Q = 35\text{MeV}$ ergibt sich so ein Wert von:

$$\sigma_{tot} = (7,5 \pm 1,0)nb$$

Dieser Wirkungsquerschnitt schließt die direkt produzierten Kaonen und diejenigen aus der ϕ -Produktion ein. An die Verteilung der Relativenergien T_{KK} (siehe Abbildung 6.1) wurden Kurven für die direkte Produktion der Kaonen und für die Gesamtproduktion angefügt. Aus dem Verhältnis der Flächeninhalte unter diesen Kurven lässt sich für die resonante Produktion aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ mit $\phi \rightarrow K^+ K^-$ ein Anteil von ca. 9% abschätzen. Hieraus ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\phi \rightarrow K^+ K^-} = (0,7 \pm 0,2)nb$$

Da nur 49,1% der ϕ -Mesonen in geladene Kaonen zerfallen (siehe [PDG98]), ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt der ϕ -Produktion bei $Q_\phi = 2,8\text{MeV}$:

$$\sigma_{\phi \rightarrow KK} = (1,4 \pm 0,4)nb$$

²Der Winkel ϑ_{He} bezeichnet den Winkel zwischen He -Impuls und Strahlachse im Schwerpunktsystem der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$.

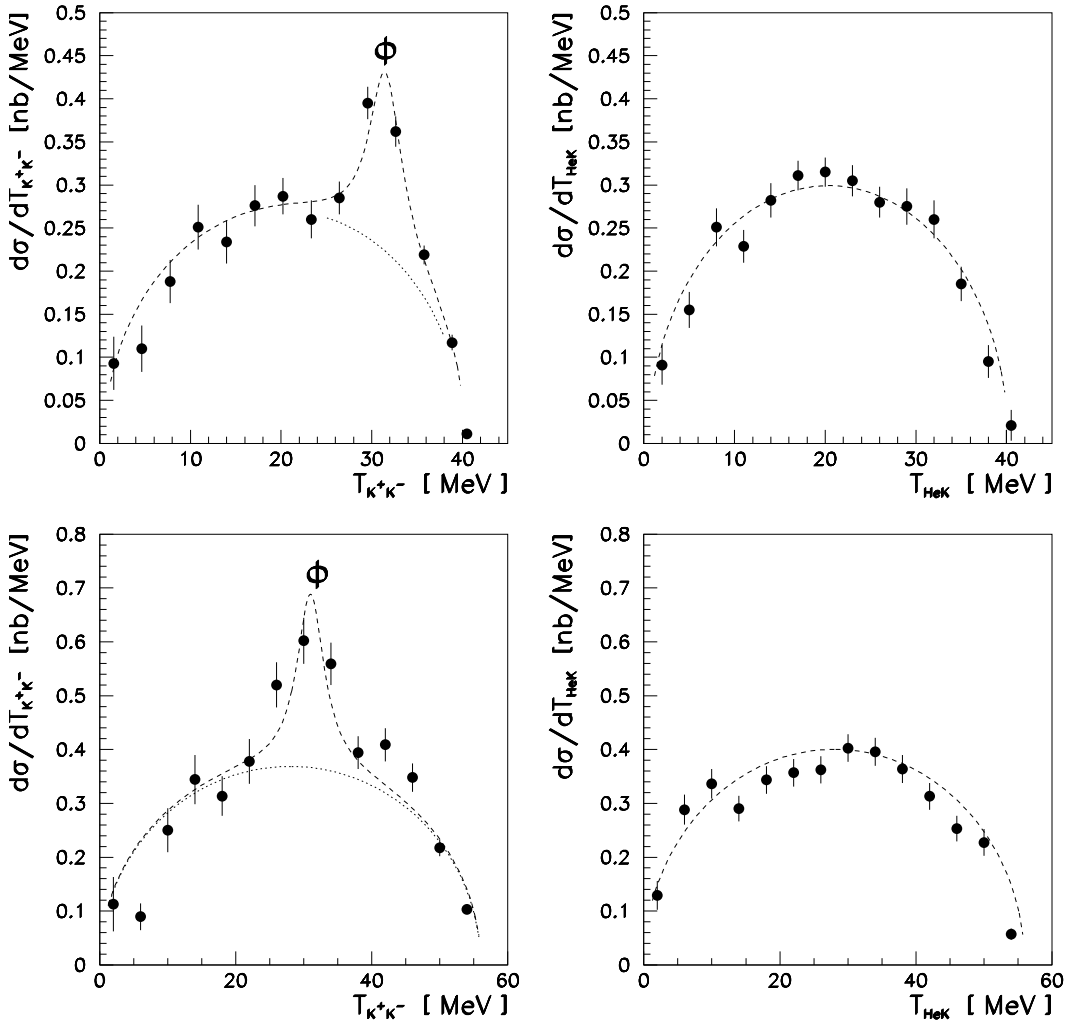


Abbildung 6.8: Relativenergieverteilungen $d\sigma/dT_{K^+K^-}$ und $d\sigma/dT_{HeK}$ bei $Q = 40\text{MeV}$ (oben) und $Q = 56\text{MeV}$ (unten)[IBAL00][MUNK01]

6.5 Vergleich mit früheren Ergebnissen

Die Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ bei $Q = 35\text{MeV}$ steht im Kontext einer Messreihe von mehreren Untersuchungen der Reaktion bei unterschiedlichen Energien nahe der Produktionsschwelle mit dem MOMO-Experiment. Auch wurde in früheren Messungen die Schwellenanregungsfunktion der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ gemessen, in der unter anderem auch die ϕ -Resonanz beobachtet wurde.

6.5.1 Schwellennahe Zwei-Kaonen-Produktion mit dem MOMO-Experiment

In den Jahren 1998 bis 2000 wurde die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ bereits bei Strahlimpulsen $p_p = 2585\text{MeV}/c$ ($Q = 40\text{MeV}$)[MUNK01] und $p_p = 2620\text{MeV}/c$

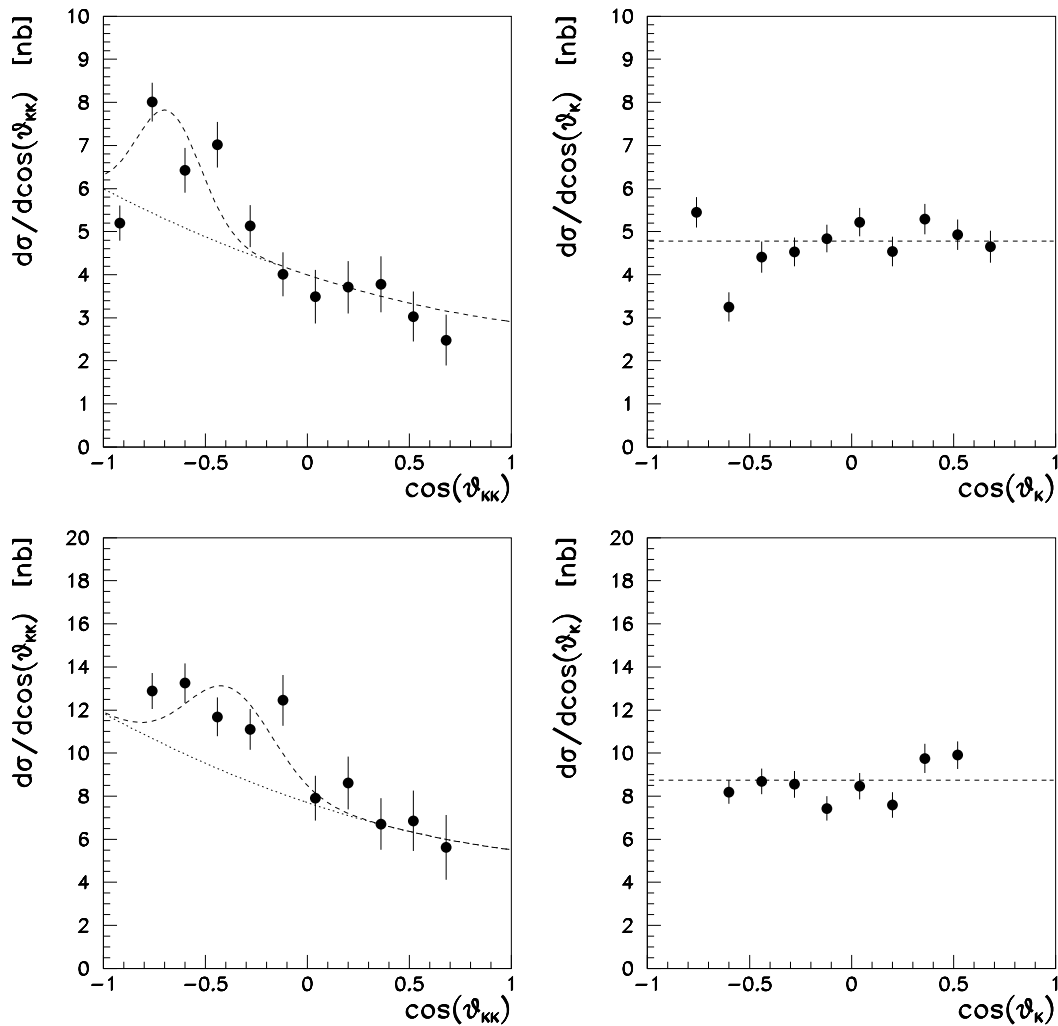


Abbildung 6.9: Winkelverteilungen bei $Q = 40 \text{ MeV}$ (oben) und $Q = 56 \text{ MeV}$ (unten)[IBAL00][MUNK01]

($Q = 56 \text{ MeV}$)[IBAL00] gemessen. In Abbildung 6.8 sind die Relativenergieverteilungen T_{HeK} und T_{KK} dargestellt. Die Spektren entsprechen dem erwarteten Phasenraumverlauf. In den T_{KK} -Spektren sind deutliche Erhöhungen im Bereich $T_{KK} = 32 \text{ MeV}$ erkennbar, die aus der Zwei-Kaonen-Produktion über die Φ -Resonanz stammen. Die Φ -Resonanz ist auch in der Verteilung der Relativwinkel zwischen den Kaonen zu erkennen (siehe Abbildung 6.9, links). Wie schon in Abschnitt 6.2 erwähnt, wandert die Erhöhung aus kinematischen Gründen mit zunehmender Überschussenergie Q in Richtung größerer $\cos(\vartheta_{KK})$.

In der Verteilung der Kaonenwinkel gegen die Strahlachse (Abbildung 6.9, rechts) ist im Vergleich zu der Messung bei $Q = 35 \text{ MeV}$ (Abbildung 6.2, rechts) innerhalb der Fehlergrenzen keine Anisotropie erkennbar. Im Gegensatz zu der Messung bei $Q = 35 \text{ MeV}$ wurde bei den vorherigen Messungen der Winkelbereich der ${}^3\text{He}$ und somit auch der ϕ -Mesonen

p_p [MeV/c]	2574	2585	2620
	$pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$		
Q [MeV]	35	40	56
$\sigma_{K^+K^-}$ [nb]	$7,5 \pm 1,0$	$8,7 \pm 1,0$	$16,1 \pm 1,9$
Q^2 -Verhältnis	0,77	: 1	: 1,96
$\sigma_{K^+K^-}$ -Verhältnis	$(0,78 \pm 0,13)$:	1	: $(1,83 \pm 0,24)$
	$pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ mit $\phi \rightarrow K^+ K^-$		
Q [MeV]	2,8	8	24
σ_ϕ [nb]	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,6$
\sqrt{Q} -Verhältnis	0,6	: 1	: 1,73
σ_ϕ -Verhältnis	$(0,75 \pm 0,35)$:	1	: $(1,55 \pm 0,74)$

Tabelle 6.1: Die totalen Wirkungsquerschnitte und deren Abhängigkeit zur Überschussenergie Q

gleichmäßiger abgedeckt. Unter der Annahme, dass das ϕ nur unter bestimmten Winkeln polarisiert erzeugt wird, kann es bei Abdeckung des vollständigen Winkelbereichs zu einer Mittelung des Effekts kommen. Um die Ergebnisse vergleichen zu können, müsste daher auf den gleichen Winkelbereich der ϕ -Mesonen, wie er bei $Q = 35\text{MeV}$ gemessen wurde, geschnitten werden.

Bisher wurden für die Messungen bei $Q = 40\text{MeV}$ und $Q = 56\text{MeV}$ noch keine Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem der Kaonen erzeugt. Hier wäre eine Abweichung vom Phasenraumverhalten, wie im Abschnitt 6.3 gezeigt, deutlicher zu erkennen. Daher ist eine Neuauswertung der Daten unter Einbeziehung des kinematischen Fits in Vorbereitung.

Bei einer 3-Teilchen-Reaktion, wie $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$, sollte bei reiner s-Wellen-Produktion der totale Wirkungsquerschnitt mit dem Quadrat der Überschussenergie Q ansteigen:

$$\sigma_{AB \rightarrow 123} \sim Q^2$$

Andererseits ist bei zwei Teilchen im Ausgangskanal, wie in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$, zu erwarten, dass bei phasenraumartigem Verlauf der Wirkungsquerschnitt proportional zur Wurzel der Überschussenergie Q ist:

$$\sigma_{AB \rightarrow 12} \sim \sqrt{Q}$$

Die bisher mit dem MOMO-Experiment gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte der Zwei-Kaonen-Produktion sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Außerdem sind dort die Verhältnisse der Q^2 - bzw. \sqrt{Q} -Werte und die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte dargestellt.

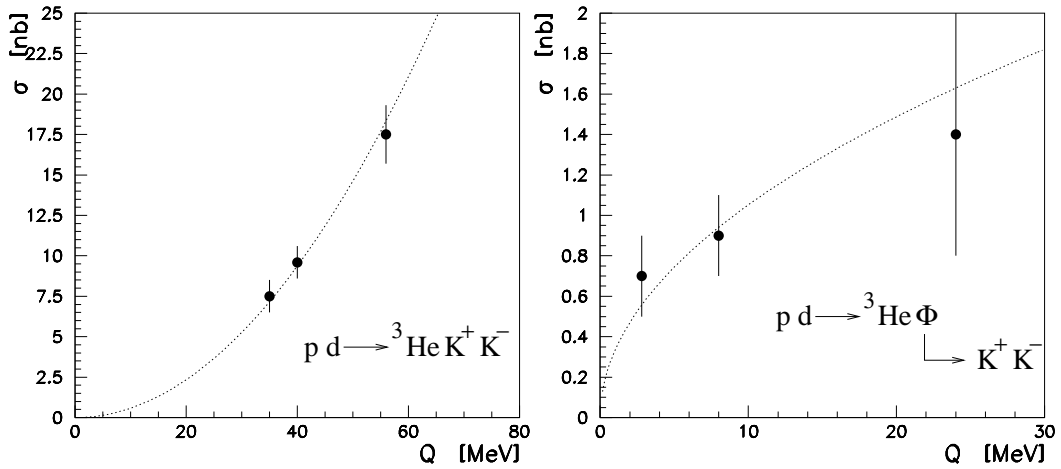


Abbildung 6.10: Totale Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ (links) und $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ (rechts). Eingezeichnet sind außerdem an die Messwerte gefittete Q^2 - bzw. \sqrt{Q} -Kurven. Erläuterungen siehe Text.

Im Rahmen der Fehler zeigt sich hierbei eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Phasenraumverhalten. Speziell in der 3-Teilchen-Reaktion wird die Q^2 -Abhängigkeit sehr deutlich (siehe auch Abbildung 6.10). Die Wirkungsquerschnitte der ϕ -Produktion wurden aus der Differenz des gesamten Wirkungsquerschnitts und des durch Anpassung einer Phasenraumfunktion bestimmten Wirkungsquerschnitts der direkten Produktion der Kaonenpaare berechnet. Aufgrund der hieraus resultierenden relativ großen Fehler des Wirkungsquerschnitts der ϕ -Produktion sind auch andere Abhängigkeiten von der Überschussenergie Q nicht auszuschließen.

6.5.2 Schwellennahe Φ -Produktion mit SPES 4 am SATURNE

Anfang der neunziger Jahre wurden am SPES 4 Magnetspektrometer des Laboratoire National SATURNE (LNS) Untersuchungen der *Schwellenanregungsfunktion* der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ durchgeführt [WURZ92][OEPE94]. Bei dieser Messung wurde das Spektrometer für jede Strahlenergie so eingestellt, dass es für die jeweils maximal erzeugbare Masse X empfindlich ist. Hierdurch wird erreicht, dass das Spektrometer an den Mesonen-Produktionsschwellen eine maximale Akzeptanz von annähernd 4π besitzt.

In Abbildung 6.11 ist ein Ergebnis für den Energiebereich $1,64\text{GeV} < T_p < 1,84\text{GeV}$ dargestellt. Hier ist speziell die bei $T_p = 1,797\text{GeV}$ deutlich erkennbare ϕ -Resonanz von Interesse.

Aus der Messung konnte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der ϕ -Produktion aus der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ folgender Wert bestimmt werden [WURZ92]:

$$\frac{d\sigma_\phi}{d\Omega^{CM}} = (0,030 \pm 0,004) \text{nb/sr}$$

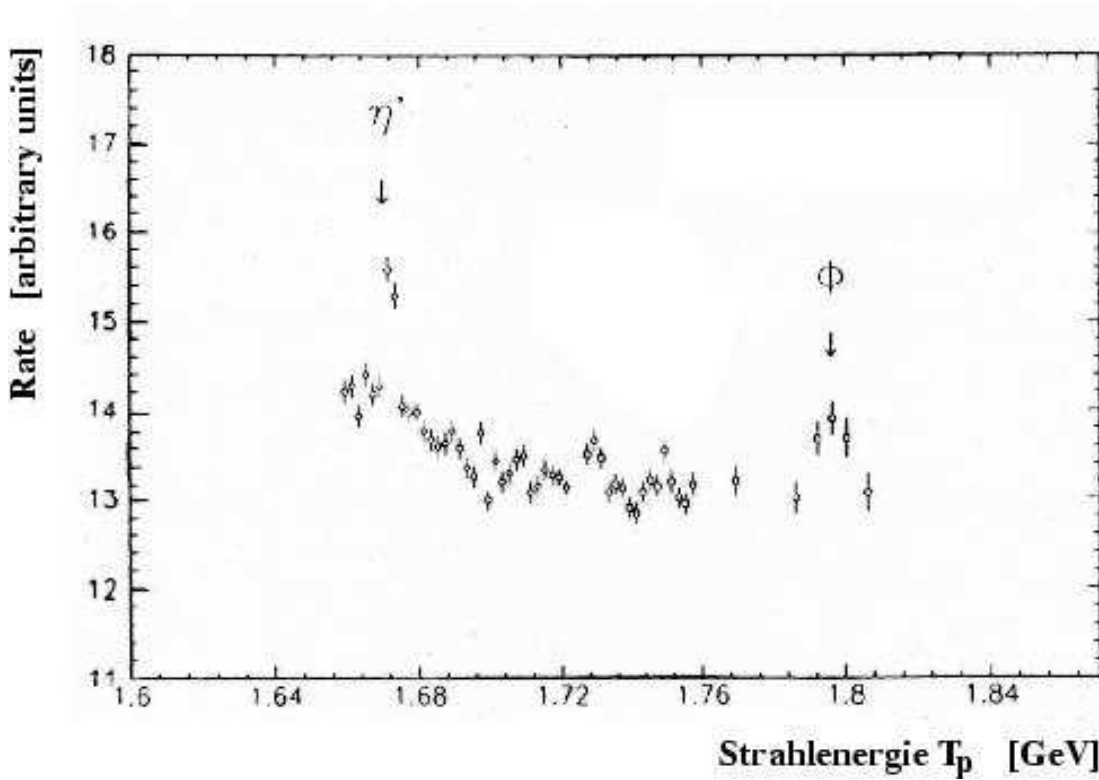


Abbildung 6.11: Die Schwellenanregungsfunktion in der Nähe der ϕ -Schwelle[OEPE94]

$Q [MeV]$	0,4	2,8	8	24
$\frac{d\sigma_\phi}{d\Omega^{CM}} \frac{nb}{sr}$	$0,030 \pm 0,004$	$0,111 \pm 0,032$	$0,143 \pm 0,032$	$0,223 \pm 0,092$
$\frac{ \vec{p}_\phi^{CM} }{ \vec{p}_p^{CM} }$	$\frac{24,0}{1258,3} = 0,019$	$\frac{67,3}{1260,3} = 0,053$	$\frac{110,7}{1263,5} = 0,088$	$\frac{190,8}{1276,1} = 0,149$
$ f_\phi ^2 \frac{nb}{sr}$	$1,58 \pm 0,21$	$2,08 \pm 0,60$	$1,63 \pm 0,34$	$1,49 \pm 0,61$

Tabelle 6.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der ϕ -Produktion bei verschiedenen Überschussenergien Q und die hieraus bestimmten Amplitudenquadrate.

Bei dieser Messung betrug der Schwerpunktimпульs im Mittel $|\vec{p}_\phi^{CM}| = 24 MeV/c$, dies entspricht einer Überschussenergie von $Q \approx 0,4 MeV$. In [WURZ96] wurde der Wirkungsquerschnitt zur Bestimmung des spin-gemittelten Streuamplitudenquadrat herangezogen:

$$|f_\phi|^2 = \left| \frac{\vec{p}_{ein}^{CM}}{\vec{p}_{aus}^{CM}} \right| \cdot \frac{d\sigma_\phi}{d\Omega^{CM}}$$

In Tabelle 6.2 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Messungen am LNS und am MOMO-Experiment und die hieraus bestimmten Streuamplitudenquadrate $|f_\phi|^2$ dargestellt. Innerhalb der Fehlergrenzen ist $|f_\phi|^2$ konstant. Eine gewichtete Mittelwertbildung ergibt $|f_\phi|^2 = (1,6 \pm 0,2) nb/sr$. Das konstante Streuamplitudenquadrat $|f_\phi|^2$ ist ein weiterer deutlicher Hinweis auf reines Phasenraumverhalten, also s-Wellen-Produktion, der

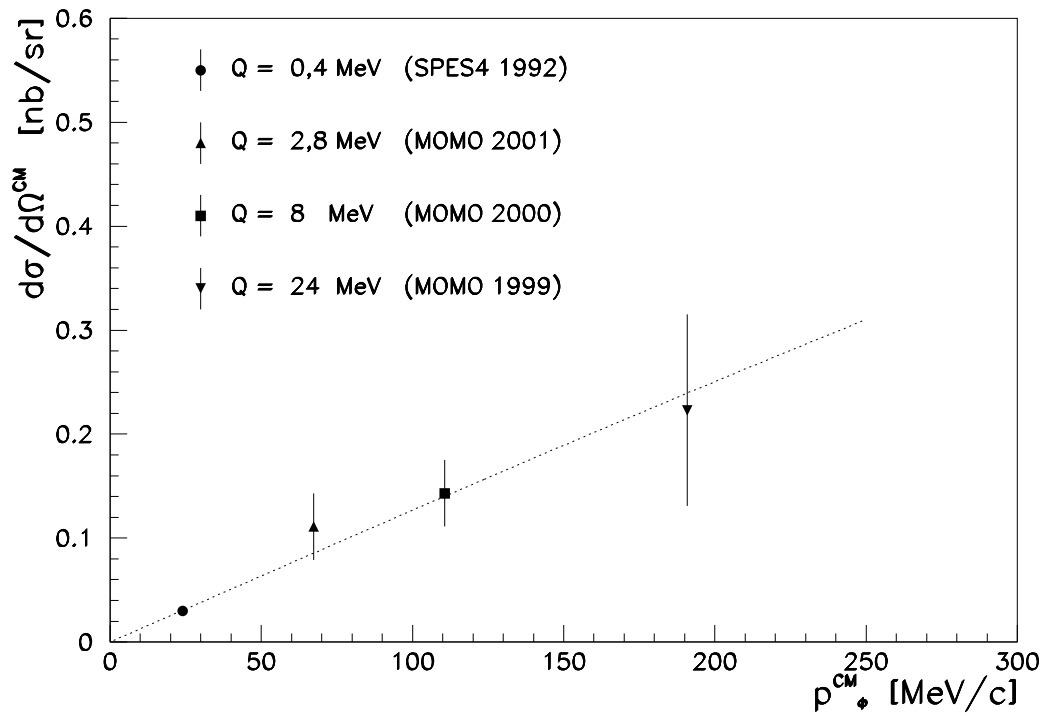


Abbildung 6.12: Differentielle Wirkungsquerschnitte der ϕ -Produktion in Abhängigkeit vom ϕ -Schwerpunktimpuls. Für die eingezeichnete Kurve wurde ein Wert von $|f_{\phi}^2| = 1,6 \text{ nb/sr}$ verwendet.

ϕ -Erzeugung. Dies ist konsistent mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.1 und 6.5.1.

In Abbildung 6.12 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der ϕ -Produktion gegen den ϕ -Schwerpunktimpuls p_{ϕ}^{CM} aufgetragen. Für die eingezeichnete Kurve wurde ein konstantes $|f_{\phi}^2|$ von $1,6 \text{ nb/sr}$ angenommen. Auch hier ist erkennbar, dass ein konstantes $|f_{\phi}^2|$ im Einklang mit den Messergebnissen steht.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Untersuchungsgegenstand des MOMO-Experiments ist die schwellennahe und exklusive Messung der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$. Hierzu nutzt das Experiment den externen Strahl des Beschleunigers COSY des Forschungszentrums Jülich. Zentrale Bestandteile des Experiments sind der hochgranulare Vertexdetektor bestehend aus 672 szintillierenden Fibern zur Messung der Mesonentrajektorien und das Magnetspektrometer *BigKarl* mit den Driftkammern zur Bestimmung des Heliumimpulses. Die geringe Emittanz des COSY-Strahls erlaubt den Einsatz eines kleinen Targets von 6mm Durchmesser und 4mm Länge und somit eine gute Festlegung des Reaktionsortes. Aufgrund der dennoch hohen Flächenbelegungsichte des Flüssig-Deuterim-Targets von $N_f/F = 2,1 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2}$ und des Strahlstroms von bis zu $10^{10} \text{Protonen/s}$ im externen Strahl ist mit diesem Aufbau die Messungen von Wirkungsquerschnitten bis in den nb -Bereich möglich. Vor der Messung der Zwei-Kaonen-Produktion wurde der Detektor durch ein segmentiertes Szintillatorhodoskop ergänzt, mit dem insbesondere die Mesonenidentifikation verbessert wurde.

Die Datenanalyse des MOMO-Experiments wurde um einen kinematischen Fit erweitert. Durch diesen Fit ist es möglich, die Messfehler der einzelnen Detektorkomponenten besser in der Analyse zu berücksichtigen. In einer zu definierenden Gütefunktion χ^2 , die in diesem Fall im Wesentlichen der Impulserhaltung entspricht, werden die gemessenen Impulskomponenten und ihre Messfehler mit den rekonstruierten Impulsen des Ausgangskanals in Beziehung gesetzt. Durch eine Minimierung der Gütefunktion wird der Gesamtfehler, und somit der resultierende Impulsfehler, verkleinert. Da der Wert, der sich mit Hilfe der Gütefunktion bestimmen lässt, gleichzeitig ein Maß für die Einhaltung des verwendeten Modells ist, lassen sich hierdurch die Ereignisse auf ihre 'Vertrauenswürdigkeit' überprüfen. In diesem speziellen Fall bedeutet es, dass die detektierten Teilchen auch wirklich aus der jeweils untersuchten Reaktion stammen. Da die Verteilung der Gütefunktion χ^2 für eine bestimmte Anzahl von Freiheitsgrade, die der Differenz zwischen gemessenen und durch den Fit angepassten Parametern entsprechen, bei statistisch verteilten Fehlern eine jeweils charakteristische Form annimmt, zeigen sich falsch abgeschätzte Messfehler oder systematische Fehler der Messung als deutlich Abweichungen vom erwarteten Verlauf der Verteilung. Hierdurch lassen sich auch die Messfehler besser beurteilen.

Bis 1997 wurde mit dem MOMO-Experiment die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ bei mehreren Strahlimpulsen untersucht. Die gemessenen Spektren zeigten trotz der Schwellennähe deutliche Abweichungen vom erwarteten Phasenraumverlauf. Insbesondere die Verteilungen der Relativenergie $T_{\pi\pi}$ zeigen im Bereich kleiner Energien eine Unterdrückung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bzw. eine Erhöhung im Bereich höherer $T_{\pi\pi}$. Auch die Winkelverteilungen zeigen eine Anisotropie, die bisher nur durch eine dominante p-Wellen-Beimischung erklärt werden kann. Die parallel durchgeführten inklusiven Messungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0 \pi^0$ zeigen keine derartigen Abweichungen vom Phasenraumverhalten,

so dass ein Ladungsaustausch $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ als Erklärung wahrscheinlich ausgeschlossen werden kann. Ein möglicher Erklärungsansatz wäre die Produktion der Pionen-Paare über den niederenergetische Arm der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \rho^0$. Eine endgültige Erklärung der Messergebnisse steht jedoch noch aus.

1998 wurde die Untersuchung der schwelennahen Produktion von Mesonen mit der Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ fortgesetzt. Durchgeführt wurden die Messungen bei Strahlimpulsen p_p von $2620\text{MeV}/c$, $2585\text{MeV}/c$ und $2574\text{MeV}/c$. Für die jeweiligen Überschussenergien ergeben sich hieraus die Werte $Q = 56\text{MeV}$, $Q = 40\text{MeV}$ bzw. $Q = 35\text{MeV}$. Die Impulse sind ausreichend, um neben der direkten Zwei-Kaonen-Produktion auch diejenige über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ zu messen. Insgesamt konnten in diesen Messungen fast 4500 Ereignisse eindeutig rekonstruiert werden. Die gemessenen Verteilungen der Relativenergien T_{KK} und T_{HeK} zeigen eine gute Übereinstimmung mit den bei schwelennaher Messung zu erwartenden s-Wellen-Produktion. In den T_{KK} -Spektren sind eindeutige Signale der ϕ -Produktion bei $T_{KK} = 32\text{MeV}$ zu erkennen. Auch in den bei den Strahlimpulsen $2620\text{MeV}/c$ und $2585\text{MeV}/c$ aufgenommenen Winkelverteilungen zeigen sich keine Abweichungen vom Phasenraumverhalten. Bei der Messung mit $p_p = 2574\text{MeV}/c$ ist allerdings in der Verteilung der CM-Winkel der Kaonen gegen die Strahlachse eine leichte Anisotropie zu erkennen. Um diese genauer zu untersuchen, wurden die Kaonenwinkel im KK-Ruhesystem betrachtet. Hierbei zeigte sich im Gottfried-Jackson-System, in dem als Bezugsachse die Flugrichtung des Protons im KK-Schwerpunktsystem festgelegt ist, eine deutliche \cos^2 -Anhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Durch einen Schnitt der Daten auf den Massenbereich des ϕ -Mesons wurde in dieser Verteilung die \cos^2 -Abhängigkeit noch verstärkt. Daher kann der ϕ -Zerfall als Ursache der Anisotropie angenommen werden. Diese wird erklärbar, wenn man annimmt, dass das ϕ -Meson in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \phi$ bezüglich der z-Achse des GJ-Systems polarisiert erzeugt wurde. Die \cos^2 -Abhängigkeit deutet hierbei auf den Zustand $m = 0$ hin. Zu beachten ist, dass in der Strahlzeit, in der diese Daten aufgenommen wurden, aufgrund der ausgewählten Settings vorwiegend rückwärts gestreute ϕ -Mesonen gemessen wurden. Dies könnte der Grund sein, dass bei den vorherigen Zwei-Kaonen-Messungen die Anisotropie nicht gesehen wurde, da bei den Messungen mit $p_p = 2620\text{MeV}/c$ bzw. $2585\text{MeV}/c$ der Raumwinkelbereich besser abgedeckt wurde. Es ist daher geplant, diese Daten in Hinblick auf die Winkelverteilungen im KK-Schwerpunktsystem nochmals auszuwerten.

Da seit Beginn dieses Jahres der Deuteronenstrahl am COSY-Beschleuniger zur Verfügung stand, ist mit dem MOMO-Experiment im Frühjahr 2002 ein weiteres Mal die Zwei-Pionen-Produktion untersucht worden. Durch die Messung der Reaktion $dp \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ mit einer im Vergleich zu der früheren Messungen inversen Kinematik verbesserte sich die Detektorakzeptanz um das ca. 10fache. Da außerdem in der Zwischenzeit die Strahlintensität des COSY-Strahls deutlich erhöht werden konnte, war es möglich, Daten noch näher an der Zwei-Pionen-Schwelle mit ausreichender Statistik aufzunehmen. Eine erste Messung wurde bei einem Strahlimpuls $p_d = 2118\text{MeV}/c$ ($Q = 28\text{MeV}$) durchgeführt. Eine Messung mit $Q = 28\text{MeV}$ wurde auch schon in den früheren Messungen mit $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ aufgenommen. Abbildung 7.1 zeigt die Verteilungen der Relativenergie T_{KK} bei $Q = 28\text{MeV}$ aus der früheren Messung und aus einer vorläufigen Auswertung der Daten mit inverser

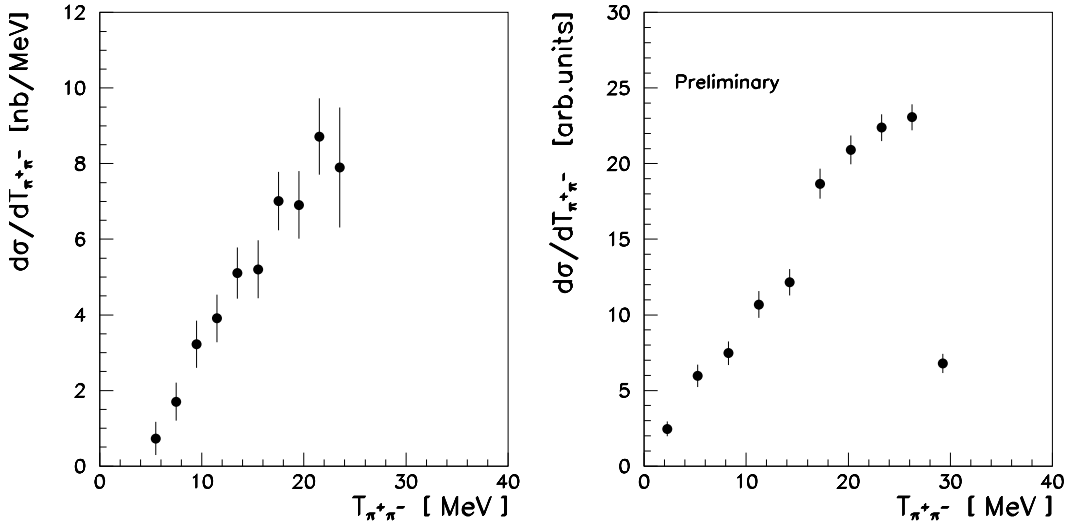


Abbildung 7.1: Verteilung der Relativenergien $T_{\pi\pi}$ bei $Q = 28\text{MeV}$. Das linke Spektrum zeigt die Ergebnisse aus der Messung mit der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ [BOHL98], auf der rechten Seite sind die vorläufigen Ergebnisse aus $d p \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ dargestellt. Erläuterungen siehe Text.

Kinematik. Die Abweichungen im Vergleich zum Phasenraumverhalten werden auch mit der neuen Messung deutlich bestätigt. Zur Ergänzung der Messreihe wurden auch Messungen bei $p_d = 2028\text{MeV}/c$ und $2010\text{MeV}/c$ durchgeführt. Diese liegen mit $Q = 8\text{MeV}$ bzw. 4MeV nur knapp oberhalb der Zwei-Pionen-Produktionsschwelle. Die Daten der Messungen mit inverser Kinematik befinden sich zur Zeit in Auswertung.

Zur Überprüfung der ρ^0 -Hypothese als Grund für die p-Wellen-Dominanz wäre eine Untersuchung der Reaktion $d d \rightarrow {}^4\text{He} \pi^+ \pi^-$ wünschenswert, da in dieser Reaktion die Erzeugung des ρ^0 -Mesons mit Isospin 1 aufgrund der Isospinerhaltung verboten ist. Wenn die gemessenen Abweichungen vom Phasenraumverhalten im ρ^0 -Zerfall begründet liegen, dürften diese in der Reaktion $d d \rightarrow {}^4\text{He} \pi^+ \pi^-$ nicht mehr auftreten.

Literatur

- [ABAS61] A. Abashian, N. Booth und K. Crowe, *Anomaly in Meson Production in pd Collisions*, *Phys. Rev. Lett.* 7 (1961) S. 35
- [ABAS63] A. Abashian, N. Booth und K. Crowe, *Meson Production in $p + d$ Collisions and the $I = 0$ π - π -Interaction, I-IV*, *Phys. Rev.* 132 (1963) S. 2296
- [BANA73] J. Banaigs et al., *ABC and DEF-Effects in the Reaktion $dp \rightarrow {}^3He e(mm)^0$* , *Nucl. Phys. B67*, (1973) S. 1
- [BAV98] S. Bavink, *Aufbau eines segmentierten Kammerhodoskops für das MOMO-Experiment an COSY*, *Diplomarbeit, ISKP Bonn*, 1998
- [BELL95] F. Bellemann, *Simulationen für das MOMO-Experiment*, *Diplomarbeit, ISKP Bonn*, 1995
- [BELL99] F. Bellemann et al., *Pion-pion p-wave dominance in the $pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$ reaction near threshold*, *Phys. Rev. C60*, 61002 (1999)
- [BELL02] F. Bellemann, *Dissertation in Vorbereitung, ISKP Bonn*, 2002
- [BERG88] J. Berger et al., *Identification of the $d+d \rightarrow {}^3He \eta$ Reaction very near Threshold*, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) S. 919
- [BERG92] C. Berger, *Teilchenphysik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1992
- [BERG97] A. Berg, *Exklusive Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$ am COSY-MOMO Experiment*, *Dissertation, ISKP Bonn*, 1997
- [BOHL94] G. Bohlscheid, *Entwicklung eines Startdetektors für das Experiment MOMO an COSY*, *Diplomarbeit, ISKP Bonn*, 1994
- [BOHL98] G. Bohlscheid, *Exklusive Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$ 28 MeV oberhalb der Schwelle*, *Dissertation, ISKP Bonn*, 1998
- [ELLI00] J. Ellis et al., *Hadronic probes of the polarized intrinsic strangeness of the nucleon*, *Nucl. Phys. A673* (2000) S.256
- [GARD99] A. Gårdestig et al., *Structure in two-pion production in the $dd \rightarrow \alpha X$ reaction*, *Phys. Rev. C 59* (1999) S. 2608
- [GOTT64] K. Gottfried und J. D. Jackson, *On the Connection between Production Mechanism and Decay of Resonances at High Energies*, *Nouvo Cimento* 33 (1964) S. 309

- [HENR95] Ch. Henrich, *Datenaufnahme und erste Messungen des MOMO Experiments*, Dissertation, ISKP Bonn, 1995
- [IBAL00] R. Ibal, *Erste Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ mit dem MOMO-Experiment an COSY*, Dissertation, ISKP Bonn, 2000
- [IIZU66] J. Iizuka, *A Systematics and Phenomenology of Meson Family*, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* 37&38, (1966) S.21
- [JAHN91] R. Jahn, *Near threshold two meson production in hadronic fusion reactions*, *Particles And Fields Series* 41, 1991, S. 308, 1991
- [JOOS96] R. Joosten, *Aufbau und Inbetriebnahme eines hochgranularen Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das Experiment MOMO an COSY — Erste Ergebnisse zur Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$* , Dissertation, ISKP Bonn, 1996
- [LEO94] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2nd Edition, 1994
- [LIND89] V. Lindenstruth, *TDAS-Temporary Data Acquisition System*, GSI internal report, GSI Darmstadt, 1989
- [MAIE93] R. Maier, *Zwischen Teilchenphysik und Kernphysik*, *Physikalische Blätter* 49 (1993) Nr. 12, S. 1089
- [MUNK97] J. Munkel, *Untersuchungen zu Abbildungseigenschaften und Akzeptanz des Magnetspektrometers BIG KARL im Rahmen des MOMO-Experiments*, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1997
- [MUNK01] J. Munkel, *Exklusive Messung schwelennaher Mesonen-Produktion in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+ K^-$ am COSY-MOMO Experiment*, Dissertation, ISKP Bonn, 2001
- [MUSI88] G. Musiol, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH, Weinheim u.a., 1988
- [OEPE94] T. v. Oepen, *Messung der Mesonenproduktion in der Nähe der Schwelle mittels der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He} \omega$ am Magnetspektrometer SPES4*, Dissertation, ISKP Bonn, 1994
- [OKUB63] S. Okubo, *φ -meson and unitary symmetry model*, *Phys. Lett.* 5 (1963) S.165
- [OKUB77] S. Okubo, *Consequences of quark-line (Okubo-Zweig-Iizuka) rule*, *Phys. Rev. D* 16 (1977) S.2336 und darin enthaltene Referenzen
- [PAW91] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, and P. Zancarini, *PAW users guide*, Program Library Q121, CERN Geneva, 1991
- [PDG98] Particle-Data-Group, C. Caso et al., *Eur. Phys. J. C* 3, 1 (1998), see also <http://pdg.lbl.gov>, 1998
- [PFT86] W.H. Press, B.P. Flannary, S.A. Teukolsky and W.T. Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, 1986

- [PLOU88] F. Plouin et al., *Threshold Production: η and π^0 Beams at Saturne*, proceedings of the workshop on Production and Decay of Light Mesons, Paris, March 1988, World Scientific, Singapore, 1988, S. 114
- [PRAH00] D. Prasuhn et al, *Electron and stochastic Cooling at COSY*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 441 (2000) S. 167
- [RISS73] T. Risser et al., *Anomalous Enhancements in Multiple-Pion Production with Deuterons*, Phys. Lett. B43 (1973) S. 68
- [ROHD97] H. Rohdjeß, *A Kinematic Fit for the EDDA Experiment*, EDDA internal report 97-02, ISKP Bonn, 1997
- [ROSS94] P. v. Rossen, *Abbildungsmatrix von BigKarl*, IKP internal report, Forschungszentrum Jülich, 1994
- [ROTZ00] S. v. Rotz et al., *Higher order two step mechanism in nucleon antinucleon annihilation and the OZI rule*, Eur. Phys. J. A7, (2000) S.261
- [SCHN98] H. Schnitker, *Aufbau und Entwicklung zweier Monitore zur Bestimmung von Primärstrahleigenschaften für das Experiment MOMO an COSY*, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1998
- [SCHO96] K. Scho, *Das LD_2 -Target des MOMO-Experiments und exklusive schwellennahe Messung der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$* , Dissertation, ISKP Bonn, 1996
- [SCHW94.1] F. Schwandt, *TDAS ISKP User's Guide*, ISKP Internal Report, ISKP Bonn, 1994
- [SCHW94.2] F. Schwandt, *YODA User's Guide*, ISKP Internal Report, Universität Bonn, 1994
- [SMIR92] J. Smirsky, *Construction and test of focal plane drift chambers for the magnetic spectrograph BigKarl*, report ISKP and Institute of Physics, Jagellonian University, Cracow, 1992
- [WILK92] C. Wilkin, *Hadronproduction of Light Mesons near Threshold*, Proceeding of the Journées d'Etude SATURNE 6 (JES6), Mont St. Odile, 1992
- [WILK97] C. Wilkin, *A study of the $pd \rightarrow {}^3He \pi^+ \pi^-$ reaction and comparison with the MOMO experiment*, private Mitteilung, University College London, 1997
- [WURZ92] R. Wurzinger, *Inklusive Messung der Schwellenanregungsfunktion in der $pd \rightarrow {}^3He X$ Reaktion und der ω Produktion weit oberhalb der Schwelle in der $pd \rightarrow {}^3He \omega$ Reaktion*, Dissertation, ISKP Bonn, 1992
- [WURZ96] R. Wurzinger et al., *Observation of η' and Φ meson production very close to threshold in the $pd \rightarrow {}^3He X$ Reaction*, Physics Letters B 374 (1996)
- [WURZ99] R. Wurzinger et al., *Study of the ABC enhancement in the $\vec{d}d \rightarrow \alpha X^0$ reaction*, Physics Lett. B 445 (1999) S. 423

[ZWEI64] G. Zweig, *An SU3 model for strong interaction symmetry and its breaking*,
CERN Report No. TH412, 1964

Abbildungsverzeichnis

1.1	Nonett der pseudoskalaren und Vektor-Mesonen	6
1.2	Diff. Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He}X^0$ und $pd \rightarrow {}^3\text{H}X^+$	7
1.3	Diff. Wirkungsquerschnitt für die Produktion des ABC-Effekts	8
1.4	Diff. Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pd \rightarrow {}^3\text{He}X$	9
1.5	Empirisches 3-Teilchen-Modell	9
1.6	Diff. Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+\pi^-$	11
2.1	Die Impulsrekonstruktion	14
2.2	Der COSY-Beschleuniger	15
2.3	Der MOMO-Experimentaufbau	16
2.4	Die Streukammer	17
2.5	Der Vertexdetektor	18
2.6	Die Driftkammer	20
2.7	Die Strahlmonitore	21
2.8	Der Haupttrigger	23
2.9	Der Monitortrigger	24
3.1	Lorentzboost	28
3.2	Kinematik der Reaktion	29
3.3	Detektorakzeptanz	30
3.4	Spektrometereinstellung	31
3.5	Gemessene Winkelakzeptanzen des <i>BigKarl</i>	32
3.6	Simulierte Winkelakzeptanzen des <i>BigKarl</i>	33
4.1	Ergebnisse des kinematischen Fits	38
5.1	ΔE -TOF-Spektrum	41
5.2	Der Abweichungswinkel η	42
5.3	Vertexdetektormultiplisitäten	43
5.4	Relativenergie T_{KK1} vs. T_{KK2}	44
5.5	Kaonenseparation	45
5.6	χ^2 -Verteilungen	46

5.7	Energieerhaltung ΔE und Koplanarität η	46
5.8	Verteilung der Relativenergien T_{KK} (ohne Akzeptanzkorrektur)	47
5.9	Kalibrierungsgeraden	48
6.1	Relativenergieverteilungen bei $Q = 35MeV$	52
6.2	Winkelverteilungen der Kaonen bei $Q = 35MeV$	53
6.3	Winkelverteilung des 3He bei $Q = 35MeV$	54
6.4	Koordinatensysteme im KK -System	55
6.5	Winkelverteilungen der Kaonen bei $Q = 35MeV$ im KK -System	55
6.6	Auf ϕ -Bereich geschnittene Winkelverteilungen im KK -System	56
6.7	Auf ϕ -Bereich und Heliumwinkel geschnittene Winkelverteilungen der Kaonen im KK -System	56
6.8	Relativenergieverteilungen bei $Q = 40MeV$ und $Q = 56MeV$	58
6.9	Winkelverteilungen bei $Q = 40MeV$ und $Q = 56MeV$	59
6.10	Totale Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von Q	61
6.11	Die Schwellenanregungsfunktion in der Nähe der ϕ -Schwelle	62
6.12	Differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom ϕ -Schwerpunktimpuls	63
7.1	Verteilung der Relativenergien $T_{\pi\pi}$ bei $Q = 28MeV$	66

Danksagung

An dieser Stelle danke ich

Herrn Prof. Dr. R. Maschuw und Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn durchführen zu können,

Herrn Priv. Doz. Dr. R. Jahn, unter dessen Leitung die Arbeit entstand, für Unterstützung in allen Belangen,

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

den Mitarbeitern am Beschleuniger COSY in Jülich, insbesondere den Herren Dr. P. v. Rosen, J. Engel, Dr. R. Tölle, Prof. Dr. R. Maier, Dr. D. Prasuhn, S. Abd el Samad und M. Abd el Bary,

ganz besonders den Mitgliedern der Arbeitsgruppe, F. Bellemann, Dr. A. Berg, Dr. G. Bohl-scheid, Dr. R. Ibal, Dr. R. Joosten und Dr. J. Munkel für ihre vielfältige Hilfe und kolle-giale Atmosphäre,

meiner Freundin Katinka Stöffler für Unterstützung, Zuspruch und Verständnis und nicht zuletzt meinen Eltern, die mir das Studium der Physik überhaupt erst ermöglicht haben.

