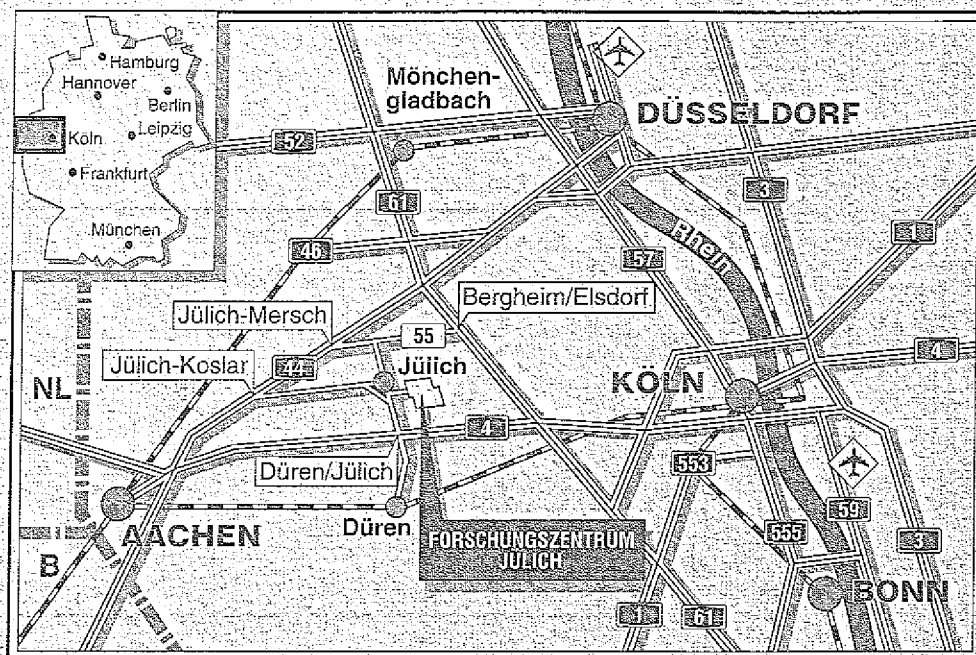


Institut für Kernphysik

Selektive Anregung von Nukleon- Resonanzen mit Alpha-Teilchen

Volkmar Gerhard Jaeckle



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3099

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3099

D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Selektive Anregung von Nukleon- Resonanzen mit Alpha-Teilchen

Volkmar Gerhard Jaeckle

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

1960

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden inklusive Experimente zur Anregung der Roper-Resonanz $N^*(1440 \text{ MeV})$ in der inelastischen α -Streuung an den Kernen ^2H und ^{12}C vorgestellt. Die Messungen wurden mit dem α -Strahl des SATURNE Beschleunigers bei einer kinetischen Energie von 4.2 GeV durchgeführt. In den Energiespektren wurden zwei Effekte beobachtet, die als Projektilanregung und Targetanregung der Roper-Resonanz interpretiert wurden. Die extrahierten Spektren zeigen breitere Strukturen als die Messungen am Nukleon, diese Unterschiede werden durch den Effekt der Fermi-Bewegung der Nukleonen in den Kerntargets quantitativ wiedergegeben.

Die Anregungsenergie der Roper-Resonanz kann mit der Größe des Nukleons in Verbindung gebracht werden. Die Untersuchung dieser Anregung im Kernmedium erlaubt daher die Bestimmung der relativen Größe des Nukleons im Kern (swelling oder shrinking). Experimentell wurde keine Verschiebung zu niedrigen Energien beobachtet, d.h. eine Vergrößerung des Nukleonradius im Kern kann ausgeschlossen werden. Im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten ist jedoch eine Verschiebung zu höheren Energien um 20 MeV möglich; dies könnte auf eine Verkleinerung des Nukleonradius im nuklearen Medium hinweisen.

Genaue Details der verschiedenen Reaktionsgraphen können nur in exklusiven Experimenten untersucht werden. Diese werden kurz vorgestellt, sie sind am SATURNE mit dem neuen SPES $4-\pi$ Detektorsystem geplant.

Monte-Carlo-Rechnungen zu den geplanten COSY-Experimenten (COSY16) belegen die Durchführbarkeit der Messung einer möglichen Monopolanregung der zweiten P_{11} -Resonanz $N^*(1710 \text{ MeV})$. Es konnte gezeigt werden, daß dieses Experiment die besonderen Eigenschaften des COSY-Strahls ausnutzt und mit einer Grundversion des TOF-Flugzeitspektrometers durchgeführt werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Messungen am SPES 4	15
2.1	Der SATURNE Beschleuniger	15
2.2	Das SPES 4 Spektrometer	15
2.3	Das Detektorsystem	17
2.4	Das Strahlmonitorsystem	19
2.5	Elektronik und Datenaufnahme	20
3	Datenanalyse	23
3.1	Reduzierung des Untergrunds	23
3.2	Synthese der Einzelspektren	25
3.3	Weitere Untergrundeliminierung	26
4	Interpretation der Daten	29
4.1	Simulation der Projektilanregung	30
4.2	Simulation der Targetanregung	34
4.3	Experimentelle Ergebnisse	36
4.4	Diskussion der Ergebnisse	37
4.5	Exklusive Experimente mit dem SPES 4- π Detektor	40
5	Das COSY 16 Proposal	45
5.1	Kinematik der Reaktion und Meßprinzip	46
5.2	Aufbau des Flugzeitspektrometers	48
5.3	Das Flüssig-Helium-Target	51
5.4	Die Halbleiterzähler und der Vertexdetektor	54
5.5	Simulationen und deren Ergebnisse	56
A	Experimentelle Spektren	63
	Literaturverzeichnis	73

Kapitel 1

Einleitung

Die Quantenchromodynamik (QCD) wird in der modernen Physik als die fundamentale Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung angesehen [MP78] [BBJ83]. Ihr Erfolg stützt sich dabei hauptsächlich auf zwei Tatsachen:

- Sie trägt der allgemeinen Auffassung Rechnung, daß jede der fundamentalen Wechselwirkungen (mit Ausnahme der Gravitation) durch eine quantisierte, renormierbare Eichfeldtheorie beschrieben werden soll.
- Aufgrund der nicht-abelschen Struktur der Eichgruppe $SU(3)_F$ liefern die Renormierungsgleichungen eine asymptotische Theorie, d.h. für sehr hohe Impulse q geht die effektive starke Kopplungskonstante $\alpha_S(q^2)$ gegen Null. Für Impulse $q^2 > 1 - 10 \text{ GeV}$ können perturbative Methoden, wie man sie zum Beispiel aus der Quantenelektrodynamik (QED) kennt, angewendet werden [Shu86]. Deren Ergebnisse stehen mit der Phänomenologie in gutem Einklang.

Bei der Beschreibung der hadronischen Grundzustände und deren niederenergetischen Anregungen ($q^2 \approx 0.1 - 1 \text{ GeV}$) versagt jedoch die Störungstheorie wegen der Zunahme von α_S bei kleinen Impulsen. Die Tatsache, daß im Quark-Gluon-Spektrum nur Farbsingulette beobachtet werden (Confinement), deutet sogar auf eine unendlich hohe Kopplung im Niederenergiebereich hin.

Zwar besteht die Möglichkeit, durch Anwendung von Gittereichtheorien sich Informationen über die QCD in diesem Energiebereich zu verschaffen, aber verlässliche quantitative Aussagen über die Eigenschaften der hadronischen Grundzustände konnten bisher wegen der extrem langen Rechenzeiten nicht erreicht werden.

Aus diesem Grund greift man auf verschiedene effektive Modelle zurück, die zum Teil bereits lange vor der QCD (~ 1960) entwickelt wurden. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß die Wechselwirkung zwischen den Quarks durch effektive Felder beschrieben werden, ohne jedoch dabei den Anforderungen einer Eichtheorie zu genügen.

Die wichtigsten Modelle zur Beschreibung des Nukleons lassen sich in 3 große Gruppen einteilen:

1. Constituent-Quark-Modell

Die Quarks werden als nichtrelativistische Teilchen angesehen, welche über ein Confining-Potential wechselwirken, das vom relativen Quarkabstand abhängt.

Die Quarkzustände können analog zum Schalenmodell in der Kernphysik betrachtet werden. Auf diese Weise erhält man hadronische Spektren, die im allgemeinen mit den Teilchenspektren qualitativ relativ gut übereinstimmen.

2. Bag-Modelle

Die 3 Quarks werden dabei als masselose Dirac-Teilchen betrachtet, die sich in einem unendlich hohen Potentialtopf (Bag) befinden, in dem sie sich frei bewegen (MIT-Bag-Modell). In den chiralen Bag-Modellen wird eine chirale Invarianz durch die Ankopplung von elementaren Pionen an die Quarks erreicht.

3. Solitonmodelle

Das Nukleon wird durch Kopplung der Quarks an nichtlineare, untereinander wechselwirkende Mesonfelder gebunden. Man unterscheidet dabei topologische Modelle (Skyrme-Modelle), in denen die Quarkfreiheitsgrade herausintegriert wurden, und nicht topologische Modelle, welche explizit Quark- und Mesonfreiheitsgrade enthalten.

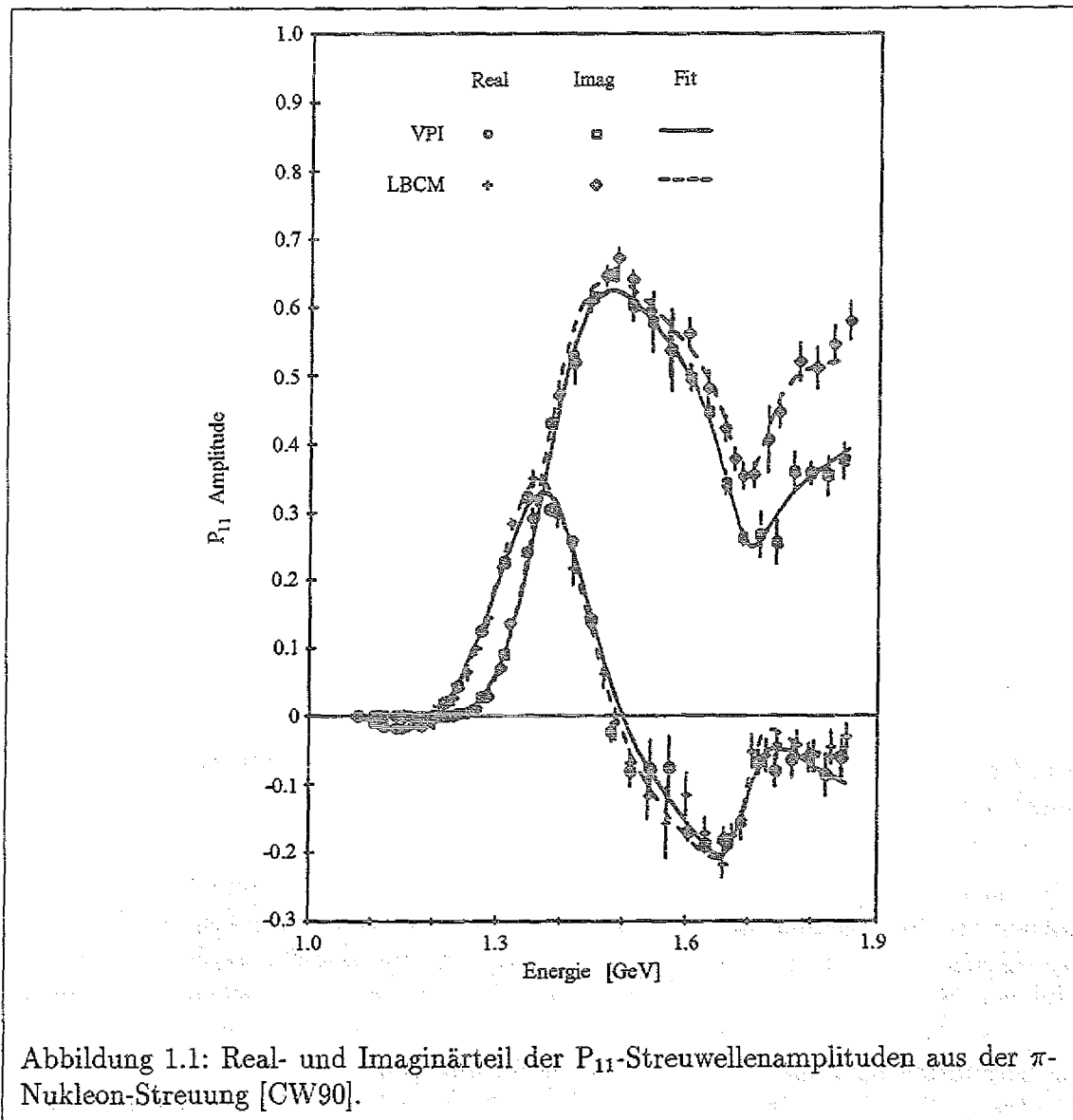
Ein grundsätzliches Ziel der Spektroskopie von Hadronen ist es, möglichst viele Eigenschaften der Systeme und seiner angeregten Zustände zu messen und mit den Vorhersagen der Modelle zu vergleichen.

Bei den angeregten Zuständen des Nukleons ist die sogenannte Roper[†]-Resonanz $N^*(1440 \text{ MeV})$ von besonderem Interesse. Sie besitzt dieselbe Spin- und Paritätsquantenzahl wie das Nukleon ($J^P = 1/2^+$) und kann als Radialanregung des Nukleons interpretiert werden. Im Constituent-Quark-Modell wird die Roper-Resonanz als eine Einquark-Anregung vom 1s- in den 2s-Zustand betrachtet. Als niedrigster angeregter Zustand des Nukleons entspricht die Roper-Resonanz dann der Konfiguration $(1s)^2(2s)^1$.

In den anderen Modellen wird die Roper-Resonanz als kollektive Vibrationsanregung (Breathing-Mode) des Nukleons beschrieben. Zum Beispiel im Bag-Modell erreicht man dies durch eine Quantisierung der kollektiven Vibration des Bag-Radius [Gui85]. Für diese Resonanz liefern die verschiedenen Nukleonmodelle sehr unterschiedliche Resultate. Nimmt man zum Beispiel im Constituent-Quark-Modell ein einfaches harmonisches Potential mit $\hbar\omega \sim 500 \text{ MeV}$ an, dann erhält man für die Anregungsenergie der Roper-Resonanz ($E_x = 2\hbar\omega$) einen Wert von 1 GeV. Auch mit attraktiver Wechselwirkung und semi-relativistischen Erweiterungen liegen die Anregungsenergien immer noch deutlich zu hoch [SS90], normalerweise höher als die negativen Paritätszustände des Nukleons. Dagegen ist im Skyrme-Modell die P_{11} -Anregung die niedrigste Anregung des Nukleons. Eine Zusammenstellung einiger Modellvarianten und deren Ergebnisse findet man zum Beispiel bei [Mei87] und [Mei91].

Abgesehen von der π -Nukleon-Streuung gibt es experimentell wenige Daten zu dieser Resonanz. Die Partialwellenanalyse der π -Nukleon-Streuung liefert die P_{11} -Streuwellenamplituden, die in Abbildung 1.1 gezeigt werden [CW90]. Der Imaginärteil zeigt ein Maximum im Bereich der Roper-Resonanz während der Realteil bei der gleichen Energie einen Nulldurchgang besitzt. Dies ist die Voraussetzung für eine eindeutige Identifikation einer Resonanz. Deshalb ist diese Resonanz als 4-Sterne Resonanz anerkannt [ABBC94]. Allerdings weicht die Resonanzform stark von der Breit-Wigner-

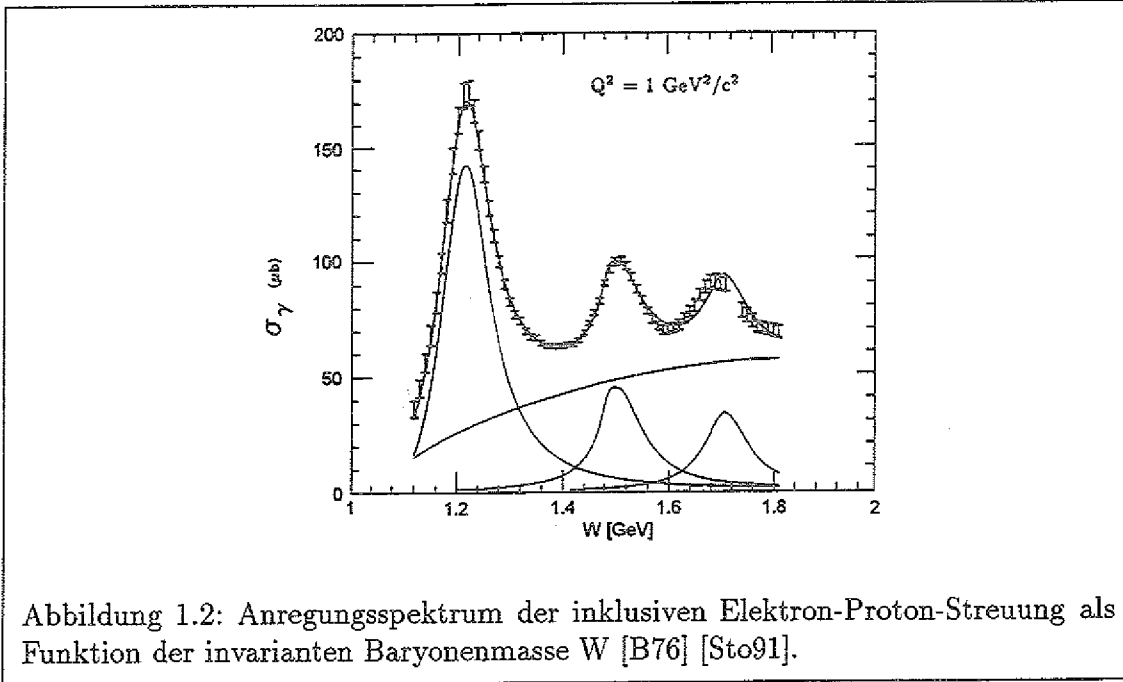
[†]Benannt nach dem Physiker David L. Roper



Resonanzform ab (siehe die Diskussion Kapitel 4). Eine weitere P_{11} -Resonanz, die $N^*(1710 \text{ MeV})$, erscheint in dieser Darstellung als Interferenzstruktur mit dem Hochenergieteil der Roper-Resonanz.

Es ist interessant, daß die Roper-Resonanz in der Elektron-Proton-Streuung nicht beobachtet wurde. In Abbildung 1.2 ist ein Anregungsspektrum der Elektron-Streuung gezeigt [B 76] [Sto91]. In diesem Anregungsspektrum sind über einem Untergrund nicht geklärten Ursprungs (instrumenteller und/oder Überlagerung von Resonanzanregungen) drei Resonanzbereiche erkennbar, die $\Delta_{33}(1230 \text{ MeV})$ Resonanz und zwei Resonanzstrukturen bei 1520 und 1680 MeV. Die Tatsache, daß die Δ_{33} Resonanz sehr stark angeregt wird, deutet darauf hin, daß hauptsächlich Spin- und Isospinanregungen zum Spektrum beitragen.

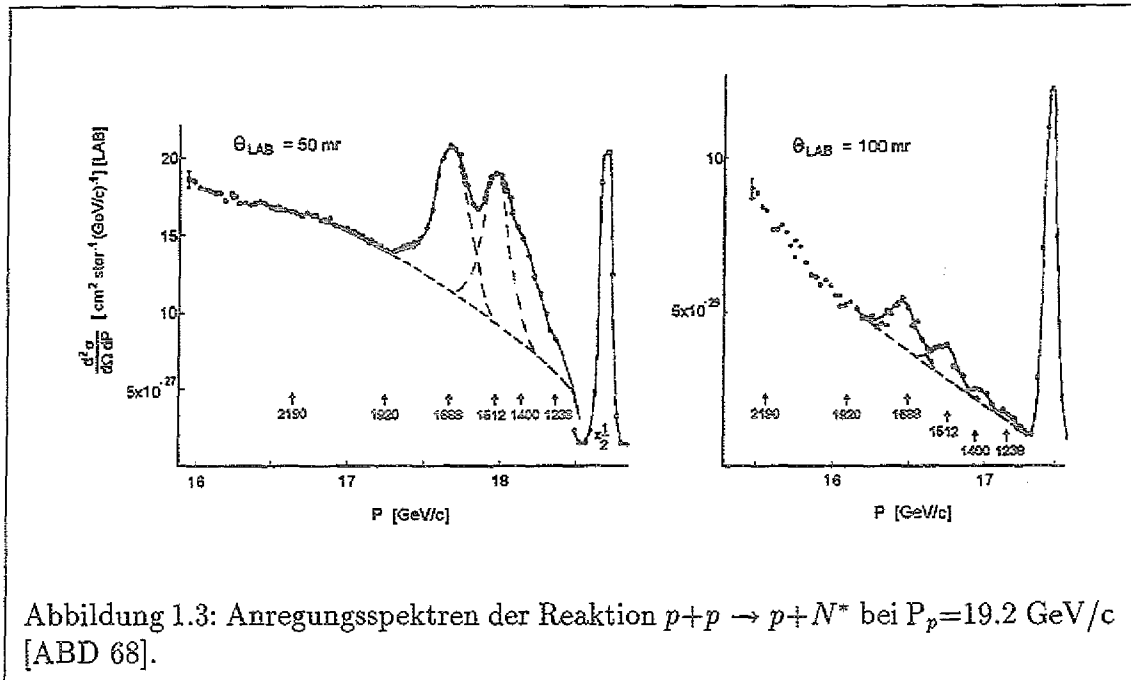
Ein Spektrum der Proton-Proton-Streuung bei $P_p=19.2 \text{ GeV}/c$ ist in Abbildung 1.3 zu sehen [ABD 68]. Die Wechselwirkung ist dominant isoskalaren Charakters und kann als Pomeron-Austausch beschrieben werden, daher ist die Δ_{33} -Resonanz stark un-



terdrückt. Die Resonanzstrukturen, die in der Elektron-Proton-Streuung beobachtet werden, sind ebenfalls zu sehen. Eine gewisse Anregung der $N^*(1440)$ kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Außerdem wird ein hoher Untergrund beobachtet, der nicht verstanden ist.

Um skalare Anregungen (d.h. Anregungen, bei denen die Spin- und Isospinquantenzahlen erhalten bleiben) im Detail zu untersuchen, ist es also notwendig, sie selektiv zu erzeugen. Dies kann in der inelastischen α -Streuung erreicht werden. Da beim α -Teilchen Spin und Isospin gleich Null ist, sollte bei der inelastischen Anregung des Nukleons kein Spin oder Isospin auf das Nukleon übertragen werden. Jedoch können in komplexen baryonischen Systemen sowohl das Target als auch das Projektil angeregt werden. Dies führt zu verschiedenen Reaktionsgraphen, die wichtigsten sind in Abbildung 1.4 gezeigt. Zusätzlich zu der inelastischen Anregung $\alpha + N \rightarrow \alpha' + N^*$ (Abbildung 1.4a) gibt es Beiträge durch die Anregung des Projektils, hauptsächlich der Δ -Resonanz (Abbildung 1.4b), die durch kohärente Pion-Emission in den gleichen Ausgangskanal zerfällt ($\alpha + N \rightarrow \alpha_\Delta + N$ mit $\alpha_\Delta \rightarrow \alpha' + \pi$). Ebenfalls ist die Doppelanregung von Projektil und Target erlaubt (Abbildung 1.4c). Dieser Beitrag ist jedoch wegen des α -Proton-Formfaktors (vergleiche Abschnitt 4.1) stark unterdrückt.

Um den Energiebereich um die Roper-Resonanz zu untersuchen, wurde in einem früheren Experiment am Beschleuniger SATURNE die inelastische αp -Streuung mit einem α -Strahl der Energie 4.2 GeV gemessen [MBJ92]. Die gestreuten α -Teilchen wurden mit dem Magnetspektrometer SPES 4 nachgewiesen. Das Missing-Energy-Spektrum $\omega = E_{\alpha'} - E_\alpha$ bei $\theta_{\alpha'} = 0.8^\circ$ ist in Abbildung 1.5 gezeigt. Deutlich ist ein starker Anstieg der Zählrate oberhalb der Pionenschwelle ($\omega < -0.14$) und eine zweite Struktur bei $\omega = -0.5$ GeV zu erkennen. Der Anteil der Projektilanregung (vergleiche Abbildung 1.4b) wurde im Rahmen eines einfachen Mesonaustauschmodells berechnet und ist in Abbildung 1.5 als durchgezogene Kurve eingezeichnet. Die Form des Spektrums oberhalb der Pionenschwelle wird qualitativ damit gut beschrieben. Das



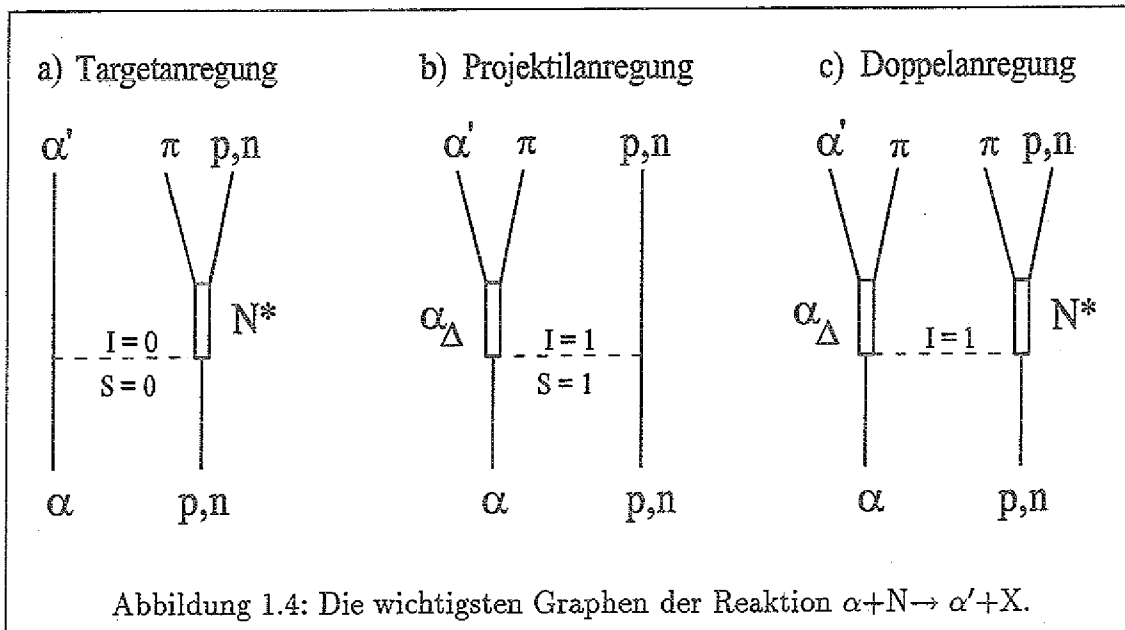
Spektrum nach Abzug der Projektilanregung ist im unteren Teil von Abbildung 1.5 gezeigt. Die beobachtete Struktur wurde (nach Abzug eines linearen empirischen Untergrunds) als Targetanregung der Roper-Resonanz interpretiert [MBJ92] [Mor93]. Die Anregung der P_{11} -Resonanz in der α -Streuung kann direkt als Radial- oder Monopolanregung des Nukleons interpretiert werden.

Die Monopolstärke konnte im Rahmen des sogenannten Faltungsmodells bestimmt werden. In diesem Modell wird die elastische und inelastische Streuung konsistent mit Hilfe von optischen Potentialen beschrieben, die man durch Faltung der Target- und Projektilsdichten mit einer effektiven Wechselwirkung zwischen den Konstituenten von Target und Projektil erhält. Die gewonnenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung sind dabei sensitiv auf den skalaren Radius von Target und Projektil. Aus einer konsistenten Analyse der elastischen αp und $\alpha\alpha$ -Streuung ergibt sich ein mittlerer skalarer Radius $\langle r_p^2 \rangle$ von $0.67 \pm 0.06 \text{ fm}^2$ [MSD94]. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Hochenergieexperimenten. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte können mit Operatorsummenregeln in Beziehung gesetzt werden. Das ergibt eine Monopolstärke im Energiebereich der Roper-Resonanz von etwa 80% der Gesamtstärke. Die Tatsache, daß sich der größte Teil der energiegewichteten Monopol-Summenregelstärke im Bereich der Roper-Resonanz befindet, zeigt klar, daß diese Resonanz als Kompressionsanregung des Nukleons verstanden werden kann.

Aus diesen Resultaten ergeben sich verschiedene Fragestellungen, die experimentell untersucht werden können.

1. Ist die Monopolstärke im inklusiven Experiment korrekt bestimmt?

Zur Beantwortung dieser Frage ist mit dem neuen Detektorsystem SPES 4- π am SATURNE ein exklusives Experiment zur Roper-Resonanzanregung geplant.



2. Wo befindet sich die restliche Monopolstärke?

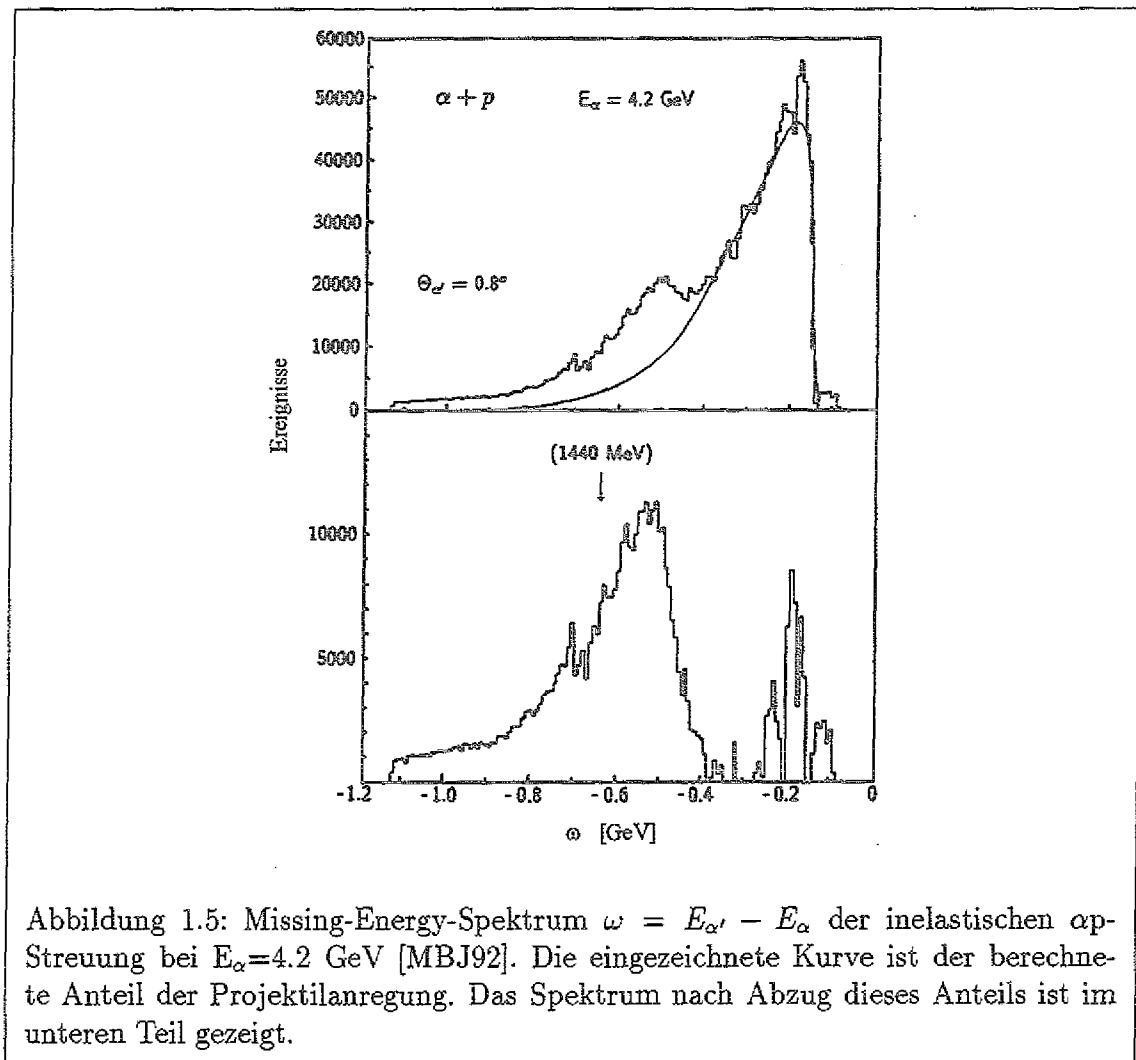
Ist die Bestimmung der Monopolstärke aus dem Roper-Resonanzexperiment korrekt, so sollten etwa 20% der Summenregelstärke bei höheren Energien liegen. Da es eine weitere P_{11} -Resonanz $N^*(1710\text{MeV})$ gibt, ist es wichtig, eine mögliche Monopolanregung dieser Resonanz zu untersuchen. Ein Experiment dazu ist an COSY geplant.

3. Wie ändern sich Anregungsenergie und Breite der Roper-Resonanz, wenn diese im Kernverband angeregt wird?

Da die Roper-Resonanz einer Radialanregung des Nukleons entspricht, steht die Anregungsenergie in Zusammenhang mit dem dynamischen Radius des Nukleons. Eine Untersuchung dieser Resonanz im nuklearen Medium kann deshalb Hinweise auf eine mögliche Änderung des Nukleonradius im Kern geben. Theoretisch könnte eine Vergrößerung („swelling“) oder auch eine Verkleinerung („shrinking“) des Nukleonradius im Kernmedium existieren [Kre89]. Experimentelle Hinweise für eine Radiusänderung erhält man aus Kaon-Streuexperimenten [SQXq 94]. Diese Daten wurden durch eine etwa 10-prozentige Vergrößerung des Nukleonradius im Kern erklärt. Jedoch ist diese Analyse nicht eindeutig und wartet einer weiteren experimentellen Bestätigung. Die Untersuchung der Roper-Resonanzanregung in Kernen kann dazu wertvolle Informationen liefern, da die Energie der Resonanz sehr empfindlich auf den Radius ist. Jedoch ist die Information aus der α -Streuung wegen des absorptiven Charakters dieser Reaktion auf den Einfluß der Oberflächennukleonen beschränkt.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, bezüglich der drei Fragestellungen die experimentellen Ergebnisse und weiteren Möglichkeiten von Experimenten am SATURNE-Beschleuniger mit Abschätzungen und Vorbereitungen von zukünftigen COSY-Experimenten zu verbinden.

In den Kapiteln 2 bis 4 ist das Roper-Resonanz-Experiment an den Targetkernen ^2H und ^{12}C beschrieben, zusammen mit der Auswertung und Interpretation der Da-



ten. Das geplante exklusive Experiment ist im Abschnitt 4.5 kurz beschrieben. Das Kapitel 5 ist den Abschätzungen und der Vorbereitung des COSY-Experiments zur Untersuchung der Monopolstärke im Bereich der $N^*(1710\text{MeV})$ Resonanz gewidmet.

Kapitel 2

Messungen am SPES 4

2.1 Der SATURNE Beschleuniger

Das Synchrotron SATURNE des Laboratoire National Saturne (LNS) bei Saclay / Frankreich kann Protonen, leichte Ionen bis zum Neon sowie Argon und Krypton beschleunigen [BRS92]. Die maximale kinetische Energie beträgt 2.9 GeV für Protonen und 1.15 GeV pro Nukleon für Ionen mit einem Verhältnis von Ladungszahl zu Massenzahl von 0.5. Am LNS gibt es jeweils eine Ionenquelle für hohe und niedrige Strahlintensität, sowie für polarisierte Teilchen. Der extrahierte Strahl besitzt eine horizontale Emittanz von 8π mm mrad und eine vertikale zwischen 10 und 25π mm mrad.

Die zahlreichen Experimentierplätze, darunter 4 Magnetspektrometer, machen das SATURNE Synchrotron zu einem der besten Forschungsinstrumente auf dem Gebiet der Mittlereenergiephysik. Das Experimentierprogramm vom SATURNE und COSY ergänzt sich in vielen Fragestellungen.

Alle Messungen der vorliegenden Arbeit wurden vom 20. bis 26. September 1994 mit einem α -Teilchenstrahl der kinetischen Energie 4.2 GeV und einer durchschnittlichen Strahlintensität von $5 \cdot 10^9$ Teilchen pro Strahlpuls durchgeführt. Die am Target gestreuten α -Teilchen wurden mit dem Magnetspektrometer SPES 4 analysiert.

2.2 Das SPES 4 Spektrometer

Das SPES[†] 4 ist ein 32.4 m langes Magnetspektrometer, bestehend aus 4 Dipolen (M3-M6), 6 Quadrupolen (Q3-Q8) und zwei Sextupolen (S1,S2) (siehe Abbildung 2.1). Es kann Teilchen mit einem Impuls p und einer Ladungszahl z bis zu $p/z=4$ GeV/c analysieren. Der Einfallswinkel des Primärstrahls auf die Targetpositionen (C0 oder C1) wird mit Hilfe der beiden Dipole M0 und M1 eingestellt und kann maximal zwischen -9° und 39° gewählt werden. Die genauen Werte sind jedoch abhängig vom Impuls und von der Targetposition [MDU91].

Es gibt zwei Standardeinstellungen, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind, um den extrahierten Strahl auf das Target zu fokussieren.

[†]Spectromètre Saturne

Extraktions- einstellung	Strahlausdehnung		Strahldivergenz	
	horizontal $x[\text{mm}]$	vertikal $z[\text{mm}]$	horizontal $\Theta[\text{mrad}]$	vertikal $\Phi[\text{mrad}]$
A	± 0.5	± 4.0	± 15.0	± 3.0
B	± 3.0	± 1.1	± 2.5	± 10.0

Wir haben die Einstellung B gewählt, da die Strahlausdehnung symmetrischer und die horizontale Strahldivergenz kleiner als bei Einstellung A ist. Mit 5 Positionsdetektoren, die an verschiedenen Stellen der Strahlführung in den Strahl gefahren werden können, wird die Einstellung des Strahls kontrolliert und gegebenenfalls korrigiert.

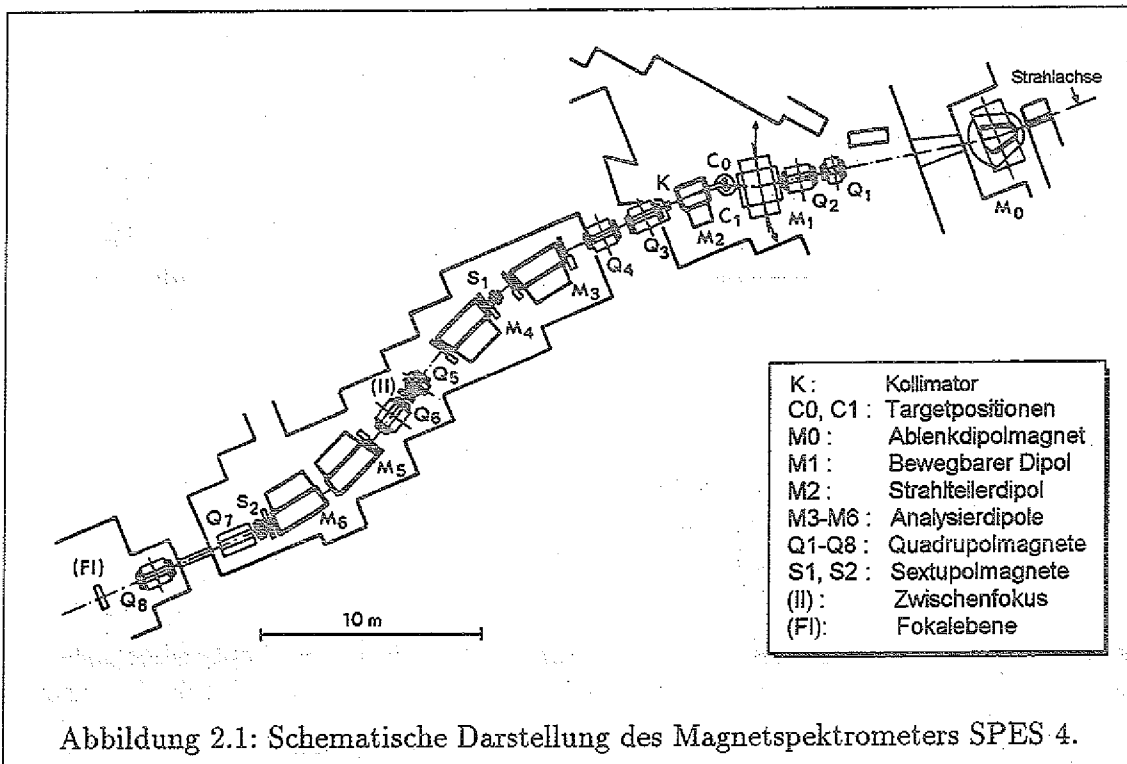


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Magnetspektrometers SPES 4.

Der maximale Raumwinkel und die Impulsakzeptanz $\Delta p/p$ des Spektrometers ist von der Dispersion der Magnetanordnung abhängig. Es gibt dabei drei Spektrometereinstellungen, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind [GLR 81].

SPES 4 Einstellung	maximaler Raumwinkel [msr]	Impulsakzeptanz $\Delta p/p$ [%]
A	2.4	± 0.5
B	0.35	± 4.5
C	1.0	± 2.0

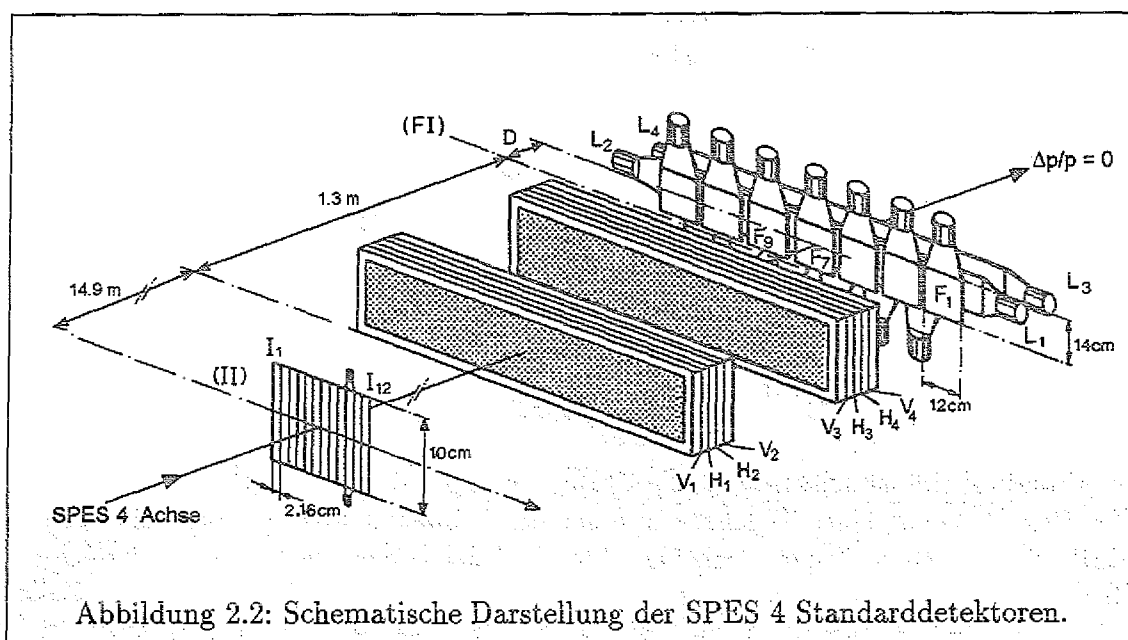
Da der Energiebereich der gestreuten α -Teilchen $\omega = E_{\alpha'} - E_{\alpha}$ von 0 bis -1.2 GeV vermessen werden sollte, haben wir die Einstellung B mit der größten Impulsakzeptanz gewählt. Damit konnte ein komplettes Spektrum aus vier sich jeweils zur Hälfte überlappenden Magnetfeldeinstellungen gemessen werden.

Um eine möglichst hohe Zählrate zu erhalten, haben wir für die Messungen am Deuterium das mit 40 mm längste Flüssig-Deuterium-Target (LD₂) des LNS an der Targetposition C1 verwendet. Es wird bei Normaldruck betrieben und besitzt daher eine Flächenbelegung von $\rho=648 \text{ mg/cm}^2$. Die Targetfenster bestehen je aus 128 μm Mylar und 30 μm aluminisiertem Mylar. Für Untergrundmessungen (z.B. Sekundärreaktionen an den Fensterfolien und Halterungen) stand ein baugleiches Leertarget zur Verfügung. Für die Messungen am Kohlenstoff wurde eine Feststofftargetleiter benutzt, die mit einer 2 mm Graphitscheibe ($\rho=362 \text{ mg/cm}^2$) und einer 2 mm Polyethylenscheibe (CH₂)_n ($\rho=197.6 \text{ mg/cm}^2$) bestückt war. Die Graphitdicke wurde so gewählt, um eine annähernd gleiche Anzahl von Nukleonstreucentren pro cm² wie beim LD₂-Target zu erhalten.

Am Eingang des Spektrometers befindet sich eine Drehtrommel, auf der 5 verschiedene jeweils 400 mm dicke Bleikollimatoren montiert sind. Die Daten sind mit einem Kollimator aufgenommen worden, der eine konische Bohrung von 10 mm Durchmesser am Ausgang besitzt. Diese Wahl stellt einen Kompromiß zwischen einer maximalen Apertur und einer homogenen Akzeptanz dar. Da der Ausgang des Kollimators 3031 mm hinter der Targetmitte liegt, definiert dies einen Raumwinkel von 0.00855 msr.

2.3 Das Detektorsystem

Für das Experiment wurde die Standarddetektoranordnung des SPES 4 verwendet [BCD 87]. Sie ist schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt.



Nach einer Flugstrecke von 16.2 m hinter dem Target bilden zwölf nebeneinanderliegende Szintillatorstreifen im intermediären Fokus (II) des Spektrometers (I-Zähler) das Starthodoskop. Sie sind jeweils 2.16 cm breit, 10 cm hoch, 2 mm dick und werden von beiden Seiten mit Photomultiplerröhren ausgelesen. Nach weiteren 16.4 m steht das Stophodoskop – wenige cm hinter der Fokalebene (FI). Es besteht aus 13 Szin-

tillatorpaddeln (F-Zähler), je 14 cm hoch, 12 cm breit und 3 mm dick. Jeder Zähler überdeckt seine beiden Nachbarn zur Hälfte, damit keine Lücken entstehen.

Die F-Zähler sind so dimensioniert, daß der Überlapp zweier F-Zähler (F_i und F_{i+1}) das teilchenoptische Bild des dazugehörigen I-Zählers (I_i) überdeckt. Für den horizontalen Abstand f zwischen den einzelnen Abbildern der I-Ebene in der F-Ebene gilt die Beziehung

$$f[\text{cm}] = 2.16 \frac{(\frac{x}{\delta})_F + D \cdot (\frac{\theta}{\delta})_F}{(\frac{x}{\delta})_I}, \quad (2.1)$$

dabei bedeuten

$(\frac{x}{\delta})_F$ = Impulsdispersion in der F-Ebene

$(\frac{x}{\delta})_I$ = Impulsdispersion in der I-Ebene

$(\frac{\theta}{\delta})_F$ = Winkeldispersion in der F-Ebene

D = Abstand zwischen Fokalebene und F-Zähler = 20.7 cm.

Diese Abbildungsgeometrie wird für den Online-Trigger benutzt, indem nur Koinzidenzen zwischen I_i und (F_i und/oder F_{i+1}) akzeptiert werden.

Die Teilchentrajektorie wird mit einer Driftkammeranordnung, die sich vor der Fokalebene befindet, bestimmt [Rou95]. Sie besteht aus zwei gleichen Gruppen von je 4 unabhängigen Vieldrahtdriftkammern (vergleiche Abbildung 2.2), die mit einem Gasgemisch aus Argon (60%), Isobutan (36%) und Methylal (4%) betrieben werden. Die sensitive Fläche der Kammer ist 80 cm breit und 20 cm hoch. Zur Ermittlung der horizontalen Ortsinformation besteht jede Gruppe aus zwei Ebenen (H_1 und H_2 bzw. H_3 und H_4) mit um $\pm 15^\circ$ zur Vertikalen gespannten Drähten. Die vertikale Ortsinformation erhält man aus den zwei Ebenen (V_1 und V_2 bzw. V_3 und V_4), bei denen die Drähte um $\pm 50^\circ$ zur Vertikalen orientiert sind:

Ebene	Anzahl der Anodendrähte	Neigung zur Vertikalen
1 (V_1, V_3)	12	$+50^\circ$
2 (H_1, H_3)	16	$+15^\circ$
3 (H_2, H_4)	16	-15°
4 (V_2, V_4)	12	-50°

In Abbildung 2.3 ist schematisch die Drahtanordnung einer Driftzelle gezeigt.

Der Durchtrittsort eines Teilchens in jeder der 8 Ebenen wird aus der Information, welcher Draht einen Treffer registriert hat, und der gemessenen Driftzeit berechnet. Hierbei ist – unter Annahme einer konstanten Driftgeschwindigkeit über alle Zellen – die Zeit, die zwischen dem Auslösen eines SPES 4-Triggers und dem Ansprechen eines Anodendrahtes verstreicht, die Driftzeit. Im Bereich nicht-linearen Ansprechverhaltens der Zellen in der Nähe der Drähte wird eine Korrektur zweiter Ordnung durchgeführt [BD84].

Die erzielte Genauigkeit der horizontalen Ortsauflösung beträgt $\delta x_{rms} = 220 \mu\text{m}$, was einer Impulsauflösung von $2.2 \cdot 10^{-5}$ entspricht. Dies ist um eine Größenordnung besser als die des Magnetspektrometers SPES 4 ($2.2 \cdot 10^{-4}$) [BCD 87].

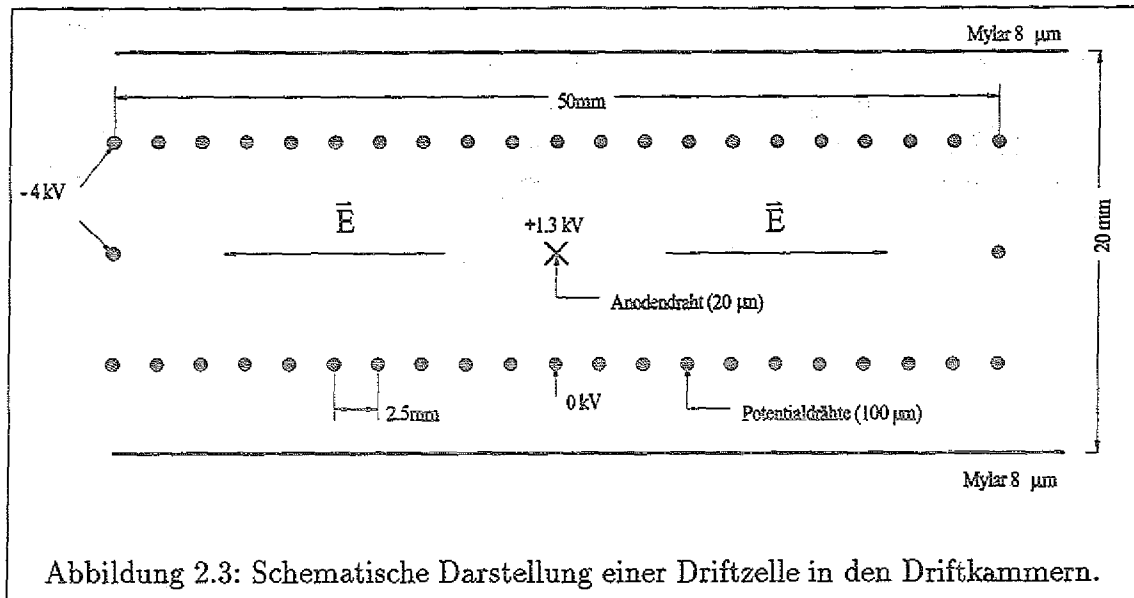


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Driftzelle in den Driftkammern.

Hinter dem F-Hodoskop sind hintereinander 2 Szintillatorlatten aufgestellt, die jeweils das ganze Bild in der Fokalebene abdecken. Sie sind 1 cm dick, 10 cm hoch und 85 cm lang, werden von beiden Seiten mit Photomultiplierrohren ausgelesen. Sie dienen zur Teilchentrennung durch Energieverlustmessung. Außerdem wurden sie zur Verbesserung der Flugzeitmessung zwischen Starthodoskop und Fokalebene benutzt [Oep94]. Dabei wurde eine Auflösung von 800 ps (FWHM) erreicht.

2.4 Das Strahlmonitorsystem

Während des Experiments standen folgende Strahlmonitore zur Verfügung:

- Der Berger[†]-Monitor, bestehend aus zwei Dreifach-Szintillatorteleskopen, die im Winkel von 35° oberhalb (5° rechts und links) auf eine dünne Mylarfolie (125 µm), die sich ca. 5 m vor dem Target im Strahl befindet, gerichtet sind. Auf Grund der hohen Genauigkeit dieser Teleskope, wurden sie zur Messung der relativen Strahlintensität und zur zusätzlichen Kontrolle der Strahlausrichtung benutzt.
- Ein Targetmonitor, der aus drei in Koinzidenz geschalteten Szintillatoren besteht, die unter 45° in der Strahlebene am Targetort angebracht sind. Die Zählrate von diesem Teleskop ist ebenfalls abhängig vom Targetmaterial. Damit wurde die korrekte Funktion des Targets überprüft.
- Ein Sekundärelektronenmonitor, der aus 5 aluminisierten Mylarfolien besteht, bei denen der Leckstrom der ausgelösten Elektronen über einen Stromintegrator in Zählimpulse umgewandelt wird. Dieser Monitor wurde zur Kontrolle der relativen Stabilität der beiden anderen Monitore eingesetzt.

[†]benannt nach dem Physiker J. Berger

Die Bestimmung des Primärstrahlstroms und die Absoluteichung des Berger-Monitors erfolgt durch Messung der $^{12}\text{C}(\alpha, X)^{11}\text{C}$ Aktivierung[†] einer Kohlenstoffscheibe. Dazu wird sie in den Strahlengang zwischen die Monitore und das Target eingebracht und mit ca. 20 Strahlpulsen beschossen, während die Monitore die relative Strahlintensität aufnehmen. Anschließend wird die β^+ Rate der Scheibe gemessen und aus dem bekannten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, X)^{11}\text{C}$ die Anzahl der eingestrahelten α -Teilchen berechnet [TGM94]. Die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts der Aktivierung ist hauptsächlich für den systematischen Fehler dieser Absoluteichung verantwortlich, der für die α -Strahlintensität mit 5% angegeben wird. Der relative Fehler zwischen den einzelnen Messungen beträgt jedoch bei gleichen Bedingungen weniger als 1%.

2.5 Elektronik und Datenaufnahme

In Abbildung 2.4 ist das vereinfachte Elektronikblockdiagramm des Experimentaufbaus gezeigt.

Die Photomultipliersignale der I- und F-Zähler werden jeweils auf Constant Fraction Diskriminatoren (CFD) gegeben. Die logischen Zeitsignale der beiden I-Zählerkanäle werden mit einem Mean Timer (MT) gemittelt. Damit erhält man ein Startsignal, das unabhängig vom Auftreffort im I-Zähler ist.

Die Signale der I-Zähler werden anschließend über programmierbare Signal-Verzögerungseinheiten (PD) geschickt, die eine dem gestreuten α -Impuls bestimmte Verzögerung bewirken. Die schnelle Koinzidenzeinheit CUR erzeugt dann einen Triggerimpuls aus dem Überlapp von einem I_i mit einem F_i und/oder F_{i+1} Signal. Innerhalb dieser Koinzidenzeinheit erlaubt spezielle Elektronik die Formung von sehr kurzen (≤ 3 ns) I- und F-Signalen und somit die Benutzung sehr kleiner Zeitfenster [Lip90].

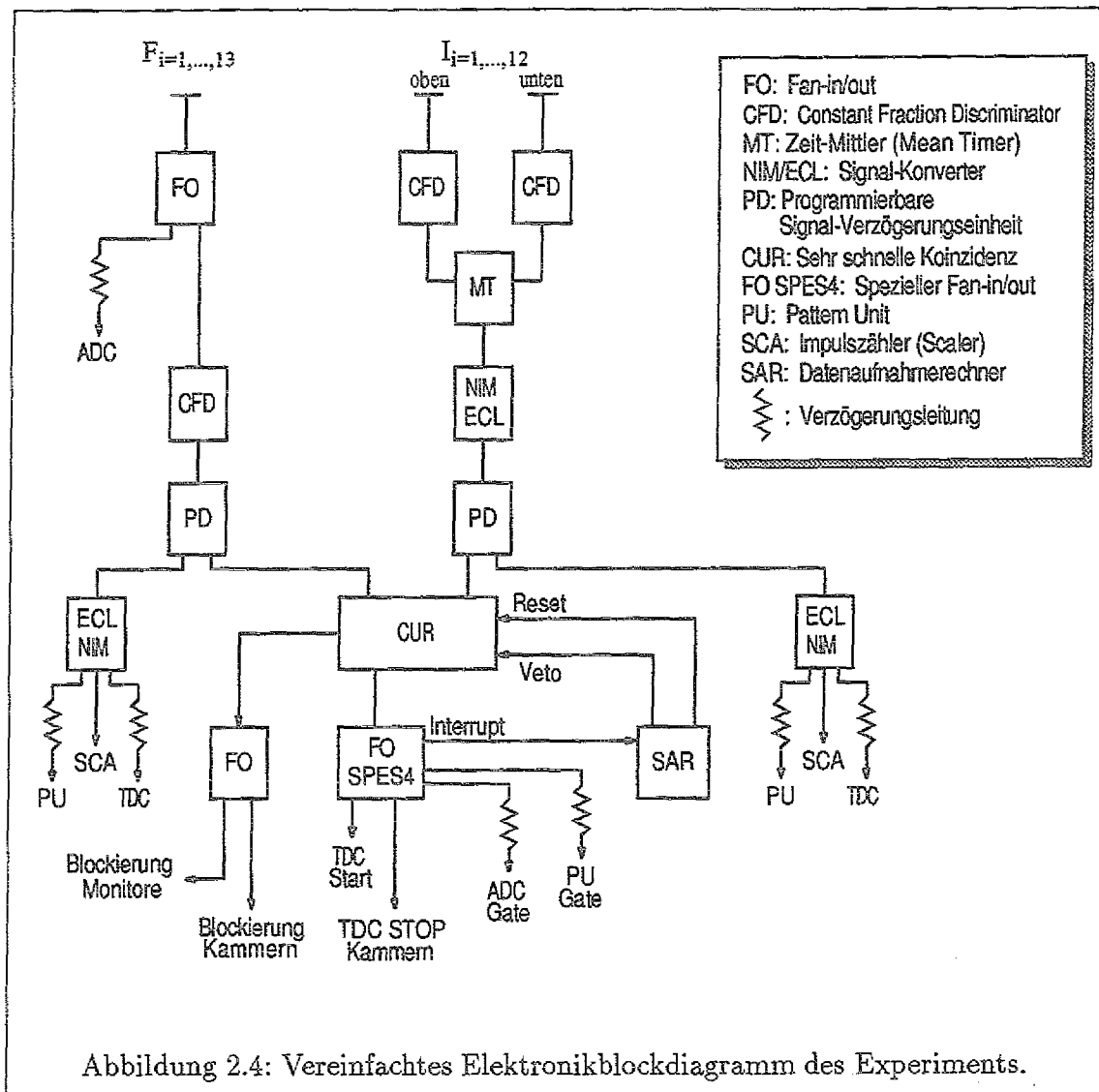
Aus dem Triggersignal werden anschließend über ein spezielles Fan-out (FO SPES4) Start-, Stop- und Gate-Signale, sowie das Rechner Interruptsignal, das die Datenaufnahme startet, erzeugt. Die Datenaufnahme erfolgt über ein CAMAC[‡] System mit dem SAR Rechner, der eine Eigenentwicklung des LNS ist [BFP79].

Sobald der Triggerimpuls den Rechner erreicht, werden alle CAMAC Module (TDC's, ADC's, Zähler usw.) ausgelesen und ein Vetosignal erzeugt, welches die Koinzidenz für neue Trigger bis zum Ende der Ausleseprozedur blockiert. Gleichzeitig wird ein Vetosignal ausgesendet, das die Driftkammer TDC's und die Monitore blockiert. In der Zeit zwischen den Strahlpulsen, die eine Dauer von ca. 0.5 s bei einer Wiederholungszeit von ca. 3 s haben, werden die von der SAR gespeicherten Ereignisse auf Magnetband geschrieben. Außerdem kann eine erste Rohdatenanalyse vorgenommen werden. Für jedes Ereignis werden folgende Werte festgehalten:

- das Bitmuster der angesprochenen I- und F-Zähler,
- die TDC-Werte der I- und F-Zähler, sowie der Szintillatorlatten,
- die ADC-Werte der F-Zähler und der Szintillatorlatten,

[†]Das ^{11}C zerfällt mit einer Halbwertszeit von 20.3 min. durch β^+ -Zerfall in ^{11}B .

[‡]Computer Applications to Measurement and Control



- die Driftkammerinformationen (Drahtnummern und Driftzeiten) und
- die Zählerstände der Strahlmonitore mit und ohne Vetosignal der Koinzidenzeinheit.

Die durch die Datenverarbeitung auftretende Totzeit wird aus den Zählerständen der Strahlmonitore mit und ohne Vetosignal der Koinzidenzeinheit berechnet. Sie betrug im Mittel 2%.

Handwritten notes in the top left corner, likely a list of items or measurements.

Handwritten notes in the middle left section, possibly describing a process or results.

Handwritten notes in the middle right section, continuing the list or description.

Handwritten notes in the bottom left section, likely concluding the list or providing a summary.

Handwritten notes in the bottom right corner, possibly a final note or signature.

Kapitel 3

Datenanalyse

Mit dem α -Strahl der kinetischen Energie $T_\alpha = 4.2 \text{ GeV}$ ($\hat{=}$ 7 GeV/c Strahlimpuls) wurden die gestreuten α -Teilchen (α') der inklusiven Reaktionen

$$\alpha + {}^2\text{H} \rightarrow \alpha' + \text{X} \quad \text{mit} \quad \theta_{\alpha'} = 0.6^\circ, 1.8^\circ \quad (3.1)$$

und

$$\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha' + \text{X} \quad \text{mit} \quad \theta_{\alpha'} = 1.0^\circ, 1.8^\circ \quad (3.2)$$

gemessen. Bei jedem Streuwinkel $\theta_{\alpha'}$ wurden die Magnetfeldeinstellungen $p/z = 3.30, 3.18, 3.037$ und 2.90 GeV/c des SPES 4 gewählt. Aufgrund der Impulsakzeptanz von $\pm 4.5\%$ überlappen sich die einzelnen Spektren jeweils zur Hälfte. Bei einem typischen Meßpunkt wurden ca. 1000-1500 Strahlpulse akkumuliert. Die Meßzeit für jede Magnetfeldeinstellung betrug ca. 1 Stunde. Die Länge der Meßzeit ergibt sich aus der Bedingung, daß ungefähr 10000 Trigger die Datenaufnahme auslösen sollten. Für einen Wechsel des Magnetfeldes benötigte man zwischen 10 und 20 Minuten.

Außer der inelastischen Streuung wurde die elastische α -Streuung an ${}^2\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$ und CH_2 unter Streuwinkeln von 2° bis 8° in Intervallen von 0.2° bei konstantem $p/z = 3.464 \text{ GeV/c}$ gemessen. Die Ergebnisse der elastischen Streuung zusammen mit optischen Modellrechnungen findet man bei [MBB 94].

3.1 Reduzierung des Untergrunds

Am Target werden auch eine große Anzahl von Protonen und Pionen erzeugt, die ab 800 MeV kinetischer Energie nicht mehr vom 400 mm langen Kollimator gestoppt werden. Sie werden zum Teil in das Spektrometer hineingestreut und bis in die Fokalebene transportiert. Da ihr Energieverlust in den Szintillatorlatten etwa viermal niedriger ist als der von α -Teilchen, lassen sie sich damit fast vollständig diskriminieren. Dazu werden bei den Szintillatorlatten die integrierten Ladungen der Photomultipliersignale der rechten und der linken Seite gegeneinander aufgetragen. Durch das Setzen eines Fensters können alle Teilchen mit der gewünschten Ladungszahl $z=2$ selektiert werden (siehe Abbildung 3.1). Die Ereignisse mit hoher ADC Amplitude auf beiden Seiten werden durch Doppeltreffer in den Latten verursacht. Sie werden ebenfalls verworfen.

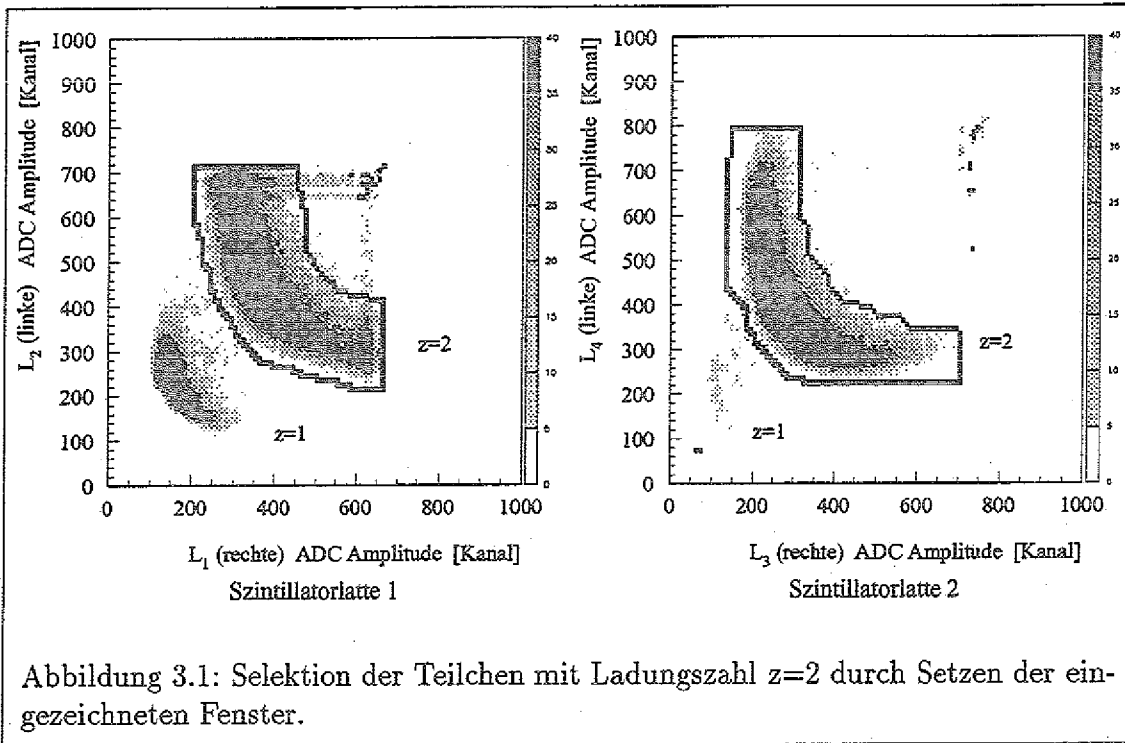
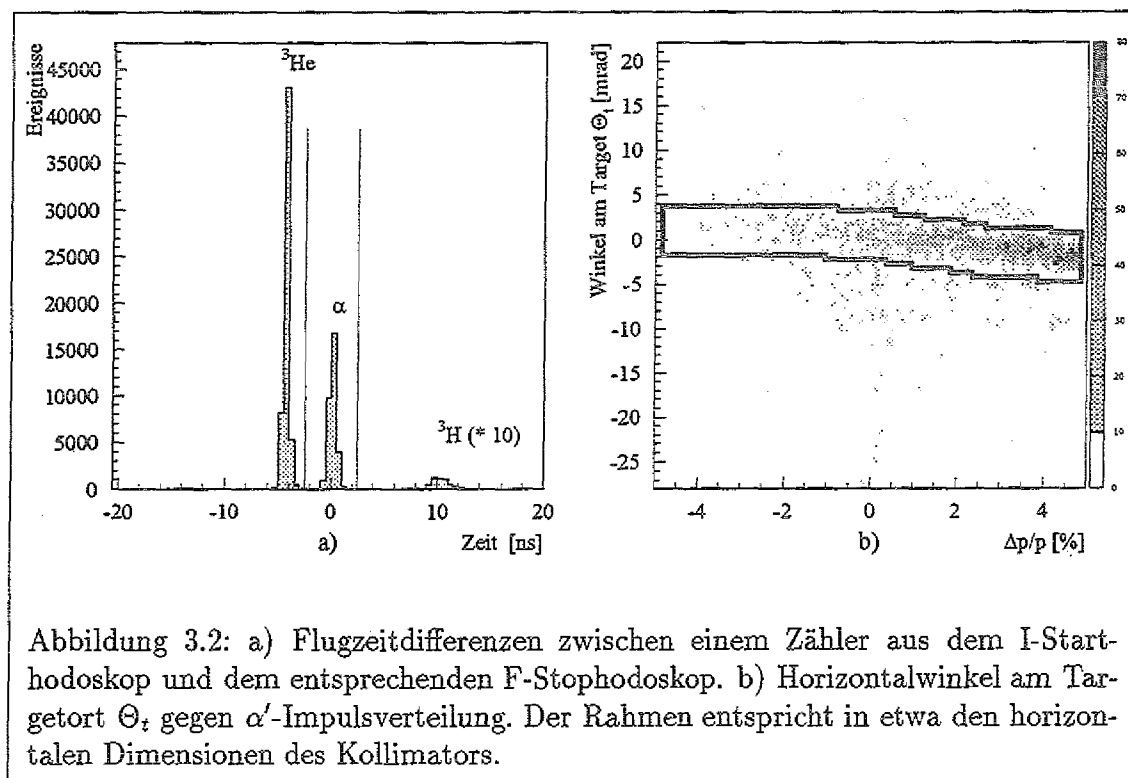


Abbildung 3.1: Selektion der Teilchen mit Ladungszahl $z=2$ durch Setzen der eingezeichneten Fenster.

Die eindeutige Massenidentifikation der Teilchen erfolgt dann durch eine Flugzeitmessung zwischen den I- und F-Hodoskopen. In Abbildung 3.2a sind die Flugzeitdifferenzen zwischen einem Zähler aus dem I-Starthodoskop und dem entsprechenden F-Stopphodoskop gezeigt. Die Zeitskalierung ist dabei nur als relativ anzusehen. Die Auswahl der gestreuten α -Teilchen erfolgt durch Setzen eines 5 ns langen Zeitfensters. Sie können damit leicht von den ^3He -Teilchen getrennt werden, die durch den Aufbruch der α -Teilchen entstehen.

Mit Hilfe der Driftkammer wird der Ort und der Winkel des Teilchendurchgangs durch die Fokalebene bestimmt. Die Einzelheiten der Driftkammerauswertung sind ausführlich bei [Rou95] beschrieben. Die Effizienz der Kammern bezüglich Nachweiswahrscheinlichkeit und Spurrekonstruktion betrug im Mittel 95%. Anschließend wird der Impuls, bzw. die Abweichung des Impulses $\Delta p/p$ vom eingestellten Spektrometerimpuls p/z und die Energie der α' berechnet.

Mit Hilfe der inversen teilchenoptischen Abbildungsmatrix des SPES 4 [BD84] lässt sich der horizontale Winkel am Targetort Θ_t rekonstruieren. In Abbildung 3.2b ist Θ_t gegen die Impulsverteilung $\Delta p/p$ in der Fokalebene aufgetragen. Das eingezeichnete Fenster kennzeichnet in etwa das Abbild des Kollimators auf dem Target. Die Breite der Θ_t -Verteilung entspricht dem Öffnungswinkel des Kollimators unter Berücksichtigung der Energieverschmierung und der Winkelstreuung in den I-Zählern. Die Abhängigkeit des Winkels vom Impuls ist durch die Dispersion des Ablenkamagneten M2 (vergleiche Abbildung 2.1) verursacht, der sich vor dem Kollimator befindet. Alle Ereignisse, die außerhalb dieses Fensters liegen, werden als Untergrund betrachtet, sie rühren hauptsächlich von Reaktionen im Kollimator her. Damit wurden im Mittel 15% der Ereignisse verworfen. Leider verbleibt noch ein Kollimatoruntergrund, der nicht absepariert werden kann. Er wird durch die Kleinwinkelstreuung der α' -Teilchen

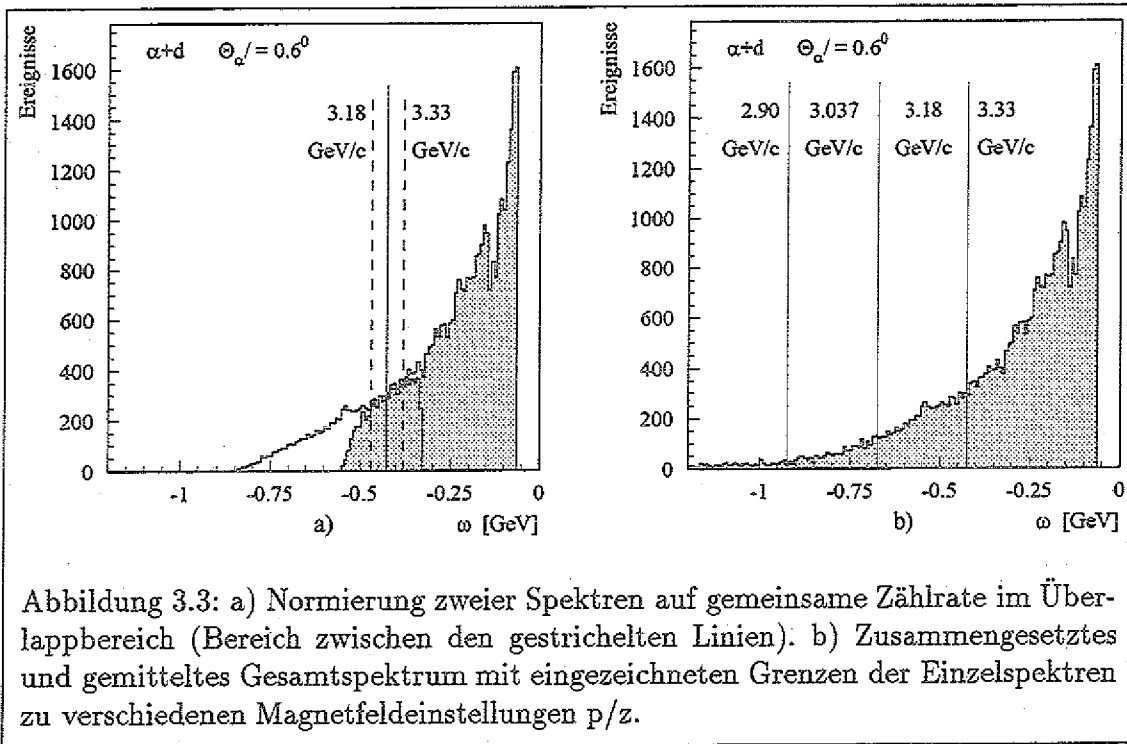


an den Kollimatorwänden erzeugt, und kann in den Spektren nur empirisch bestimmt und abgezogen werden.

3.2 Synthese der Einzelspektren

Die Teilchentransmission des SPES 4 Spektrometers ist im unteren und oberen Impulsakzeptanzbereich abgeschnitten (theoretischer Akzeptanzbereich der Spektrometereinstellung B ist $\Delta p/p = \pm 4.5\%$). In vorhergehenden Experimenten konnte gezeigt werden, daß die SPES 4 Akzeptanz nur im Impulsintervall $\Delta p/p = \pm 3\%$ konstant ist und annähernd 100% beträgt [BFT 81] [Sie89]. Daher wurden im weiteren nur die Daten verwendet, die sich in diesem Impulsintervall befinden. Damit wurden fast 15% der gemessenen Ereignisse verworfen.

Nach der Normierung aller gemessener Einzelspektren auf den Berger-Strahlmonitor, zeigten sich noch Diskrepanzen im Überlappbereich von benachbarten Einzelspektren von bis zu 10%. Sie wurden durch folgende Vorgehensweise ausgeglichen: Ausgehend vom Spektrum bei $p/z = 3.33$ GeV/c wurden sukzessiv die anderen Spektren bei $p/z = 3.18$, 3.037 und 2.90 GeV/c im Überlappbereich mit konstanter Akzeptanz auf gemeinsame Zählrate gemittelt und in der Mitte des Überlappbereichs zusammengefügt. Die gleiche Prozedur wurde dann umgekehrt durchgeführt, ausgehend vom Spektrum bei $p/z = 2.90$ GeV/c. Anschließend wurden die zwei so erhaltenen Gesamtspektren gemittelt. In Abbildung 3.3 ist exemplarisch für die Messungen am Deuterium bei 0.6° und den Magnetfeldeinstellungen $p/z = 3.33$ und 3.18 GeV/c die Normierung im Überlappbereich und das gemittelte Gesamtspektrum gezeigt.



Abbildungung 3.3: a) Normierung zweier Spektren auf gemeinsame Zählrate im Überlappbereich (Bereich zwischen den gestrichelten Linien). b) Zusammengesetztes und gemitteltes Gesamtspektrum mit eingezeichneten Grenzen der Einzelspektren zu verschiedenen Magnetfeldeinstellungen p/z .

3.3 Weitere Untergrundeliminierung

Bei den früheren Messungen am Proton konnte gezeigt werden, daß noch ein erheblicher Untergrund existiert, der durch die Kleinwinkelstreuung von α -Teilchen an den Kollimatorwänden verursacht wird [FSM94].

Die Energieabhängigkeit dieser inelastischen Kleinwinkelstreuung kann durch eine Exponential-Kurve approximiert werden [ABV 82b]. Diese wurde an die Randbereiche des Spektrums angepaßt, bei denen man physikalisch keine Ereignisse erwartet. Dazu gehört bei niedrigem Impulstransfer der Bereich unterhalb der Pionenschwelle. Bei hohem Impulstransfer $t = (\mathbf{p}_\alpha - \mathbf{p}_{\alpha'})^2$ (mit $\mathbf{p}$ = Viererimpuls) ist der inelastische Wirkungsquerschnitt im Wesentlichen gegeben durch die t -Abhängigkeit des Formfaktors $F^2(t)$ des α -p Systems (siehe Abschnitt 4.1). Der Formfaktor beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein α -Teilchen einen Stoß mit einem Proton, bei dem ein Impuls t übertragen wird, überlebt. Bereits ab $|\omega| = 0.9 \text{ GeV}$ ($\hat{=} t = -0.278$ bei $\theta_{\alpha'} = 0.8^\circ$) ist dieser Formfaktor um etliche Größenordnungen abgefallen (vergleiche Abbildung 4.2). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein gestreutes α -Teilchen einen so hohen Impulstransfer $|t|$ übersteht, ist so gering, daß wir dort keine Zählrate erwarten. Es müssen sich also um hochenergetische α' handeln, die einen Energieverlust im Kollimator erlitten haben. Die Anpassung an eine Exponential-Funktion und das Spektrum nach Abzug des Untergrunds ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Bis auf diesen Untergrund ist das Spektrum mit dem in [MBJ 92] publizierten Daten identisch (vergleiche Abbildung 1.5).

Auch bei den vorliegenden Messungen am Deuterium und Kohlenstoff sollte dieser Untergrund vom Gesamtspektrum subtrahiert werden. Hier trat jedoch eine weitere Schwierigkeit auf: an Kerntargets gibt es quasi-elastische Prozesse, die bei niedrigem Energietransfer auftreten und ebenfalls als Untergrund abgezogen werden müssen. Zuerst wird eine Exponential-Kurve an den gleichen hochenergetischen Bereich der Spek-

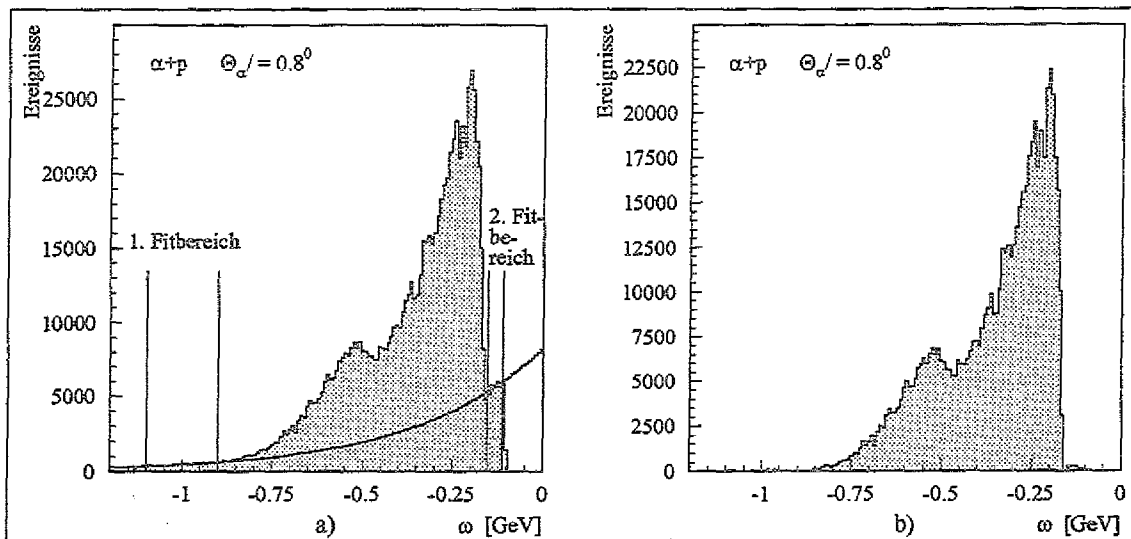


Abbildung 3.4: a) Abzug des Untergrunds, der von der Kleinwinkelstreuung am Kollimator herrührt. Die eingezeichneten vertikalen Linien stellen die Anpassungsgrenzen dar. b) Spektrum nach Abzug des Untergrunds.

tren wie im Protonfall angepaßt. Da die Energieabhängigkeit der quasi-elastischen Reaktionen ebenfalls exponentiell [ABV 82a] ist, wird anschließend eine zweite Exponential-Funktion so angepaßt, daß die Summe der beiden Kurven die abfallende Flanke der quasi-elastischen Prozesse optimal beschreibt. Das genaue Anpassungsintervall im Bereich der quasi-elastischen Flanke wird bestimmt durch die Bedingung, daß nach Abzug des gesamten Untergrunds das Spektrum an der Pionenschwelle beginnt. Alle Anpassungen wurden mit dem Programm MINUIT nach der Maximum Likelihood-Methode durchgeführt [MIN92]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.5 gezeigt.

Die zum Teil starken Schwankungen in den Anpassungsintervallen führen zu Unsicherheiten bei der Anpassung, diese sind für die großen Fehler der extrahierten Wirkungsquerschnitte (siehe Abschnitt 4.3) verantwortlich. Um diese Fehler und deren Einfluß auf die Form der Spektren abzuschätzen, wurden die beiden Exponential-Kurven für alle Spektren jenseits der optimalen Anpassung variiert. Eine signifikante Änderung der Spektralform nach Subtraktion der unterschiedlichen Untergrundbeiträge konnte jedoch nicht beobachtet werden. Die Spektren nach Untergrundabzug werden im folgenden Kapitel diskutiert und sind im Anhang A in tabellarischer Form aufgelistet.

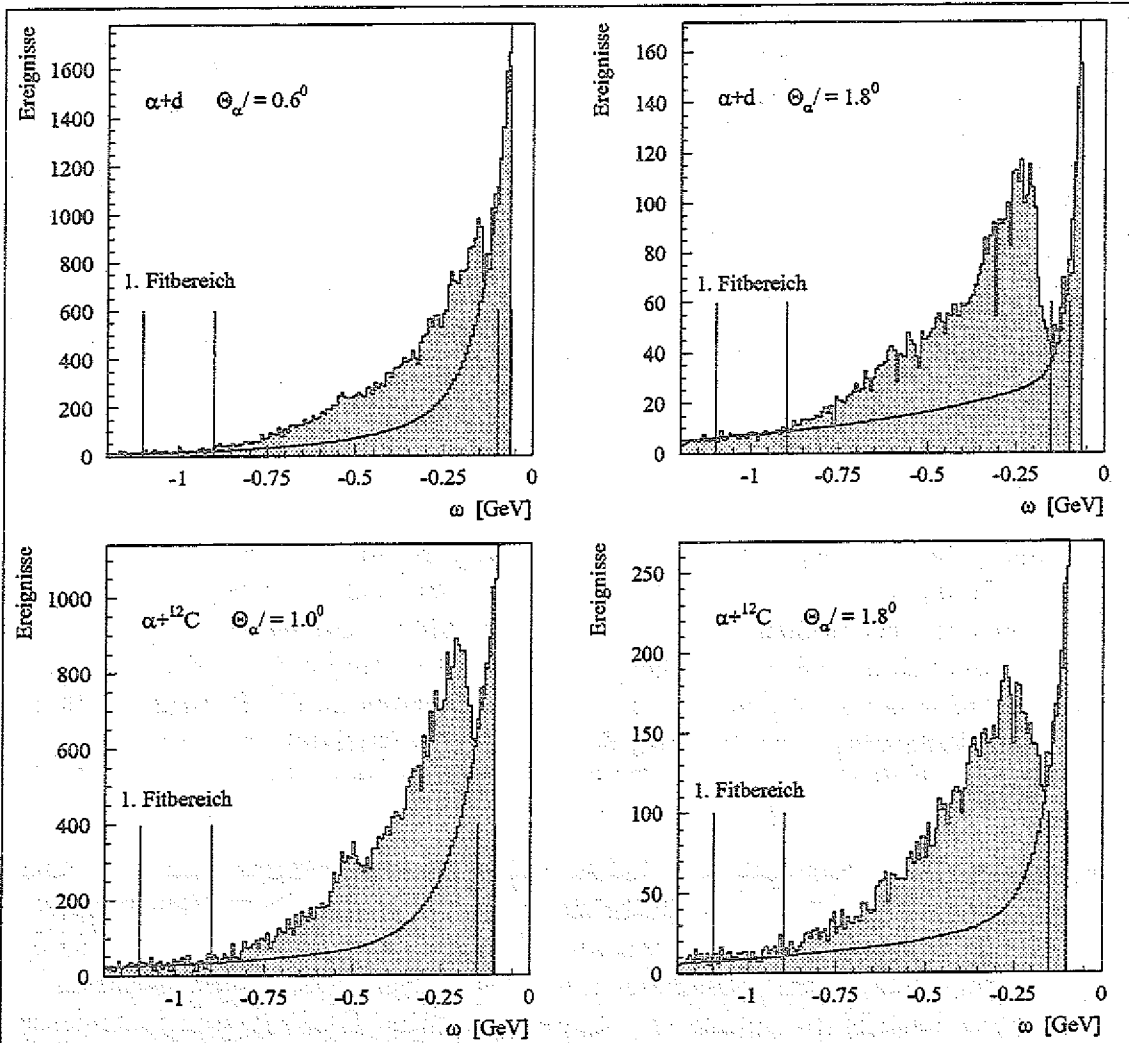


Abbildung 3.5: Abzug des Untergrunds, der von der Kleinwinkelstreuung am Kollimator und von quasi-elastischen Prozessen herrührt. Die eingezeichneten vertikalen Linien stellen die Anpassungsgrenzen dar.

Kapitel 4

Interpretation der Daten

Für die Interpretation der experimentellen Daten wurde das Monte-Carlo-Programm KINBOD entwickelt, das die Viererimpulse beliebiger Teilchen im Ein- und Ausgangskanal sowie Gewichtsfunktionen kinematischer Variablen (z.B. für Resonanzen und Matrixelemente) berechnet. Außerdem besitzt es Programmroutinen zur Berechnung von Ausbeutefaktoren von Detektoren und eine Schnittstelle zum Detektorsimulationsprogramm GEANT [GEA92]. Die isotrope Erzeugung der Phasenraumverteilung von Teilchen im Schwerpunktsystem wird von der Programmroutine GENBOD [GEN92] mit verbessertem Pseudo-Zufallszahlengenerator [Jam88] geleistet.

Da die Strahlenergie sehr viel größer als die Bindungsenergie der Nukleonen im ^2H und ^{12}C -Kern ist, wurde angenommen, daß das Projektil nur mit einem Nukleon im Kern wechselwirkt, und keine Wechselwirkung mit dem Restkern stattfindet (Zuschauermodell). Es ergeben sich dadurch folgende Reaktionen, die simuliert und relativ zueinander mit einem Isospinfaktor gewichtet wurden:

Reaktion	Restkern		Isospin- gewichtungsfaktor
	^2H	^{12}C	
$\alpha p \rightarrow \alpha' n \pi^+$	n	^{11}B	2
$\alpha p \rightarrow \alpha' p \pi^0$	n	^{11}B	1
$\alpha n \rightarrow \alpha' p \pi^-$	p	^{11}C	2
$\alpha n \rightarrow \alpha' n \pi^0$	p	^{11}C	1

Reaktionen, bei denen mehr als ein Nukleon aus dem ^{12}C -Kern herausgelöst wird (d.h. mit den Restkernen ^{10}B , ^{10}Be , usw.) sowie Anregungszustände der Restkerne, spielen kinematisch nur eine geringe Rolle und wurden vernachlässigt. Die Nukleonen im Kern befinden sich jedoch nicht in Ruhe, sondern besitzen eine Impulsverteilung, auch Fermi-Impulsverteilung genannt, die durch die Wellenfunktion des Nukleons gegeben ist. Das Problem, die resultierende Phasenraumverteilung der Reaktionsprodukte zu finden, kann auf zwei verschiedene Weisen gelöst werden:

1. Das Target wird als ein einzelnes, sich mit der Fermi-Impulsverteilung in zufälliger Richtung relativ zur Strahlachse bewegendes Nukleon betrachtet.
2. Als Target wird der gesamte ruhende Kern betrachtet, wobei der Rückstoß der Zuschauer-Nukleonen durch die Fermi-Impulsverteilung gegeben ist.

Die erste Methode ist wesentlich effizienter, da der Phasenraum, in dem gewürfelt werden muß, wesentlich kleiner ist. Sie wurde auf folgende Weise implementiert: Für jedes Ereignis wurde ein Target-Nukleonimpuls nach einer bekannten Impulsverteilung und einem zufälligen Winkel bezüglich der Strahlachse gewürfelt. Der resultierende Impulsvektor des Schwerpunktsystems relativ zum Laborsystem wurde für jedes Ereignis abgespeichert, damit nach der Generierung der Reaktion im Schwerpunktsystem die Reaktionsteilchen wieder richtig in das Laborsystem transformiert werden konnten. Der Impuls des Zuschauernukleons ist dann entgegengesetzt gleich zum Target-Nukleonimpuls im Laborsystem und unabhängig von allen anderen Merkmalen des Ereignisses.

Für die Impulsverteilung der Nukleonen im Deuterium wurde angenommen, daß die Ortswellenfunktion des Deuterons nur eine s-Welle ist (der geringe p-Wellenanteil wurde vernachlässigt):

$$\Psi_s(r) = \sqrt{\frac{2}{R}} Y_{00}(r) \frac{e^{-\frac{r}{R}}}{r} \quad (4.1)$$

Nach Fourier-Transformation der Wellenfunktion in den Impulsraum erhält man für die Wahrscheinlichkeit W , die beiden Nukleonen mit einem Relativimpuls zwischen p und $p+dp$ zu finden:

$$W(p, p+dp) = \int_0^{2\pi} d\Omega_p Q(p) p^2 dp = \frac{4p^2}{\pi R \left[\left(\frac{1}{R} \right)^2 + p^2 \right]^2} dp \quad (4.2)$$

dabei sind

$R = \hbar/\sqrt{MB}$, aus Randbedingung für $\Psi_s(r \rightarrow \infty)$, mit $1/R = 45.702 \text{ MeV}/c$

$B = 2.22452 \pm 0.00010 \text{ MeV}$, Bindungsenergie des Deuterons

$M = (2m_n m_p)/(m_n + m_p) = 2M_{red}$, M_{red} = reduzierte Masse aus m_n und m_p

m_n = Masse des Neutrons

m_p = Masse des Protons

$Q(p) = \Psi_s^*(p) \Psi_s(p)$, Wahrscheinlichkeitsdichte

$Y_{00} = 1/\sqrt{4\pi}$, Kugelflächenfunktion.

Beim Kohlenstoff wurde angenommen, daß die α -Streuung nur an den 1p-Nukleonen, d.h. den Oberflächennukleonen, stattfindet. Die Impulsverteilung dieser 1p-Nukleonen sind Messungen der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'p)$ entnommen [NHK 76].

Die resultierenden Impulsverteilungen der Nukleonen sind in Abbildung 4.1 gezeigt.

Zur Kontrolle der Rechnungen, und um einen konsistenten Vergleich mit den Protondaten vornehmen zu können, wurden alle Simulationen auch für die früheren Messungen am Proton durchgeführt.

Wie in [MBJ 92] beschränkt sich die Beschreibung auf die Simulation von Target- und Projektilanregung (vergleiche Abbildung 1.4a und b).

4.1 Simulation der Projektilanregung

Für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dtdm_R^2)$ der Projektilanregung wurde die folgende Parametrisierung von [DSG86] verwendet, die den Wirkungsquerschnitt und die spektrale Form des elementaren Prozesses $pp \rightarrow n\Delta^{++}$ gut

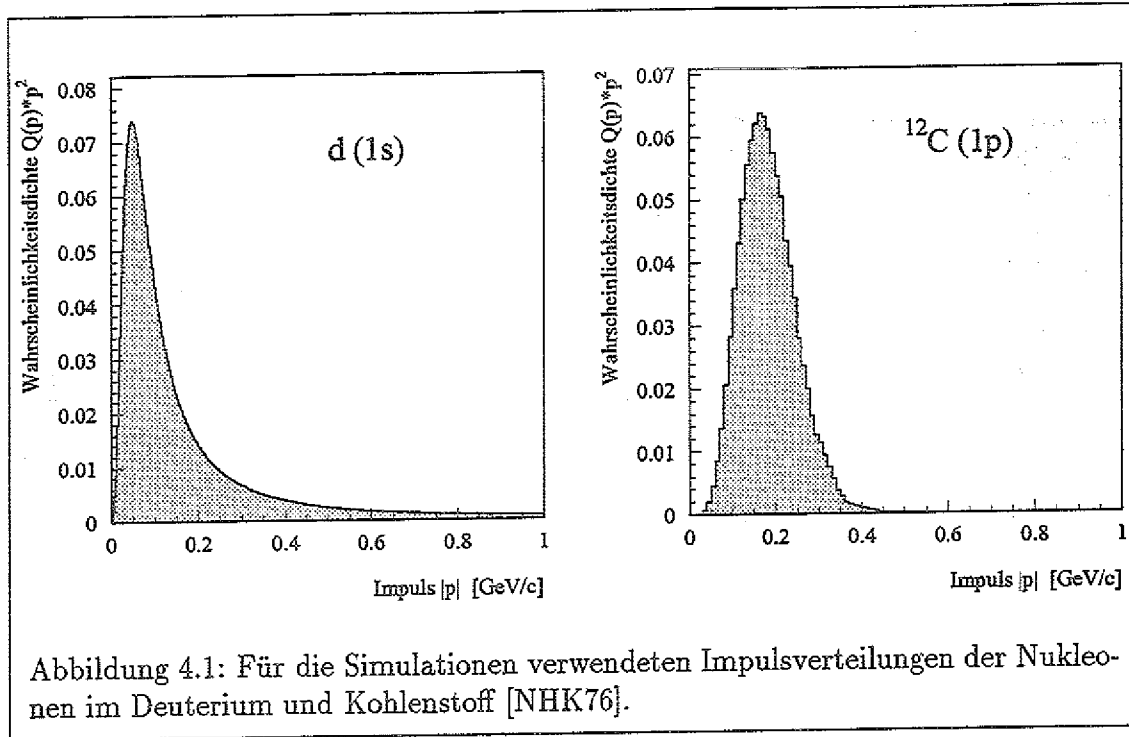


Abbildung 4.1: Für die Simulationen verwendeten Impulsverteilungen der Nukleonen im Deuterium und Kohlenstoff [NHK76].

beschreibt:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dm_R^2} = \frac{1}{64\pi} \frac{9}{m_p^2 p_B^2} \rho(m_R^2) M(t') F^2(t) \quad (4.3)$$

dabei bedeuten

$$\begin{aligned} t &= (\mathbf{p}_\alpha - \mathbf{p}_{\alpha'})^2 \text{ und } t' = (\mathbf{p}_p - \mathbf{p}_{p'})^2, \text{ mit } \mathbf{p} = \text{Viererimpuls} \\ m_R &= \sqrt{(\mathbf{p}_\pi + \mathbf{p}_{\alpha'})^2} - m_\alpha + m_p, \text{ die Resonanzmasse} \\ m_\pi, m_p, m_\alpha &= \text{Masse des Pions, Protons und } \alpha\text{-Teilchens} \\ p_B &= \text{Strahlimpuls} \\ M(t') &= \text{Matrixelement für den direkten Term} \\ F^2(t) &= e^{-32.16|t|}, \text{ Formfaktor des } \alpha\text{-p Systems} \end{aligned}$$

Die Breite der Δ -Resonanz wird durch eine Breit-Wigner Verteilung $\rho(m_R^2)$ beschrieben, die jeweils am Formations- und Zerfallsvertex um Z_1 bzw. Γ/Γ_0 korrigiert ist [Jac64] [EGL 85]:

$$\rho(m_R^2) = \frac{m_\Delta \Gamma Z_1}{\pi [(m_R^2 - m_\Delta^2)^2 + m_\Delta^2 \Gamma^2]} \quad \Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^3 \frac{(p_0 + \kappa)^2}{(p^2 + \kappa)^2} \quad (4.4)$$

mit

$$p^2 = \frac{(m_R^2 + m_p^2 - m_\pi^2)^2}{2m_R^2} - m_p^2 \quad \text{und} \quad p_0^2 = \frac{(m_\Delta^2 + m_p^2 - m_\pi^2)^2}{2m_\Delta^2} - m_p^2 \quad (4.5)$$

und

$$Z_1 = \frac{p_0^2(t) + \kappa^2}{p^2(t) + \kappa^2} \quad \text{mit} \quad p^2(t) = \frac{(m_R^2 + m_p^2 - t)^2}{2m_R^2} - m_p^2, \quad (4.6)$$

dabei sind

$m_{\Delta} = 1232 \text{ MeV}/c^2$, mittlere Masse der Δ -Resonanz

$\Gamma_0 = 115 \text{ MeV}$, Halbwertsbreite (FWHM) der Δ -Resonanz.

Die Korrekturen wurden so parametrisiert, um die Spektralform der Δ -Resonanz in der $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ Reaktion zu beschreiben, dabei ist κ ein Anpassungsparameter, der zu $\kappa=0.18 \text{ GeV}$ bestimmt wurde [EGL 85]. In dieser Parametrisierung wird die Δ -Resonanzanregung nur durch π -Austausch beschrieben. Der ebenfalls wichtige Beitrag von ρ -Mesonen wird vernachlässigt.

Der Formfaktor $F^2(t)$ des α -p Systems beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein α -Teilchen einen Stoß mit einem Proton, bei dem ein Impuls t übertragen wird, überlebt, wobei $F(t=0)=1$ gilt. Die funktionale Abhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit sollte – abgesehen von Diffraktionsstrukturen – dem Abfall des Wirkungsquerschnitts der elastischen $^4\text{He}(p, p)^4\text{He}$ Streuung entsprechen. Zur Bestimmung von $F^2(t)$ wurde daher an experimentelle Daten [ABB 77] eine Exponentialfunktion angepaßt (siehe Abbildung 4.2). Bei den vorliegenden Daten ist die Abhängigkeit von $F^2(t)$ bei kleinen $|t|$ besonders wichtig. Daher wurde die Anpassung im Bereich bis $t = -0.225$ ($\hat{=}\omega=-0.75$ bei $\theta_{\alpha'}=1.8^\circ$) – oberhalb des ersten großen Diffraktionsminimums – mit einem speziellen Verfahren [Wil68] durchgeführt, das die Fehler sowohl in $d\sigma/dt$ als auch in t berücksichtigt. Im Anpassungsintervall ergibt sich

$$\frac{d\sigma}{dt} = e^{-32.16|t|+7.57} = k \cdot e^{-32.16|t|} = k \cdot F^2(t), \quad |t| \leq 0.225, \quad (4.7)$$

wobei k eine Normierungskonstante ist.

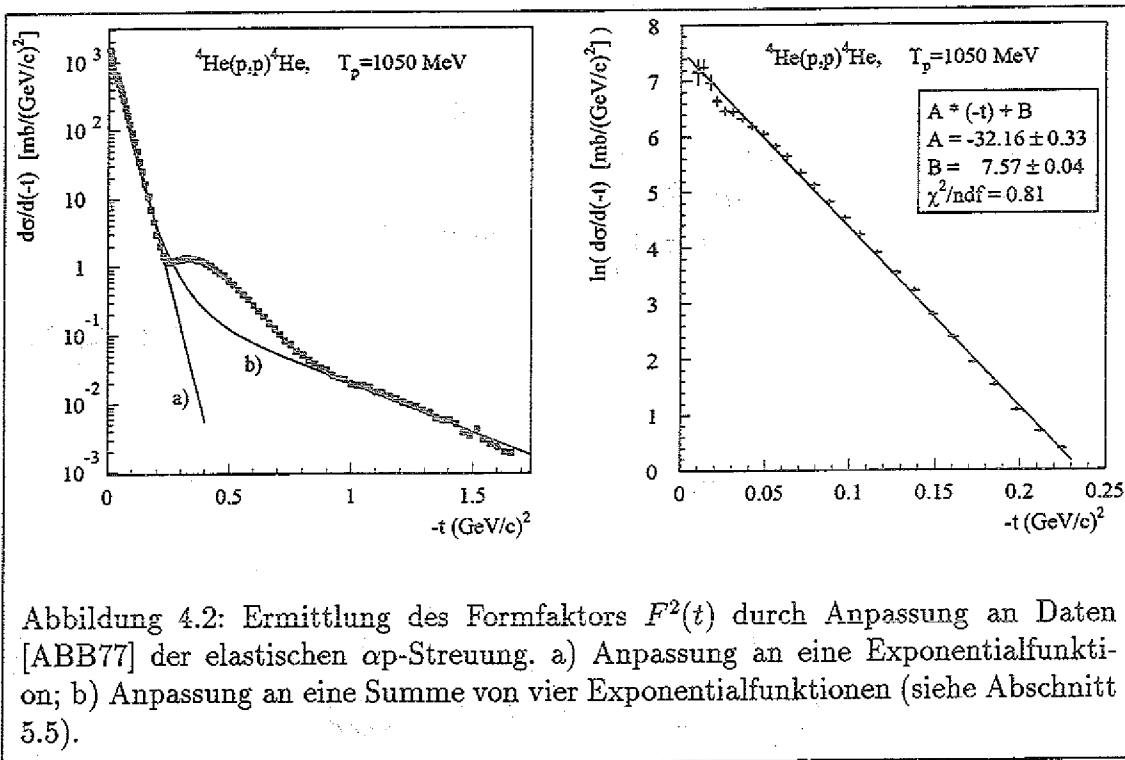


Abbildung 4.2: Ermittlung des Formfaktors $F^2(t)$ durch Anpassung an Daten [ABB77] der elastischen α -p-Streuung. a) Anpassung an eine Exponentialfunktion; b) Anpassung an eine Summe von vier Exponentialfunktionen (siehe Abschnitt 5.5).

Bei der Anregung der Δ -Resonanz spielt neben dem π - auch der ρ -Austausch eine große Rolle. Aus deren Vertexfunktionen zusammen mit kinematischen Faktoren, die

beide von t' abhängen, wird das Matrixelement $M(t')$ gebildet. Wenn man alle diese Beiträge berücksichtigen würde, ergäbe dies viele Einzelbeiträge mit komplizierten t' -Abhängigkeiten, wobei sich in der Summe der Terme eine starke t' -Abhängigkeit des Matrixelements $M(t')$ wegmittelt. Daher wurde das Matrixelement mit $M(t') \equiv 1$ angenommen. Die Bindungsenergie wird durch die Definition der invarianten Resonanzmasse berücksichtigt. Das Ergebnis der Rechnungen ist für die Protondaten in Abbildung 4.3a gezeigt.

Die Resonanzform ist im Energiespektrum wegen der hohen Geschwindigkeit des Projektils (Lorentz-Schub) stark zur Pionenschwelle hin verschoben. Dieser kinematische Effekt dominiert die Resonanzform so stark, daß die genauen Werte der Δ -Resonanzparameter m_Δ und Γ_0 keinen großen Einfluß haben.

Die Absolutnormierung der gerechneten Kurven wurde so an die experimentellen Daten angepaßt, daß Maximum und die abfallende Flanke zwischen $\omega = -0.25$ und -0.35 optimal beschrieben werden. Die Schwankungen der Zählrate im Maximum der Projektilanregung rühren von nicht ausgleichbaren Ineffizienzen der Driftkammern her. Da der Streuwinkel nur auf $\pm 0.2^\circ$ genau ist, wurden die Rechnungen ebenfalls für mehrere Streuwinkel $\theta_{\alpha'}$ durchgeführt. Die beste Übereinstimmung mit den Protondaten konnte dabei für $\theta_{\alpha'} = 0.9^\circ$ erreicht werden.

In Abbildung 4.3b werden die vorliegenden Rechnungen mit denen ganz ohne Resonanz (d.h. $\rho(m_R^2) \equiv 1$) und mit denen von [CRO 95] (bei $\theta_{\alpha'} = 0.8^\circ$) verglichen. Ohne Berücksichtigung der Resonanzform ist das Spektrum wesentlich breiter und wird nur zu großen Werten von $|\omega|$ durch den Formfaktor abgeschnitten. Der Vergleich mit den Rechnungen von [CRO 95] zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Diskrepanz direkt oberhalb der Pionenschwelle kann durch die unterschiedliche Annahme des α -Streuwinkels erklärt werden. Die Konsistenz mit den verfeinerten Rechnungen von

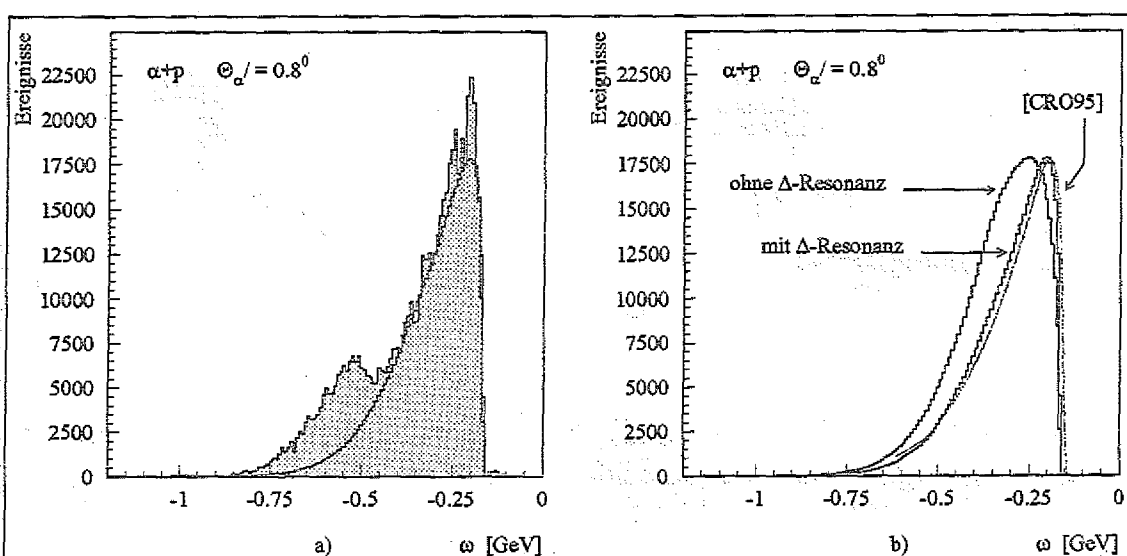
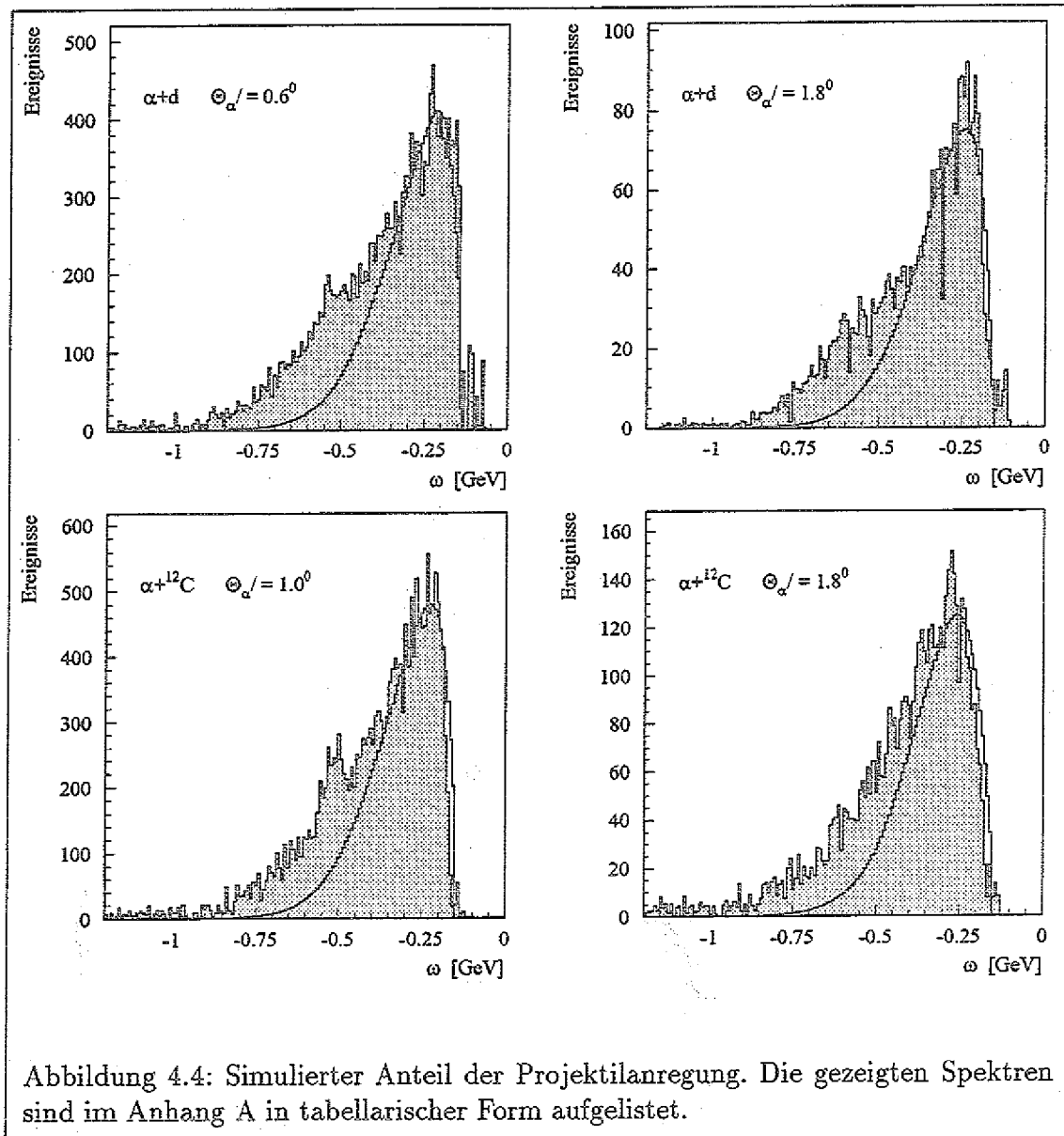


Abbildung 4.3: a) Berechnetes Spektrum der Projektilanregung für die Protondaten (bei $\theta_{\alpha'} = 0.9^\circ$). b) Vergleich der Rechnung mit der von [CRO95] (bei $\theta_{\alpha'} = 0.8^\circ$) und reiner Phasenraumverteilung.

[CRO 95] (mit Berücksichtigung von π - und ρ -Austausch) belegen die Richtigkeit der vereinfachten Rechnungen.

Die Ergebnisse der Rechnungen für die Deuterium- und Kohlenstoffdaten – unter Berücksichtigung der Fermibewegung der Nukleonen – ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Absolutnormierung wurde in der gleichen Weise an die Daten angepaßt, wie bei den Protondaten. Im Vergleich zum Protonfall ist die Projektilanregung durch die Fermibewegung der Nukleonen verbreitert. Die experimentellen Daten werden ebenfalls durch die Rechnungen gut beschrieben.



4.2 Simulation der Targetanregung

Nach Abzug der Projektilanregung (berechnete Kurven in Abbildung 4.3 und 4.4) ergeben sich die in Abbildung 4.5 und 4.6 gezeigten Spektren, die als Targetanregung

interpretiert wurden. Es wurde angenommen, daß nur die P_{11} (1440 MeV) Roper-Resonanz angeregt wird. In früheren Rechnungen [FSM94] konnte gezeigt werden, daß der Anteil der Doppel- Δ -Anregung relativ gering ist. Das liegt hauptsächlich daran, daß dieser Prozeß erst bei hohem Impulstransfer $|t|$ an Bedeutung gewinnt, wo er stark vom α -p Formfaktor unterdrückt wird. S_{11} -Beträge sind im Energiebereich $|\omega| > 0.4$ klein [FSM94] und werden vernachlässigt.

Die Beschreibung der Targetanregung erfolgte analog zu der Berechnung der Projektilanregung (vergleiche Formel 4.3):

$$\frac{d^2\sigma}{dt dm_R^2} \propto \rho(m_R^2) M(t') F^2(t). \quad (4.8)$$

Die Resonanzform der Roper-Resonanz ist sehr verschieden von einer Breit-Wigner-Form, daher wurde $\rho(m_R^2)$ durch Fit an die π -Nukleon-Streuamplitude bestimmt (siehe Abbildung 4.5a).

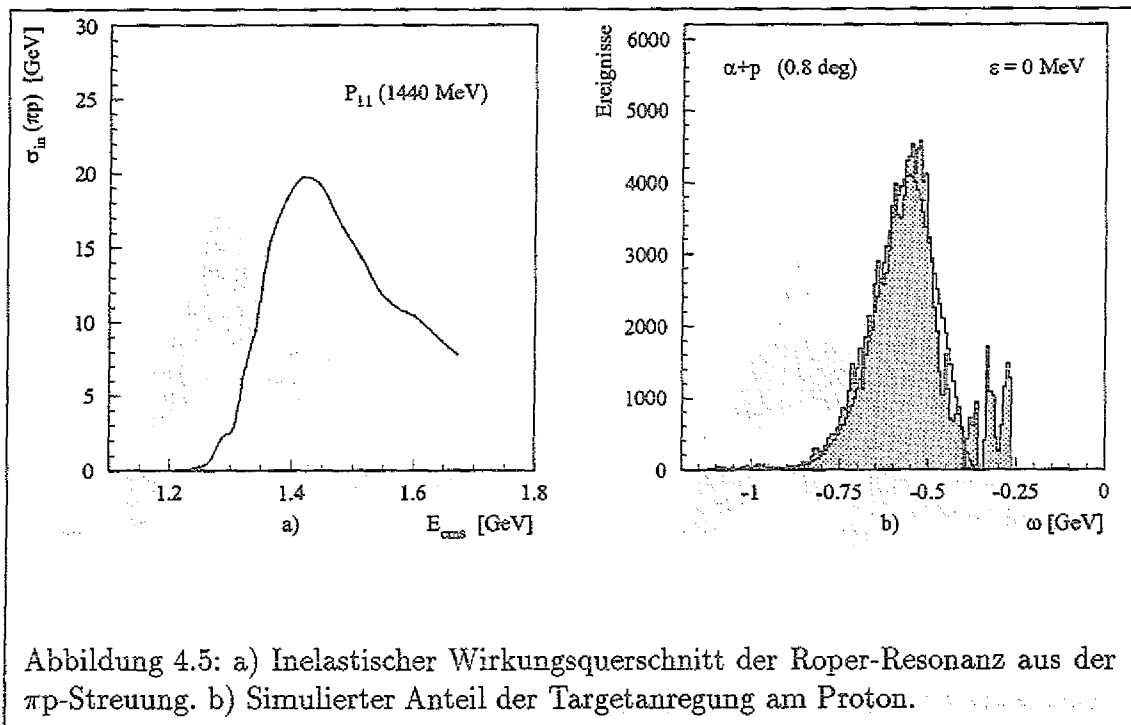
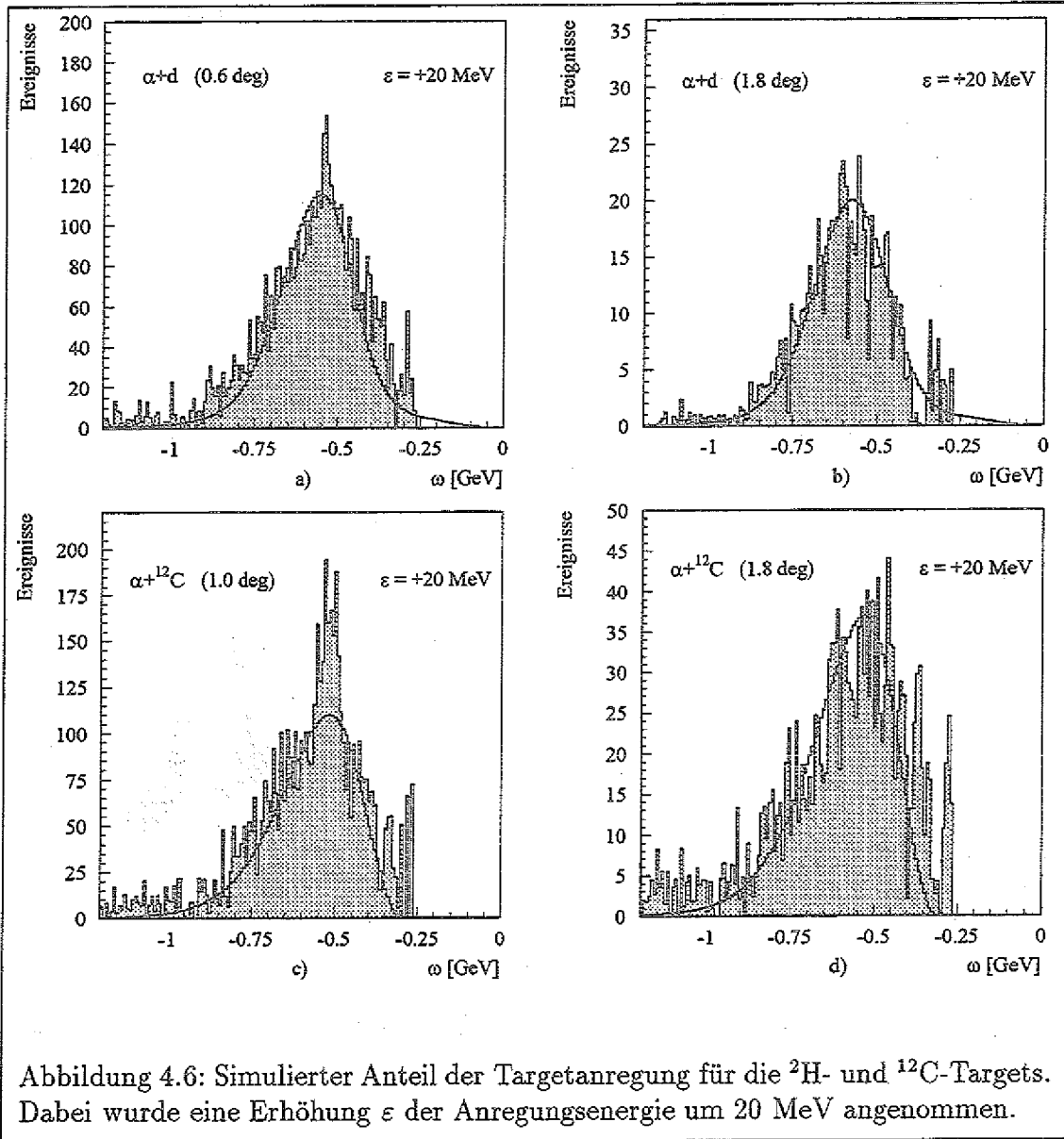


Abbildung 4.5: a) Inelastischer Wirkungsquerschnitt der Roper-Resonanz aus der πp -Streuung. b) Simulierter Anteil der Targetanregung am Proton.

Das Matrixelement wurde – wie bei der Projektilanregung – als konstant angenommen. Die Absolutnormierung der Rechnung erfolgt durch Anpassung an die experimentellen Daten. Das Ergebnis der Simulationen ist für die Protondaten in Abbildung 4.5b gezeigt und zeigt eine relativ gute Beschreibung der experimentellen Daten.

Für die Deuterium- und Kohlenstoffdaten berücksichtigen wir in gleicher Weise wie bei der Berechnung der Projektilanregung die Fermibewegung der Nukleonen. Zusätzlich wurde in den Rechnungen die Anregungsenergie der Roper-Resonanz variiert, um eine mögliche Änderung der Resonanzenergie im nuklearen Medium zu berücksichtigen. In den Fits kann eine Erniedrigung der Resonanzenergie ausgeschlossen werden. Das ist auch aus der Schwerpunktsenergie zu sehen, die höher ist als

im Nukleonspektrum. Unter der Annahme, daß die Anregungsenergie der Roper-Resonanz um $\varepsilon=20$ MeV erhöht ist, konnte für alle Winkel die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Spektren erreicht werden. Das Ergebnis dieser Simulationen ist in Abbildung 4.6 zu sehen.



4.3 Experimentelle Ergebnisse

Nach der Separation der experimentellen Spektren in die Beiträge von Projektil- und Targetanregung können die differentiellen Wirkungsquerschnitte für beide Prozesse extrahiert werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [\text{mb/sr}] = \frac{N}{N_p \Delta\Omega} \cdot \frac{10^{27}}{I_p N_s} \quad (4.9)$$

dabei bedeuten

N = Anzahl der Ereignisse im Spektrum
 $\Delta\Omega = 8.55 \cdot 10^{-6}$ sr, Raumwinkel der Kollimatoröffnung
 $I_p = 3.697 \cdot 10^7$, Anzahl der einfallenden α -Teilchen
 $N_s = \rho_A N_A d / M_A$, Anzahl der Streuzentren pro cm^2 im Target
 ρ_A = Dichte des Targetmaterials in g/cm^3
 M_A = Molmasse des Targetmaterials in g/mol
 d = Targetdicke in cm
 N_A = Avogadro-Konstante

N_v ist die Zählrate, auf die die Einzelspektren relativ zum Zählerstand der Strahlmonitore mit Vetosignal der Koinzidenzeinheit normiert wurde. Es gelten dabei folgende Werte:

Targetmaterial	N_v	$N_s [\text{cm}^{-2}]$	$d [\text{cm}]$
^2H	1000	$1.93 \cdot 10^{23}$	4.0
^{12}C	10000	$1.81 \cdot 10^{22}$	0.2

Die damit gewonnenen Wirkungsquerschnitte für Projektil- und Targetanregung sind in der Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der extrahierten Wirkungsquerschnitte.

Reaktion	Streu- winkel	$d\sigma/d\Omega(\text{Proj.})$ [mb/sr]	$d\sigma/d\Omega(\text{Target})$ [mb/sr]	$d\sigma/d\Omega(\text{Proj.}) /$ $d\sigma/d\Omega(\text{Target})$
$\alpha + p \rightarrow \alpha' + X$	0.8°	$273.5^{+27.4}_{-32.8}$	$70.8^{+7.1}_{-11.3}$	$3.86^{+0.55}_{-0.77}$
	2.0°	$67.6^{+6.8}_{-10.1}$	$18.2^{+3.0}_{-5.0}$	$3.71^{+0.72}_{-1.16}$
$\alpha + ^2\text{H} \rightarrow \alpha' + X$	0.6°	$395.8^{+59.4}_{-59.4}$	$159.7^{+31.9}_{-31.9}$	$2.48^{+0.62}_{-0.62}$
	1.8°	$74.5^{+13.4}_{-11.2}$	$24.4^{+6.1}_{-4.9}$	$3.05^{+0.93}_{-0.78}$
$\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha' + X$	1.0°	$501.9^{+100.4}_{-85.3}$	$204.5^{+55.2}_{-45.0}$	$2.45^{+0.82}_{-0.68}$
	1.8°	$136.6^{+27.3}_{-23.2}$	$61.0^{+16.5}_{-13.4}$	$2.24^{+0.75}_{-0.62}$

In den angegebenen Fehlern sind die statistischen und systematischen Fehler zusammengefaßt worden, wobei die größten Anteile von den Unsicherheiten beim Abzug des Untergrunds und der Absolutnormierung der Rechnungen herrühren.

Der Schwerpunkt $\bar{\omega}$ und die Breite Γ (FWHM) der simulierten Targetanregung ist in der Tabelle 4.2 angegeben.

4.4 Diskussion der Ergebnisse

Mit den in diesem Kapitel beschriebenen Rechnungen erhält man eine recht gute Beschreibung der experimentellen Spektren (vergleiche Abbildung 4.6). Im Gegensatz zum Nukleon, für das eine ausgeprägte und relativ scharfe Roper-Resonanzanregung beobachtet wurde, sind die Kernspektren relativ flach und deuten auf eine wesentlich

Tabelle 4.2: Schwerpunkt $\bar{\omega}$ und die Breite Γ (FWHM) der simulierten Targetanregung.

Reaktion	Streu- winkel	Targetanregung	
		$\bar{\omega}$ [GeV]	Γ [GeV]
$\alpha + p \rightarrow \alpha' + X$	0.8°	-0.57	0.20
$\alpha + {}^2\text{H} \rightarrow \alpha' + X$	0.6°	-0.57	0.31
	1.8°	-0.58	0.31
$\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha' + X$	1.0°	-0.57	0.31
	1.8°	-0.59	0.31

breitere Roper-Resonanzanregung hin (siehe Tabelle 4.2). Die Unterschiede in der Resonanzform zum Nukleonspektrum werden durch Mitnahme der Fermi-Bewegung gut wiedergegeben. Trotz der großen Fehler in den experimentellen Spektren in Abbildung 4.6, die durch das Abziehen von Untergrund und Projektilanregung verursacht sind, beobachtet man eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen. Die resultierende Resonanzform ist dabei für ${}^2\text{H}$ und ${}^{12}\text{C}$ verschieden, für ${}^2\text{H}$ ergibt sich eine Verbreiterung mit langen, fast symmetrischen Ausläufern, verursacht durch die Wellenfunktion (Gleichung 4.1) des Deuterons. Die $p_{3/2}$ -Impulsverteilung für ${}^{12}\text{C}$ liefert eine asymmetrische Form mit einem flacheren Abfall nur auf der Hochenergieseite der Resonanz.

Zusätzlich zur Fermibewegung im Kern können weitere Mediumeffekte in der Roper-Resonanzanregung auftreten, die von Interesse sind:

1. Vergrößerung oder Verkleinerung des dynamischen Nukleonradius („swelling“ oder „shrinking“ des Nukleons)

Die Analyse der quasi-elastischen Elektron-Streuung bei Impulsüberträgen bis zu 600 MeV/c [MBB84] und die (e,e'p)-Reaktion [S87] können relativ einfach verstanden werden, wenn man eine Vergrößerung des Nukleons im Kern annimmt. Weiterhin wurde das Verhältnis des totalen $K^+{}^{12}\text{C}$ zu K^+ -d Wirkungsquerschnitts durch eine Vergrößerung des Nukleonenradius um ca. 10% interpretiert [SQXq94]. Andererseits gibt es eine Reihe von theoretischen Gründen, die eher auf eine Verkleinerung des Nukleons im Kern schließen lassen [Kre89]. Unter Ausnutzung von Operatorsummenregeln [Mor94] kann die Anregungsenergie der Kompressionschwingung (Roper-Resonanz) mit dem Radius des Nukleons in Verbindung gebracht werden:

$$E_{x^2} = \frac{3\hbar^2}{m_N} K_N \frac{1}{\langle r_N^2 \rangle}, \quad (4.10)$$

wobei m_N die Masse, $\langle r_N^2 \rangle$ der mittlere quadratische Radius und K_N das Kompressionsmodul des Nukleons ist. Mit der Annahme, daß sich das Kompressionsmodul wie $K_N \sim 1/\rho$ verhält, wobei $\rho = 4\pi/3 \langle r^2 \rangle^{3/2}$ die Dichte des Systems darstellt, ergibt sich die folgende Beziehung, die die Radialabhängigkeit

gut beschreibt:

$$K_N \approx \frac{9}{4\pi} \frac{1}{r^2 > 3/2}. \quad (4.11)$$

Damit erhalten wir eine Beziehung zwischen der Anregungsenergie und dem mittleren quadratischen Radius des Nukleons:

$$E_x^2 \approx \frac{27\hbar^2}{4\pi} \frac{1}{m_N < r_N^2 >^{5/2}}. \quad (4.12)$$

Nimmt man eine 10-prozentige Vergrößerung des Nukleonradius im ^{12}C an, so ergibt sich eine drastische Verringerung der Monopolanregungsenergie um etwa 80 MeV. Obwohl die α -Streuung in unserem Energiebereich nur empfindlich auf die Oberflächennukleonen ist, erwarten wir trotzdem eine Verschiebung der Monopolstärke im Anregungsspektrum. Die Beschreibung der experimentellen Spektren (vergleiche Abbildung 4.6) schließt jedoch eine Erniedrigung der Monopolanregungsenergie aus. Im Gegenteil, die beste Übereinstimmung wurde bei einer Erhöhung ε der Anregungsenergie für beide Kerne um 20 MeV erreicht. Dies könnte auf eine kleine Verringerung des dynamischen Nukleonradius hinweisen; jedoch erlauben die Unsicherheiten in der Extraktion der Monopolstärke (durch Abzug der Projektilanregung und durch mögliche andere Effekte) keine klaren Schlußfolgerungen. Diese Situation kann nur in exklusiven Experimenten verbessert werden (siehe Abschnitt 4.5).

2. Resonanzabsorption im Kern

Im quasifreien Bild einer Baryonenanregung erwartet man nur die Anregung und den Zerfall eines Nukleons. Die Resonanzenergie kann aber auf mehrere Nukleonen verteilt werden, das heißt, eine Absorption der Zerfallsteilchen durch zwei oder mehrere Nukleonen. Dadurch wird die Rückstoßenergie verringert, und es ergibt sich eine Verschiebung der Resonanz im ω -Spektrum zu niedrigeren Energien. Dieser Effekt ist bei der Δ -Resonanzanregung in Kernen bekannt und trägt maßgeblich zum Shift dieser Resonanz zu niedrigeren Energien bei. Es treten dabei hauptsächlich zwei Mechanismen auf: die Absorption des Zerfallspions der Δ -Resonanz und dadurch induzierte $2N$ -Produktion [HRB 92], und eine kohärente Pionen-Produktion [HRB 93]. Wegen der wesentlich höheren Energie der Roper-Resonanz und der verschiedenen Zerfallskanäle (es gibt keinen dominanten Zerfallskanal wie bei der Δ -Resonanz – vergleiche Tabelle 4.4), sollten diese Effekte keine wesentliche Rolle spielen und wurden in den diskutierten Rechnungen nicht berücksichtigt. Experimentell kann dies aber nur in den geplanten exklusiven Experimenten untersucht werden (siehe Abschnitt 4.5).

Im quasifreien Bild können die extrahierten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit dem Wirkungsquerschnitt am Nukleon in Verbindung gesetzt werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha\text{Kern}} = A_{\text{eff}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha N}, \quad (4.13)$$

wobei A_{eff} die effektive Anzahl der an der Streuung beteiligten Nukleonen ist. Wegen des absorptiven Charakters der α -Streuung erwartet man nur den Einfluß der Oberflächennukleonen und daher auch kleine A_{eff} . In der Tabelle 4.3 sind die aus den Daten

extrahierten Werte für A_{eff} jeweils für Projektil- und Targetanregung zusammengestellt. Die Fehler wurden mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.

Tabelle 4.3: Effektive Anzahl A_{eff} der an der Streuung beteiligten Nukleonen.

Reaktion	Streu- winkel	A_{eff} (Projektil)	A_{eff} (Target)
$\alpha + {}^2\text{H} \rightarrow \alpha' + \text{X}$	0.6°	$1.4^{+0.3}_{-0.3}$	$1.3^{+0.5}_{-0.6}$
	1.8°	$1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$1.3^{+0.4}_{-0.5}$
$\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha' + \text{X}$	1.0°	$1.8^{+0.4}_{-0.4}$	$2.8^{+0.8}_{-0.8}$
	1.8°	$2.0^{+0.5}_{-0.5}$	$3.4^{+1.1}_{-1.2}$

Für die Projektilanregung ergibt sich im Mittel ein A_{eff} von 1.3 für das Deuteron und 1.9 für ${}^{12}\text{C}$. Beim Deuteron zeigt sich bereits eine kleine Absorption, während beim ${}^{12}\text{C}$ nur 1/6 aller Nukleonen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Die Erhöhung von A_{eff} für die Roper-Resonanzanregung beim ${}^{12}\text{C}$ könnte Hinweise auf Kollektiveffekte [Des88] liefern.

4.5 Exklusive Experimente mit dem SPES 4- π Detektor

Bei der Analyse der vorliegenden Daten traten die folgenden Schwierigkeiten auf, die zu relativ hohen Fehlern im Wirkungsquerschnitt führen:

- Die Untergrundbeiträge, die vom Kollimator und bei den ${}^2\text{H}$ - und ${}^{12}\text{C}$ -Targets von zusätzlichen quasi-elastischen Reaktionen herrühren, konnten nur mit großen Unsicherheiten abgeschätzt werden.
- Die Projektilanregung dominiert zum großen Teil die gemessenen Spektren. Nur durch Abzug dieser Komponente, deren Spektralform in einfachen Modellrechnungen beschrieben wurde, konnte die Targetanregung extrahiert werden. Mögliche Interferenzeffekte zwischen Projektil- und Targetanregung wurden nicht berücksichtigt.

In einem exklusiven Experiment, in dem Zerfallsteilchen koinzident mit den gestreuten α -Teilchen nachgewiesen werden, können diese Punkte in Einzelnen untersucht werden, wobei in bestimmten kinematischen Bereich eine Trennung von Projektil- und Targetanregung möglich ist. Außerdem können die verschiedenen Zerfallskanäle der Roper-Resonanz (siehe Tabelle 4.4) untersucht werden.

Für die inelastische Anregung am Proton gibt es die in Tabelle 4.5 aufgeführten Zerfallskanäle. Beim Zweikörperzerfall ist immer ein Teilchen geladen, das Proton oder das Pion. Es wird im neuen Detektorsystem im Targetbereich des Spes 4 Spektrometers nachgewiesen. Beim Dreikörperzerfall werden ein oder drei geladene Teilchen nachgewiesen. Die Zerfälle in drei geladene Teilchen $N^* \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ sind

Tabelle 4.4: Die wichtigsten Zerfallskanäle der Roper-Resonanz [ABBC94].

Resonanz	Zerfalls- kanal	Verzweigungs- verhältnis [%]
N^* (1440 MeV)	$N\pi$	50-70
	$N\pi\pi$	30-50
	$\Delta\pi$	10-20
	$N(\pi\pi)_S$	5-20

Tabelle 4.5: Zerfallskanäle der inelastischen Anregung am Proton mit α -Teilchen.

$\alpha + p \rightarrow$	$\alpha' p \pi^0$
	$\alpha' n \pi^+$
	$\alpha' p \pi^0 \pi^0$
	$\alpha' p \pi^+ \pi^-$
	$\alpha' n \pi^+ \pi^0$

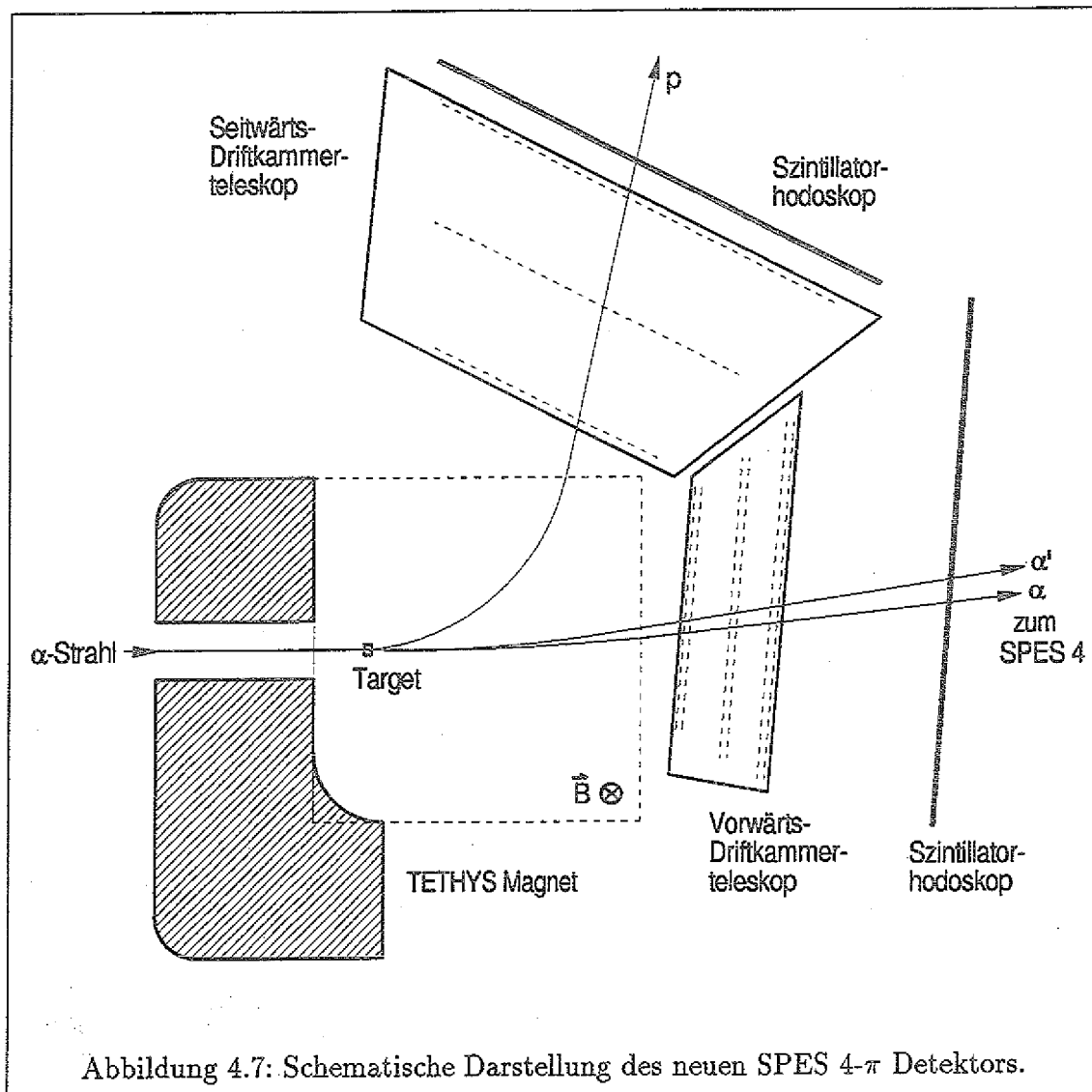
besonders interessant, hierfür ist eine fast komplette Unterdrückung der Projektilanregung möglich (die Projektilanregung wird durch Δ -Anregung dominiert und zerfällt unter 1π -Emission).

Die gestreuten α -Teilchen werden wie bisher mit dem SPES 4 Spektrometer gemessen. Die anderen geladenen Ejektile werden mit dem nicht fokussierenden C-Magneten „TETHYS“ analysiert. Dieser Magnet ersetzt den Ablenkmagnet M2 (vergleiche Abbildung 2.1) und besitzt eine hohe räumliche Akzeptanz. Einige technische Kenndaten von TETHYS sind in der folgenden Tabelle ersichtlich:

Kenndaten von TETHYS	
Grundfläche	$2.36 \times 2.15 \text{ m}^2$
Höhe	2.48 m
Polschuhabstand	0.5 m
Polschuhfläche	$1 \times 1 \text{ m}^2$
max. Magnetfeld	1.3 T
$\int B_{max} dl$	1.8 Tm

Um einen möglichst hohen Raumwinkel der emittierenden Teilchen zu erreichen, befindet sich das Target im Magnetfeld.

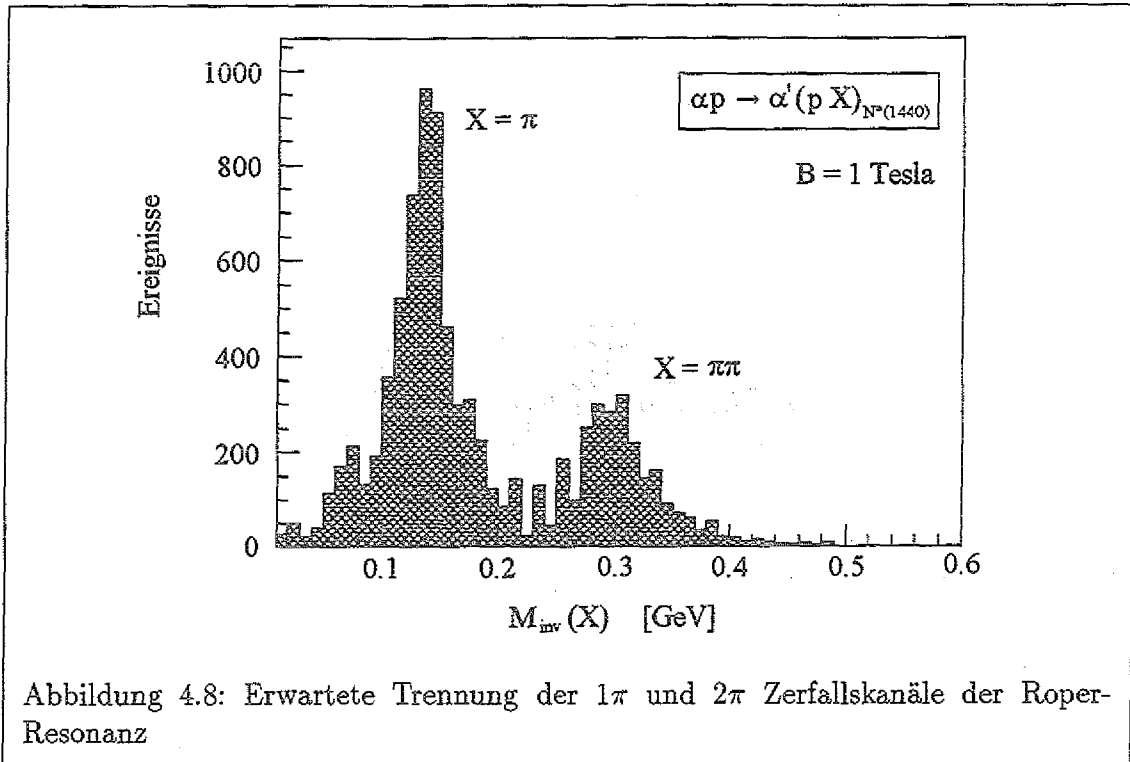
Der Nachweis und die Spurrekonstruktion der Protonen und Pionen erfolgt durch zwei Gruppen von Proportional-Driftkammern. Zwei Szintillatorhodoskope hinter den



Driftkammern dienen dem Ereignistrigger, zur Flugzeitmessung und unterstützen die Teilchenidentifizierung sowie die Untergrundreduktion.

Durch das Auftreffen des Primärstrahls auf den Spes 4 Kollimator wurde in den vorhergehenden Experimenten ein extrem hoher Untergrund in der Targetregion erzeugt. Daher wird der Kollimator entfernt und der Primärstrahl im SPES 4 hinter den beiden Quadrupolen Q3 und Q4 vernichtet. Mit dieser Lösung können Koinzidenzexperimente mit einem α -Streuwinkel bis zu $\theta_{\alpha'} = 2^\circ$ durchgeführt werden.

Die Durchführbarkeit der Messungen konnte in Monte-Carlo-Rechnungen demonstriert werden. Dazu wurden die in Tabelle 4.5 aufgeführten Reaktionen simuliert, und mit dem entsprechenden Isospinfaktor relativ zueinander gewichtet. Die Parametrisierung der Spektralformen von Δ - und Roper-Resonanz erfolgten wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben. Die zu erwartenden Detektorauflösungen wurden einer Arbeit von [Kun94] entnommen. In Abbildung 4.8 ist das Ergebnis der Simulationen gezeigt. Dort ist die invariante Masse M_{inv} von X aufgetragen. Durch Setzen eines Fensters kann eine klare Separation von 1π - und 2π -Zerfallskanälen er-



reicht werden.

Die kinematische Trennung von Projektil- und Targetanregung für die 1π -Ereignisse wird erreicht, indem man für die ausgewählten 1π -Ereignisse die rekonstruierte invariante Massen des $\alpha'\pi$ -Systems gegen die des $p\pi$ -Systems aufträgt. Dies ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Deutlich sind die verschiedenen kinematischen Bereiche für Projektil- und Targetanregung zu sehen.

Aus der Winkelverteilung der Pionen oder Protonen relativ zum Impulstransfervektor ist es zusätzlich möglich, den Spin J der Resonanzen zu ermitteln. Ein Zustand mit $J^P = 1/2^+$ muß zum Beispiel mittels einer $l = 1$ Partialwelle zerfallen.

Im Rahmen des SPES $4-\pi$ Projekts ist außerdem die Messung von kohärenten Pionen in Ladungsaustauschreaktionen sowie die Anregung von Baryonresonanzen mit polarisierten Deuteronen geplant. Die Polarisation der Deuteronen soll dabei mit dem Detektorsystem POMME[†] gemessen werden [POM92] [TGLB 95].

[†]Polarimetre Mobile Moyenne Energie

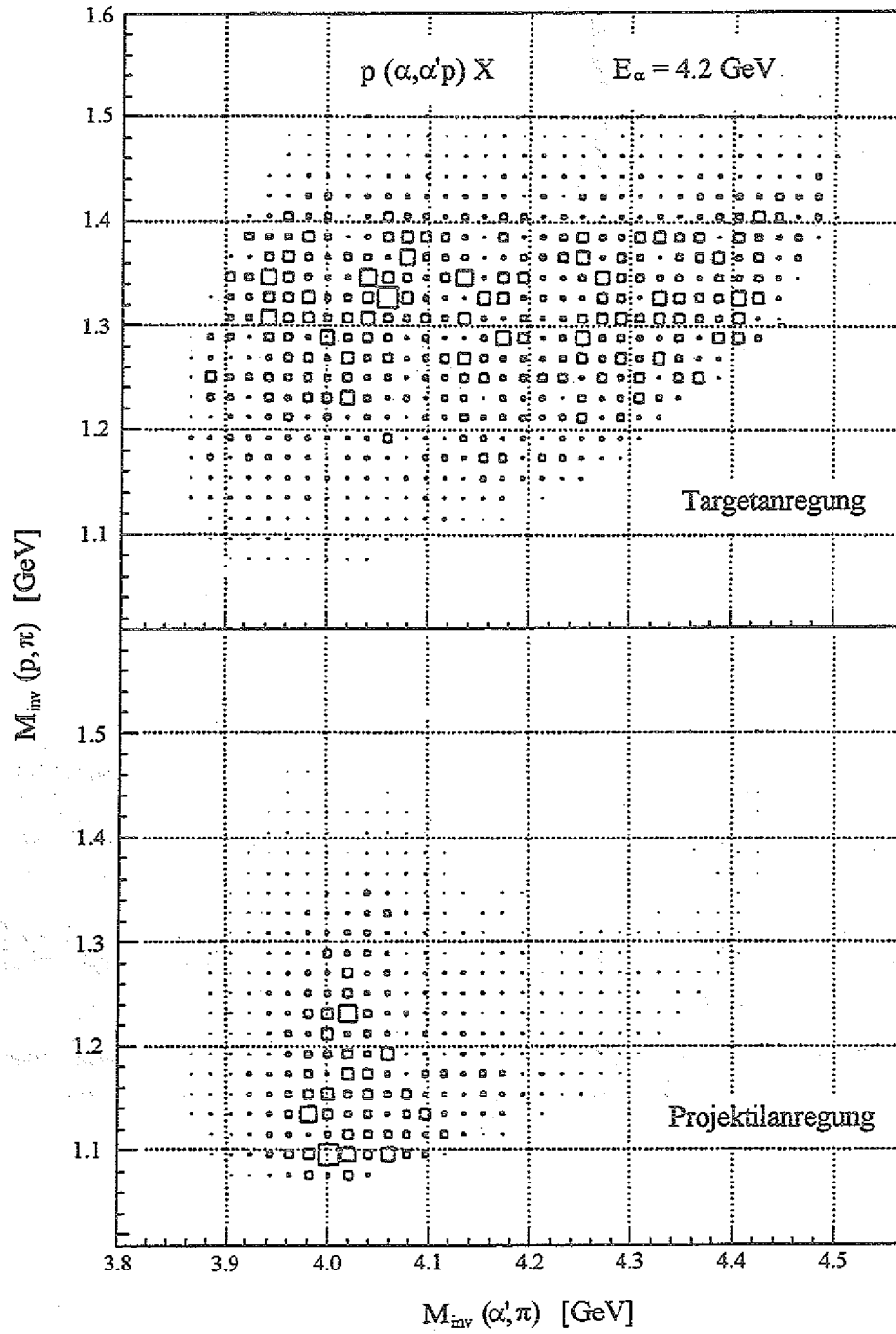


Abbildung 4.9: Aus den 1π Ereignissen rekonstruierte invariante Massen der Systeme $p\pi$ und $\alpha'\pi$ für die Roper-Anregung am Target und die Δ -Anregung im Projektil.

Kapitel 5

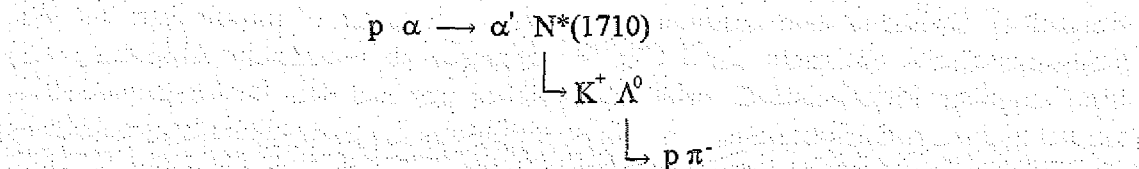
Das COSY 16 Proposal

Mit dem Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich werden Protonen und Deuteronen mit hoher Phasenraumdichte im Impulsbereich von 275 MeV/c bis maximal 3.3 GeV/c beschleunigt. Um die Phasenraumdichte des Strahles zu erhöhen, wird die Kühlung mit Elektronen und im höheren Energiebereich (ab etwa 1 GeV) die stochastische Kühlung eingesetzt. Es wird eine horizontale und vertikale Emittanz von etwa $0.2 \pi \text{ mm mrad}$ und eine Impulsunschärfe $\Delta p/p$ von $\leq 10^{-4}$ angestrebt. Im COSY-Ring lassen sich maximal 10^{11} Protonen speichern, die mit einer Rate von bis zu 10^{10} Teilchen/s extrahiert werden können [BDH 95].

Im Proposal Nr. 16 wurde vorgeschlagen, mit den herausragenden Eigenschaften von COSY die selektive Anregung von Baryonenresonanzen zu untersuchen [MDJ 89] [MDF 93]. Im Rahmen der geplanten Experimente soll unter anderem eine mögliche Monopolanregung der zweiten P_{11} -Resonanz des Nukleons $N^*(1710\text{MeV})$ gemessen werden.

Da im Energiebereich der $N^*(1710\text{MeV})$ viele Resonanzen mit relativ großer Breite existieren, soll die Messung dieser Resonanz doppelt selektiv erfolgen: Erstens sollen, wie bei den bisherigen Experimenten, die Quantenzahlen des α -Teilchens benutzt werden, um diese Resonanz selektiv anzuregen. Zweitens soll als klare Signatur für die $N^*(1710\text{MeV})$ Resonanz der Nachweis des Zerfallkanals $N^* \rightarrow K^+ \Lambda$ (inclusive des anschließenden verzögerten Λ -Zerfalls $\Lambda \rightarrow p \pi^-$) dienen. Das Verzweigungsverhältnis der $N^*(1710\text{MeV})$ in den $K\Lambda$ -Kanal ist mit ca. 15% wesentlich höher, als bei den anderen benachbarten Resonanzen (siehe Tabelle 5.1). Außerdem erwartet man eine Unterdrückung der Resonanzen, die mit höherem Drehimpuls l angeregt werden.

Die Untersuchungen werden sich daher zunächst auf die folgende Reaktion konzentrieren:



Der geplante Experimentaufbau zusammen mit Ergebnissen von Simulationsrechnungen werden im folgenden diskutiert.

Tabelle 5.1: Einige wichtige Eigenschaften der Nukleonresonanzen im Energiebereich der $N^*(1710\text{MeV})$ [ABBC94].

Resonanz	Breite [MeV]	Quanten- zahlen J^P	l -Transfer bei (α, α')	Verzweigungs- verhältnis $N^* \rightarrow K\Lambda$
$N^*(1650 \text{ MeV})$	≈ 150	$1/2^-$	1	$\sim 8\%$
$N^*(1675 \text{ MeV})$	≈ 150	$5/2^-$	3	$< 1\%$
$N^*(1680 \text{ MeV})$	≈ 130	$5/2^+$	2	nicht beobachtet
$N^*(1700 \text{ MeV})$	≈ 100	$3/2^-$	1	$< 3\%$
$N^*(1710 \text{ MeV})$	≈ 100	$1/2^+$	0	$\sim 15\%$
$N^*(1720 \text{ MeV})$	≈ 150	$3/2^+$	2	$\sim 8\%$

5.1 Kinematik der Reaktion und Meßprinzip

Die wesentlichen Merkmale einer Zweiteilchen Reaktion können in einem Impulsdiagramm studiert werden. Dabei wählt man den longitudinalen p_l bzw. transversalen p_t Impuls als Achsen des Koordinatensystems. In dieser Darstellung können alle Größen veranschaulicht werden, die sich als Funktion von p_l und p_t ausdrücken lassen, zum Beispiel Impulse, Raumwinkel, Energien, Flugzeiten, Detektorakzeptanzen, usw. Die Laborimpulse von Ausgangsteilchen beschreiben Ellipsen mit den Zentren $\beta\gamma \cdot E_{cms}^i$.

In Abbildung 5.1 sind die Laborimpulskomponenten der Ejektile der Reaktion $p\alpha \rightarrow \alpha'N^*$ bei einem Strahlimpuls von $2.1 \text{ GeV}/c$ für verschiedene Resonanzmassen $m(N^*)$ gezeigt. Die Wahl des Strahlimpulses stellt einen Kompromiß dar. Einerseits sollte er möglichst hoch sein, um oberhalb der $K\Lambda$ -Schwelle einen möglichst großen energetischen Bereich der Resonanz abzudecken. Andererseits steigt mit wachsender Strahlenergie der maximale Laborwinkel und sinkt der minimale Impuls der Ejektile, dies erschwert deren Nachweis. Um eine Masse $m(N^*)=1.910 \text{ GeV}$ zu erzeugen, d.h. um vom Zentrum der Resonanz die doppelte Breite abzudecken, ist mindestens ein Strahlimpuls von $2.079 \text{ GeV}/c$ erforderlich. Wählt man einen Strahlimpuls von $p=2.1 \text{ GeV}/c$, dann beträgt der maximale Laborwinkel des α' -Teilchens 38.4° .

Der maximal erreichbare Impulsbereich des gestreuten α -Teilchens ist zwar sehr hoch, die Reaktionswahrscheinlichkeit ist jedoch nicht gleichmäßig über die α -Impulsellipse verteilt, sondern wird vom Formfaktor $F^2(t)$ des αp -Systems abgeschnitten (siehe Kapitel 4). Zwischen dem minimalen und dem maximalen α' -Impuls fällt der Wirkungsquerschnitt um mehr als 5 Größenordnungen ab (vergleiche Abbildung 4.2). Eine mögliche Monopolstärke erhält man daher nur aus den Wirkungsquerschnitten bei kleinen α -Rückstoßenergien. Die in Abbildung 5.1 gestrichelte Kurve stellt die energetische Grenze dar, bei der gestreute α -Teilchen gerade noch von einem Silizium-Detektor mit 5 mm Gesamtdicke gestoppt werden können. Damit werden bereits über 99% des Wirkungsquerschnitts der α -Impulsellipse abgedeckt.

Die starke Unterdrückung hoher α' -Impulse (d.h. Bevorzugung hoher N^* -Impulse)

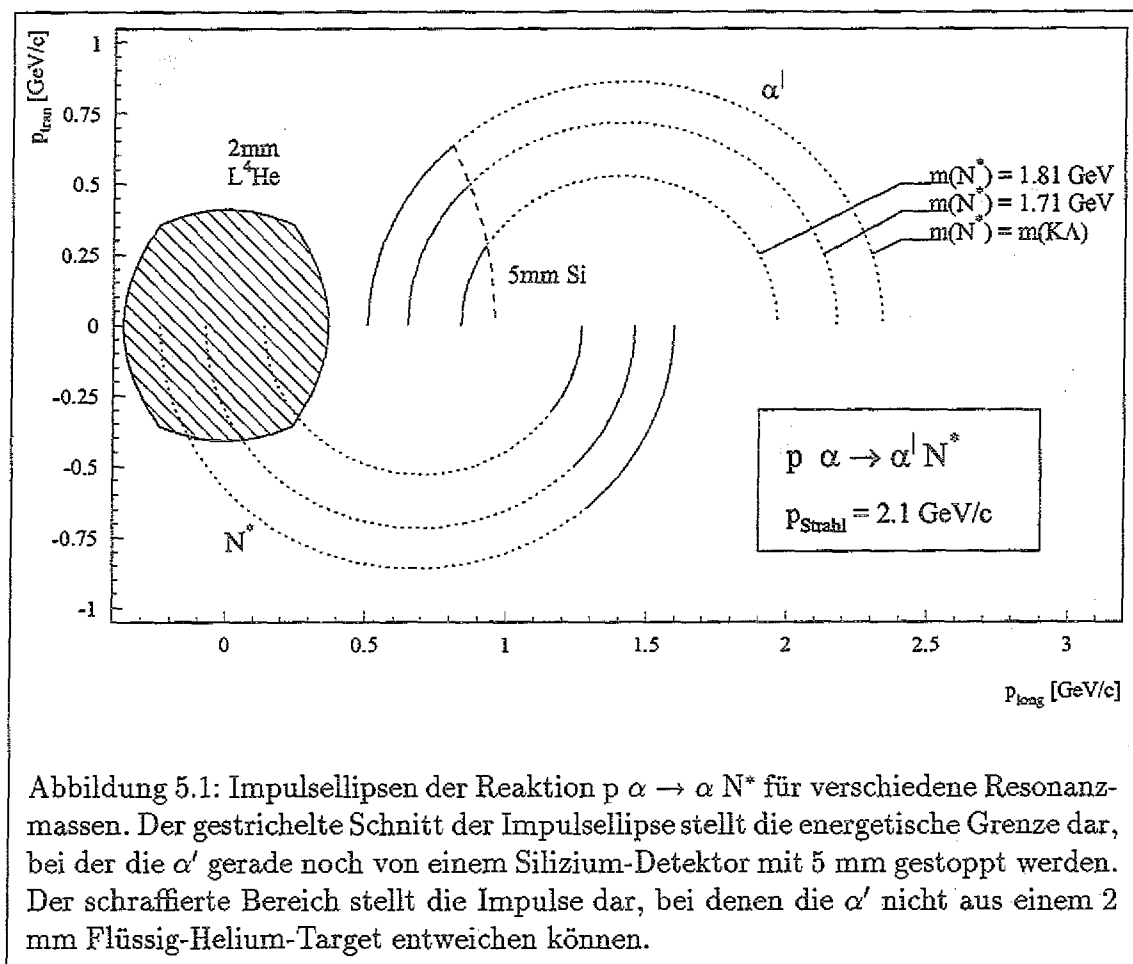
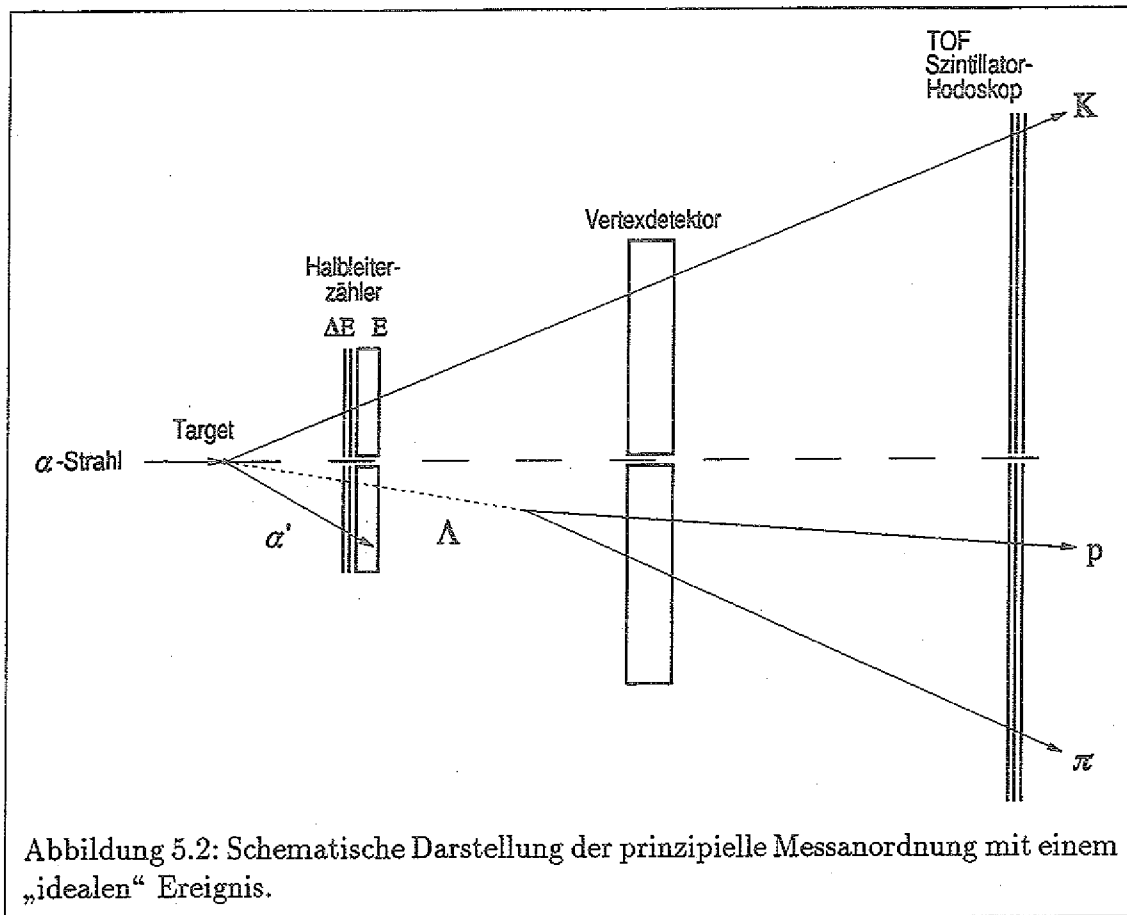


Abbildung 5.1: Impulsellipsen der Reaktion $p \alpha \rightarrow \alpha' N^*$ für verschiedene Resonanzmassen. Der gestrichelte Schnitt der Impulsellipse stellt die energetische Grenze dar, bei der die α' gerade noch von einem Silizium-Detektor mit 5 mm gestoppt werden. Der schraffierte Bereich stellt die Impulse dar, bei denen die α' nicht aus einem 2 mm Flüssig-Helium-Target entweichen können.

führt dazu, daß alle Zerfallsprodukte in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Daher ist es möglich, die Reaktion mit guter geometrischer Ausbeute mit Detektoren zu messen, die nur die Vorwärtsrichtung abdecken.

Die Messung des gestreuten α -Teilchens erfordert eine gute Energieauflösung und Teilchenidentifizierung. Dafür sind besonders granulierten Halbleiter-Detektoren geeignet. Für die Messung der Zerfallsprodukte der Resonanz (K^+ , p und π^-) eignet sich das TOF-Spektrometer besonders gut. Das Startsignal für die Flugzeitmessung wird dabei vom α -Rückstoßdetektor geliefert.

In Abbildung 5.2 ist die prinzipielle Meßanordnung dargestellt. Sie besteht aus einer Halbleiterzähleranordnung, einem Vertexdetektor und dem TOF Szintillator-Hodoskop. Der Abstand und die Größe der Detektoren sind so bemessen, daß sie jeweils etwa den gleichen Raumwinkel abdecken. Das Rückstoß α -Teilchen wird im Halbleiterteleskop mit ΔE und E-Zählern gestoppt und identifiziert. Im idealen Fall zerfällt das Λ hinter dem Halbleiterdetektor und die beiden Zerfallsprodukte (Proton und Pion) werden im Vertex- und TOF-Detektor gemessen. Damit erhöht sich die Gesamtmultiplizität der geladenen Teilchen um zwei auf drei. Diese Multiplizitätserhöhung dient als klare Signatur für die Reaktion. Der Vertexdetektor zwischen Halbleiterdetektor und Szintillatorhodoskop dient dabei der Bestimmung des $\Lambda \rightarrow p\pi$ Zerfallsvertexes. Das Kaon vom $N^*(1710\text{MeV})$ -Zerfall erzeugt in allen drei Detektoren ein Signal. Es



wird durch gleiche Horizontal- und Azimutalwinkel in allen Detektoren identifiziert. Damit ist eine kinematische Ausgleichsrechnung mit zwei überbestimmten Variablen möglich. Im Falle, in dem das Λ bereits vor dem Halbleiterteleskop zerfällt, erhält man noch weitere Treffer in den Halbleiterzählern. Damit ist das kinematische System ausreichend überbestimmt, um die Teilchen zu bestimmen.

Die Winkelverteilung des Kaons (bzw. des Λ) ist charakteristisch für die Multipolarität des Resonanzzerfalls. Dies erlaubt es, die P_{11} -Komponente von höheren Multipolaritäten zu unterscheiden.

5.2 Aufbau des Flugzeitspektrometers

Das Flugzeitspektrometer (TOF) ist neben dem BIG-KARL-Detektor eines der externen Experimentiereinrichtungen am COSY Beschleuniger. Der TOF-Detektor besteht aus dreilagigen Szintillator-Hodoskop-Segmenten, mit unterschiedlicher Krümmung (rechtsgebogen, linksgebogen und gerade). Die schematische Anordnung der TOF-Szintillatoren ist in Abbildung 5.3 für einen der Vorwärtsdetektoren (Quirl-Hodoskop) gezeigt. Die erste Lage besteht aus keilförmigen Szintillatoren mit einem Öffnungswinkel von 7.5° . Die äußeren Begrenzungslinien der Szintillatoren aus der 2. und 3. Lage haben die Form einer links- bzw. rechtsgewundenen Archimedischen Spirale und

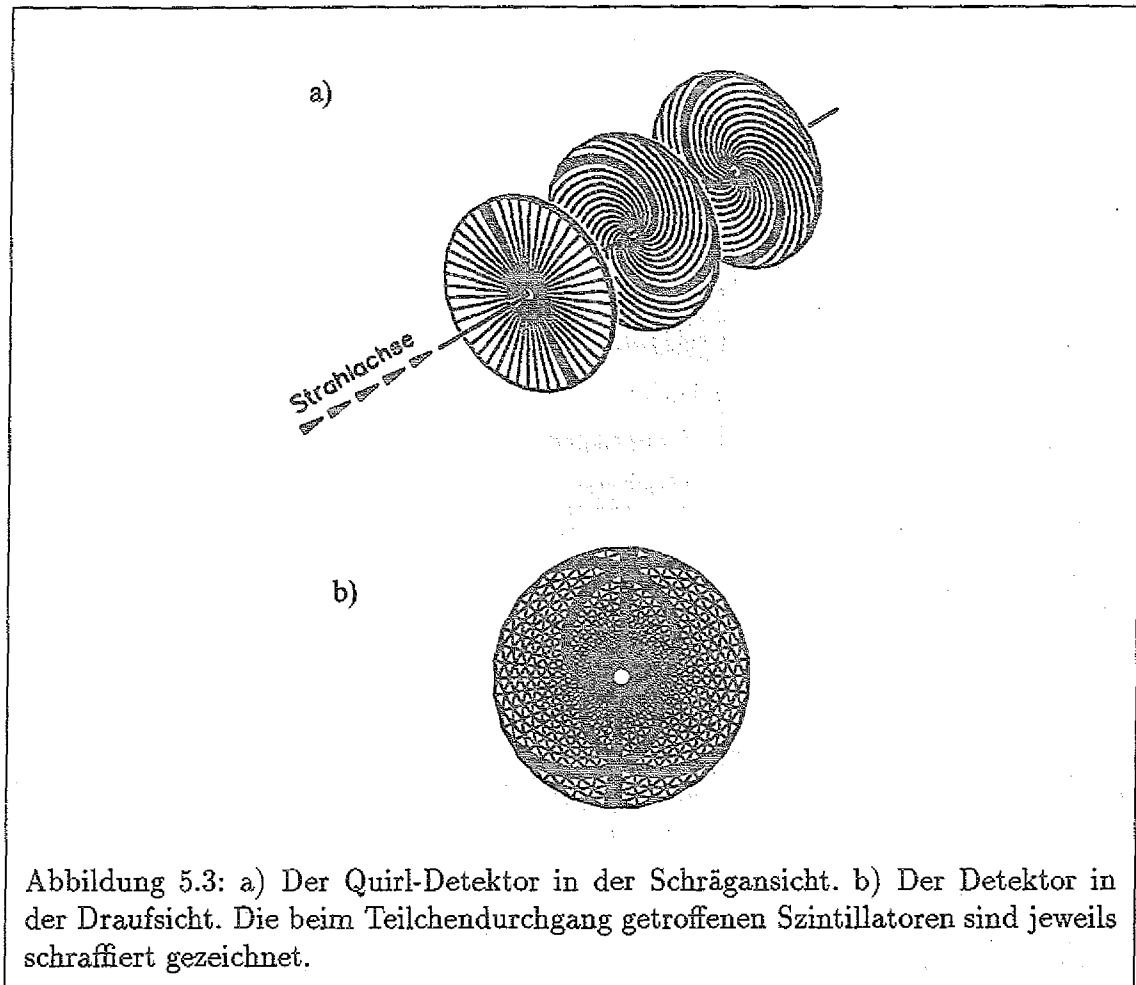


Abbildung 5.3: a) Der Quirl-Detektor in der Schrägansicht. b) Der Detektor in der Draufsicht. Die beim Teilchendurchgang getroffenen Szintillatoren sind jeweils schraffiert gezeichnet.

werden durch die folgende Funktion beschrieben:

$$r(\phi) = \frac{R_{max}}{\phi_{max}}(\phi + i \cdot \Delta\phi), \quad \text{mit } \phi \in [\phi_{min}, \phi_{max}], \quad i = 1, \dots, 24 \quad (5.1)$$

dabei bedeuten

$R_{max} = 580$ mm, der Außenradius des Detektors

$\phi_{min} = R_{min}\phi_{max}/R_{max}$, minimaler Biegewinkel

$\phi_{max} = 180^\circ$, maximaler Biegewinkel

$R_{min} = 21$ mm, der Innenradius des Detektors

$\Delta\phi = 15^\circ$, Öffnungswinkel der Szintillatoren.

Dies ist in Abbildung 5.3a gezeigt. Damit erhält man in der Projektion aller drei Lagen das in Abbildung 5.3b dargestellte Muster aus annähernd dreieckigen Flächensegmenten. Die getroffenen Szintillatoren aller drei Lagen definieren pro Teilchenspur jeweils ein solches Dreiecks-Flächensegment, welches den Ort des Teilchendurchgangs angibt. Darüberhinaus liefert jede der drei Lagen ein unabhängiges Zeitsignal und eine Information über die deponierte Energie ΔE . Die wichtigsten Kenndaten des TOF-Quirls sind in der Tabelle 5.2 zusammengestellt.

Tabelle 5.2: Die wichtigsten technischen Kenndaten des Quirl-Hodoskops.

Szintillatoren	48 gerade, 24 links-, 24 rechtsgewunden
	Material: Bicron BC404
	Dicke: 5 mm
	Brechungsindex: 1.58
	Abschwächungslänge: 1.20 m
Lichtleiter	Material: Röhm GS233
	Dicke: 6 mm
	Brechungsindex: 1.49
	Abschwächungslänge: 6.0 m
Photomultiplier	XP-2020 mit Philips-Base
Fläche	$\sim 1.05\text{-m}^2$
Flächensegmente	1104

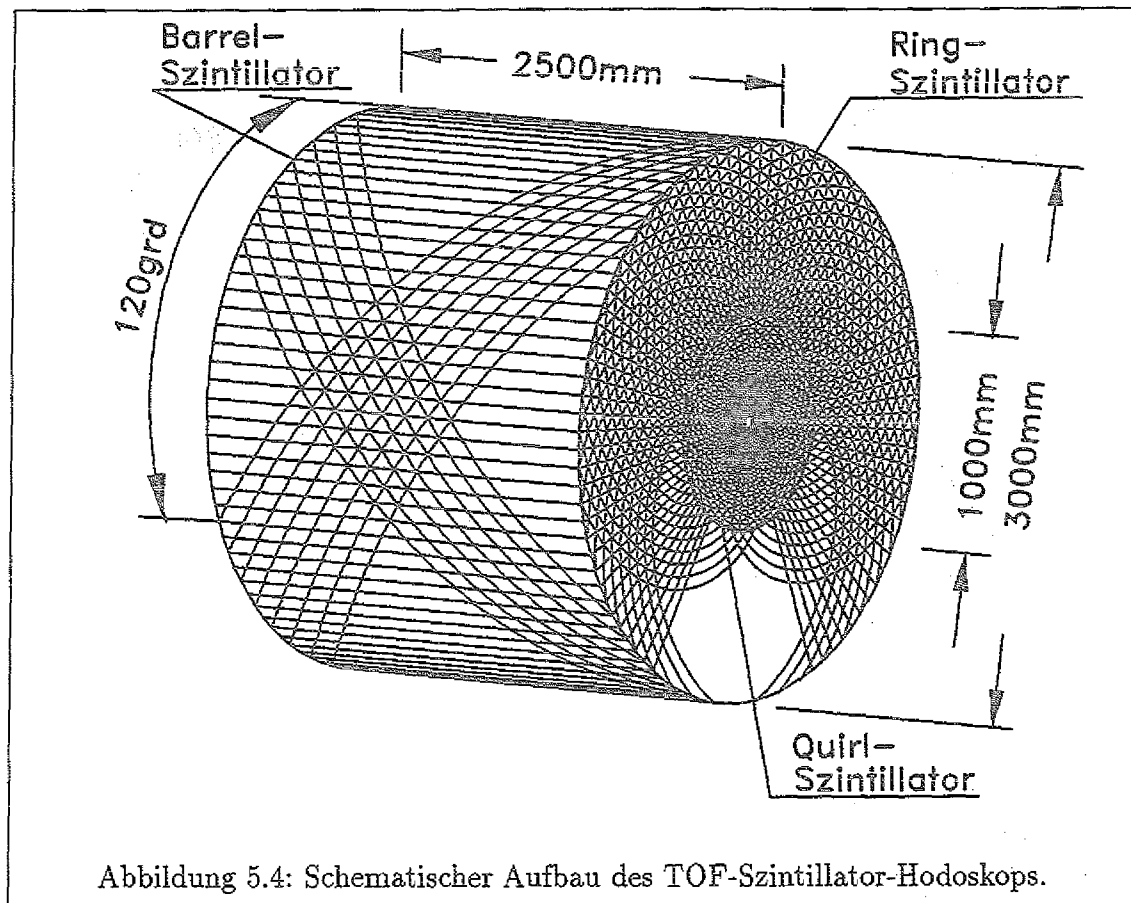
Es gibt zwei planare Vorwärtsdetektoren, den Quirl mit 1 m Durchmesser und den Ring-Szintillator mit Außendurchmesser von 3 m. Weiter sind drei Zylinderdetektoren (Barrels) mit etwa 3 m Durchmesser und 2.5 Länge geplant. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Zusammen mit dem Startzähler läßt sich so die Richtung und Flugzeit aller nachgewiesenen Teilchen bestimmen.

Um die Messung im Vakuum zu ermöglichen, befinden sich die Szintillator-Hodoskope in einem auf 10^{-3} mbar evakuierten Stahltank. Abbildung 5.5 zeigt eine Gesamtansicht des TOF-Detektors. Dieser Tank ist modular aufgebaut: durch Entfernen einzelner Tanksegmente läßt sich der Abstand zwischen Target und dem zentralen Quirl-Hodoskop ändern und die Winkelakzeptanz der höher auflösenden Quirl- und Ring-Hodoskope dem maximalen Laborwinkel der jeweils untersuchten Reaktion anpassen.

Während das Quirl-Hodoskop am Flugzeitspektrometer bereits im Einsatz ist, befindet sich der Ring-Szintillator noch im Aufbau. Die Konstruktionsphase für die Barrel-Detektoren ist noch nicht abgeschlossen, daher sollen die ersten Messungen nur mit Quirl- und Ring-Detektor durchgeführt werden.

Die folgenden besonderen Eigenschaften dieser speziellen Topologie machen den Quirl- und Ring-Detektor zu einem idealen Hodoskop für teilchenphysikalische Experimente:

- Bei richtig gewähltem Abstand zwischen Target und Quirl wird durch jedes der Flächensegmente annähernd der gleiche Raumwinkel belegt. Die damit verbundene konstante Winkelauflösung über den gesamten Bereich ermöglicht eine schnelle Abschätzung über den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes allein anhand der registrierten Teilchenrate pro Flächensegment.
- Aus der Summe und Differenz der Szintillatorknummern der rechts- und links-gewundenen Szintillatoren läßt sich auf einfache Weise der Polarwinkel θ und der



Azimutwinkel ϕ einer Teilchenspur gewinnen. Die einfache Berechnung dieser beiden Größen ermöglichen einen schnellen kinematischen Trigger.

- Die sich zum Photomultiplier hin öffnende Form der Szintillatorstreifen begünstigt die Photonenausbeute und beschleunigt die Photonensammlung, Eigenschaften, die besonders wichtig für die Zeitauflösung des Detektors sind. Die Ergebnisse von Simulationsrechnungen dazu findet man bei [Str94].

5.3 Das Flüssig-Helium-Target

Die gestreuten α -Teilchen können mit sehr niedrigen kinetischen Energien emittiert werden (bis zu 34 MeV für $m(N^*) = m(KA)$), die für die Messungen jedoch besonders wichtig sind (vergleiche Abbildung 5.1). Damit diese α' -Teilchen nicht bereits im Helium-Target ihre ganze Energie verlieren, ist eine Targetdicke von maximal 2 mm vorgesehen. Am Flugzeitspektrometer und am Big-Karl befindet sich derzeit ein Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target im Einsatz, das mit einer Targetdicke von 2 mm betrieben wird [Jae92] [Nak93] [JK 94] [Nüs95]. Geplant ist eine weitere Reduktion der Targetdicke bis auf 1 mm.

Solche kleinen Targets mit nur einigen Kubikmillimetern Flüssigkeit bieten zusammen mit dem phasengekühlten Teilchenstrahl von COSY viele Vorteile:

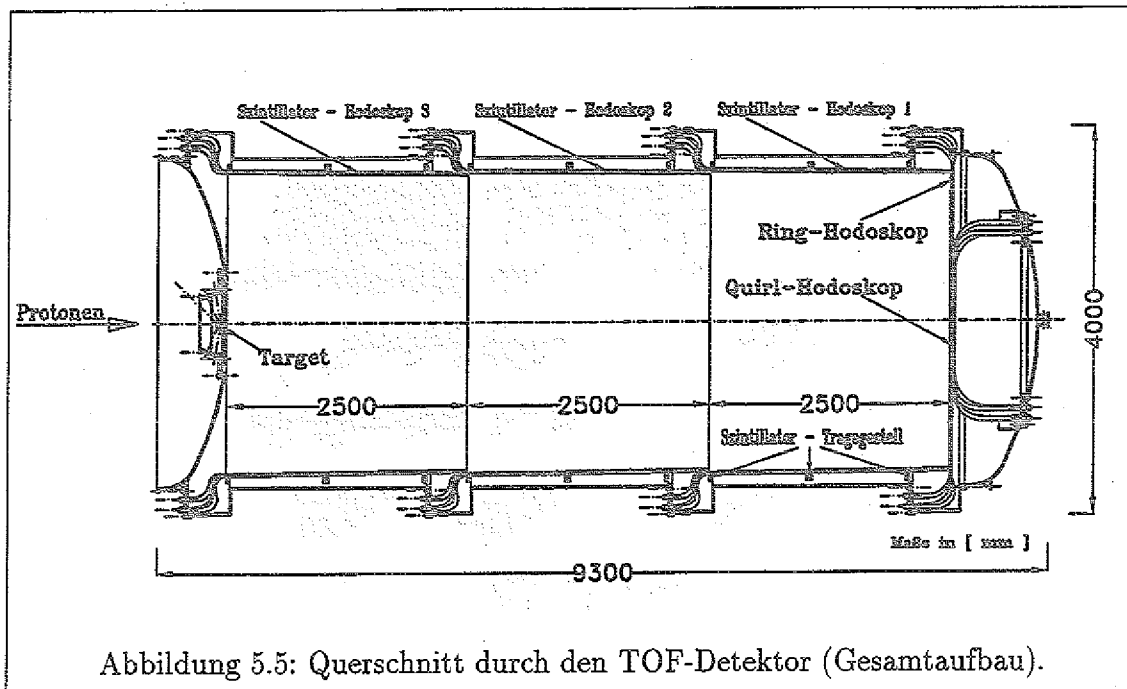
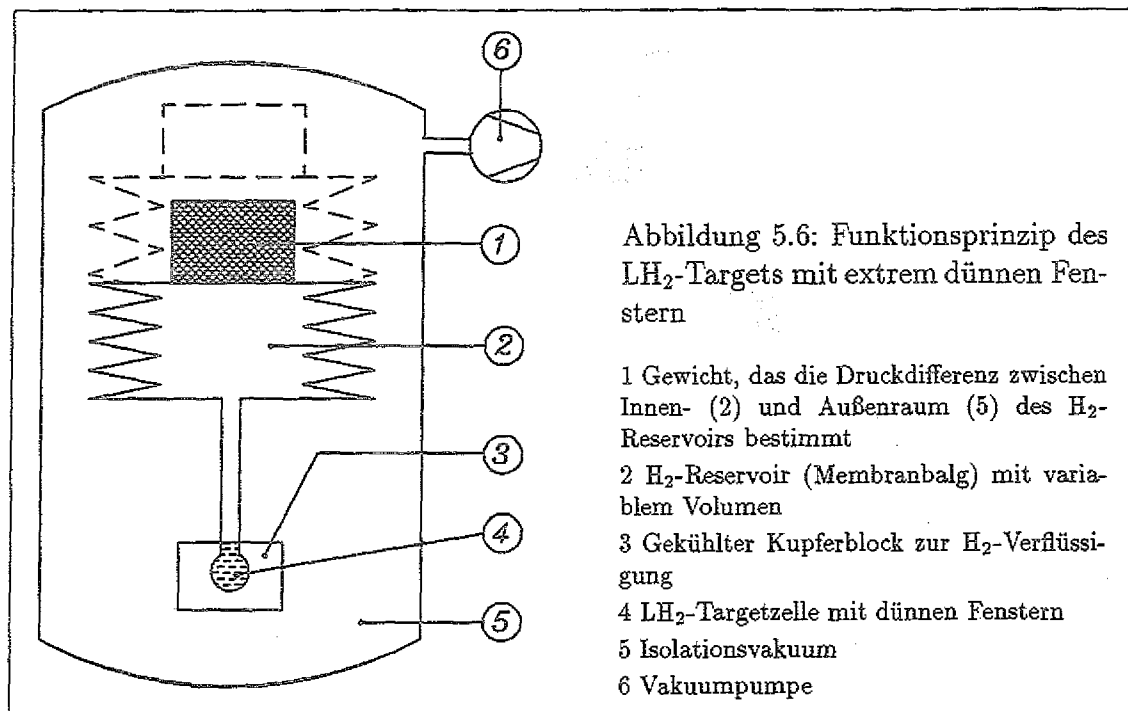


Abbildung 5.5: Querschnitt durch den TOF-Detektor (Gesamtaufbau).

- Man erhält eine genaue Definition des durch das Targetvolumen und den phasenraumgekühlten Strahl gegebenen Reaktionsvolumens. Daher ist eine gute Vertexrekonstruktion möglich.
- Systematische Fehler, die durch Sekundärreaktionen im Target entstehen, werden verringert.
- Geringe Energie- und Winkelstreuung der Teilchen, die das Target durchqueren, wird erreicht.
- Sparsamer Verbrauch und Entschärfung der Sicherheitsprobleme beim Umgang mit gefährlichen Targetmaterialien.

Da die Targetflüssigkeit in einer Zelle mit Fensterfolien gehalten wird, müssen diese so dünn wie möglich sein. Bei den konventionellen Wasserstofftargets wird der flüssige Wasserstoff unter Atmosphärendruck in einer Zelle im Vakuum gehalten. Diese Konstruktion erfordert relativ dicke Fenster. Die geringere Druckdifferenz von 200 mbar zum umgebenden Vakuum erlaubt den Einsatz von Folienfenstern mit einer Dicke von kleiner als $1\ \mu\text{m}$ (bei einem Durchmesser von etwa 1 cm). Eine konstante Druckdifferenz von 200 mbar wird erreicht, indem ein Membranbalg als variables Wasserstoffreservoir benutzt wird. Der gewünschte H_2 -Druck wird über ein Gewicht eingestellt. Das Reservoir ist mit der Targetzelle verbunden und befindet sich mit dieser in einer Vakuumkammer. Der Wasserstoff wird in einem gekühlten Kupferblock verflüssigt. Abbildung 5.6 zeigt schematisch das Prinzip der Druckstabilisierung. Die Druckdifferenz ist gegeben durch das Gewicht geteilt durch die effektive Fläche des Membranbalgs und ist unabhängig vom Betriebszustand. Zur Zeit wird das Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target erfolgreich mit $1.5\ \mu\text{m}$ Mylar Folien betrieben. Der schematische Aufbau des Targetkopfs ist in Abbildung 5.7 gezeigt.



Die Blasenbildung in der Zelle wird durch freie Konvektion unterdrückt. Dies wird erreicht, indem die Zelle mit einer dünnen Aluminium-Trennwand ausgestattet wird. Sie separiert zwei entgegengesetzte Konvektionsströme.

Das Target ist jedoch nicht auf den Einsatz von Wasserstoff oder Deuterium beschränkt. Prinzipiell kann jedes Gas verwendet werden, das folgende Kriterien erfüllt:

- Wenn die Substanz einen Tripelpunkt besitzt, muß dieser unter 200 mbar liegen.
- Die Verflüssigungstemperatur der Substanz bei 200 mbar muß von der verwendeten Kühlmaschine erreicht werden.
- Das Gas muß mit Fenster-, Gasdichtungs- und Membranbalgmaterialien verträglich sein.

In Tabelle 5.3 sind die kritischen Konstanten einiger verwendbarer Elemente zusammengestellt [L'A73] [R 73]. Die Verflüssigung des Targetmaterials erfolgt zur Zeit mit Hilfe eines Kryo-Refrigeratorsystems der Firma Leybold, bestehend aus der Kompressoreinheit RW 5 und dem zweistufigen Kaltkopf RG 210. Der Refrigerator arbeitet in einem geschlossenen Heliumgas-Kreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip. Mittels einer Ventilsteuerung wird jeweils Hoch- oder Niederdruck-Heliumgas vom Kompressor zum Expansionsraum im Kaltkopf geführt. In der ersten Stufe des Kaltkopfs wird eine Kälteleistung von 10 W bei 80 K und in der zweiten Stufe von 2 W bei 20 K erzielt.

Um das Target auch mit Flüssig-Helium als Targetmaterial betreiben zu können, ist lediglich eine stärkere Kühlung notwendig. Dies kann mit einem einfachen Verfahren erreicht werden, das am LNS für Flüssig-Helium-Targets verwendet wird [Che93]. Das Prinzip ist vereinfacht schematisch in Abbildung 5.8 gezeigt. Das Kühlsystem setzt sich dabei aus einem leistungsfähigeren Kaltkopf vom Typ RG 208L (6 W Leistung bei

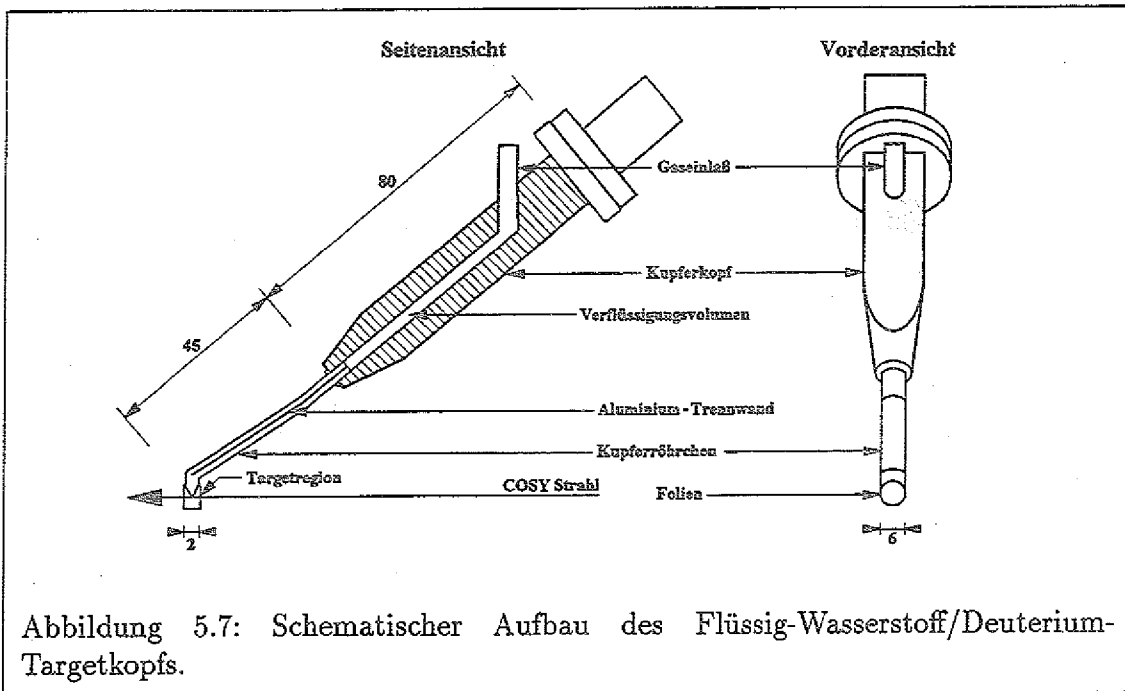


Abbildung 5.7: Schematischer Aufbau des Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targetkopfs.

15 K an der zweiten Stufe) und einem feinen Joule-Thomson-Ventil zusammen. Die benötigte Arbeitstemperatur von 2.8 K erreicht man, indem man aus dem Hockdruckzweig des Gifford-McMahon-Kreislaufs einen Teil des Heliums dem Joule-Thomson-Ventil zuführt. Dort expandiert das Gas so stark, daß über einen Wärmetauscher das eigentliche Targetgas aus dem Federbalg verflüssigt und der Targetzelle zugeführt werden kann.

5.4 Die Halbleiterzähler und der Vertexdetektor

Die Messung des gestreuten α -Teilchens erfordert eine gute Energieauflösung und eine zuverlässige Teilchenidentifizierung. Dafür ist eine kombinierte Energieverlust- (ΔE) und Energiemessung (E) mit Silizium-Halbleiterdetektoren vorgesehen. Zwei ΔE -Detektoren werden benötigt, um den vollen dynamischen Bereich der gestreuten α -Teilchen abzudecken.

Zur Bestimmung der Richtung der α -Teilchen müssen die Halbleiterdetektoren segmentiert sein. Die Simulationen und detaillierten Zählratenabschätzungen (vergleiche Abschnitt 5.5) ergeben, daß eine Segmentierung in ca. 100 Streifen und eine Dicke von $150\mu\text{m}$ für die ΔE -Zähler optimal sind.

Für den E-Zähler sind Halbleiter Quirl-Detektoren, wie sie bei Experimenten am BIG KARL eingesetzt werden, vorgesehen [M 92] [M 88] [Mac93] [Ige93]. Ihre ortalauflösende Struktur besteht aus 200 links gekrümmten archimedischen Spiralen auf der Vorderseite und 200 rechts gekrümmten Spiralen auf der Rückseite. Die Struktur ist schematisch in Abbildung 5.9 dargestellt. Alle Vorteile der Quirl-Struktur bei Szintillatoren lassen sich damit auf Halbleiterdetektoren übertragen.

Die zur Zeit am BIG KARL eingesetzten Quirl-Detektoren sind aus Germanium gefertigt und müssen mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Um die Massenbelegung im

Tabelle 5.3: Kritische Konstanten der verwendbaren Elemente und Verflüssigungstemperaturen T_A bei 200 mbar und Dichte der Flüssigkeiten ρ_A

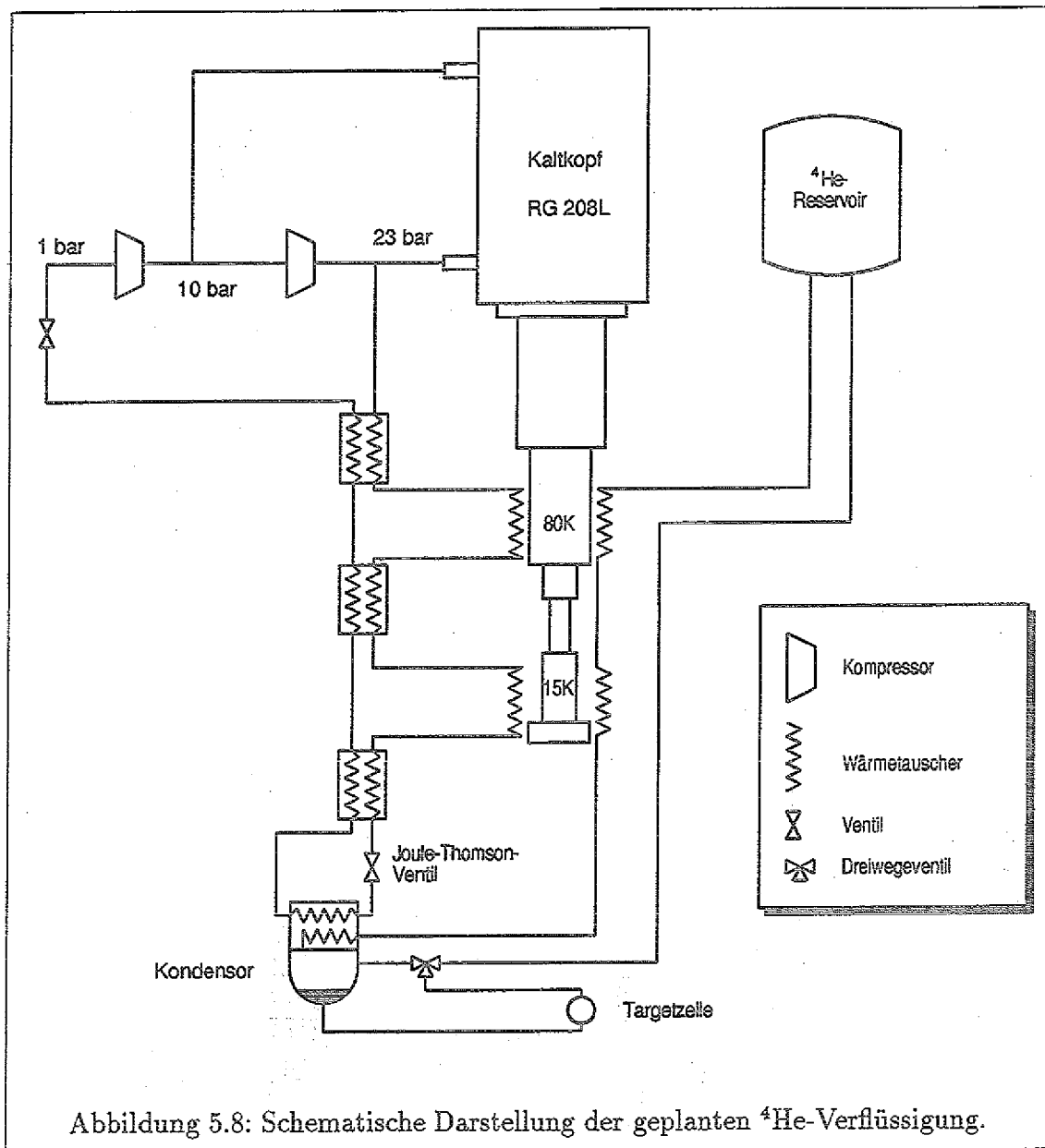
Element	Tripelpunkt		Kritischer Punkt		Arbeitspunkt ($p_A=0.2 \text{ bar}$)	
	$T_T [K]$	$p_T [\text{bar}]$	$T_K [K]$	$p_K [\text{bar}]$	$T_A [K]$	Dichte $\rho_A [\text{g/cm}^3]$
p-H ₂	13.803	0.070	32.98	12.93	15.83	0.07528
n-H ₂	13.957	0.072	33.19	13.15	15.95	0.07549
n-D ₂	18.73	0.171	38.35	16.65	19.10	0.17324
N ₂	63.148	0.125	126.20	34.00	65.90	0.85769
O ₂	54.351	0.002	154.58	50.43	77.18	1.20402
⁴ He	–	–	5.2	2.28	2.87	0.14250
³ He	–	–	3.33	1.17	1.95	0.07830

Detektorbereich zu minimieren, ist der Bau dieses Detektors aus Silizium geplant, bei dem die Kühlung entfällt. Eine Verwendung des bereits vorhandenen Germanium-Quirls ist jedoch möglich. Einige technische Kenndaten dieses Zählers sind in der Tabelle 5.4 zusammengetragen.

Tabelle 5.4: Technische Kenndaten des Germanium-Quirls.

Germanium Quirl-Detektor	
Dicke	1.7 mm
Durchmesser	des Halbleiters 63 mm
	der sensitiven Fläche 35.6 mm
	des zentralen Lochs 3.6 mm
Grabenbreite	23 μm
Pixelgröße	am Loch 0.011 mm ²
	am Rand 0.101 mm ²

Für den einzusetzenden Vertexdetektor ist neben einer guten Ortsauflösung vor allem eine sehr geringe Massenbelegung und eine gute Eignung für Hochraten-Messungen von essentieller Bedeutung. Diese Eigenschaften bietet in besonderem Maße das zweite Faserhodoskop des Erlanger Startdetektors [EBB 93]. In seiner Grundversion liefert er für die am Flugzeitspektrometer geplanten Experimente eine hohe Effizienz und ist dabei speziell für die Hyperonproduktion in der Reaktion $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$ optimiert. Auch der Einsatz einer Influenzdriftkammer (IDC) als Vertexdetektor ist möglich. Eine solche IDC wurde bereits für die Messung der assoziierten geladenen Strangenessproduktion am CERN-Experiment PS 185 gebaut [Lip92] [Dec92]. Eine ausführliche Diskussion der Möglichkeiten für den Einsatz einer IDC am Flugzeitspektrometer findet man bei [Str94].



5.5 Simulationen und deren Ergebnisse

Ziel der Simulationen war es, die Durchführbarkeit des Experiments zu demonstrieren. Da die Geometrie den entscheidenden Beitrag zur Detektorakzeptanz darstellt, lassen sich damit bereits relativ genaue Aussagen bezüglich der Effizienz des Nachweises von Ereignissen gewinnen.

Die Monto-Carlo-Rechnungen wurden mit dem gleichen Programm KINBOD durchgeführt, welches für die Simulationen der Saclay-Daten eingesetzt wurde (vergleiche Kapitel 4). Die Generierung der Impulsverteilung der Teilchen entspricht der reinen Phasenraumverteilung, gewichtet mit der $N^*(1710\text{MeV})$ -Resonanzform und dem

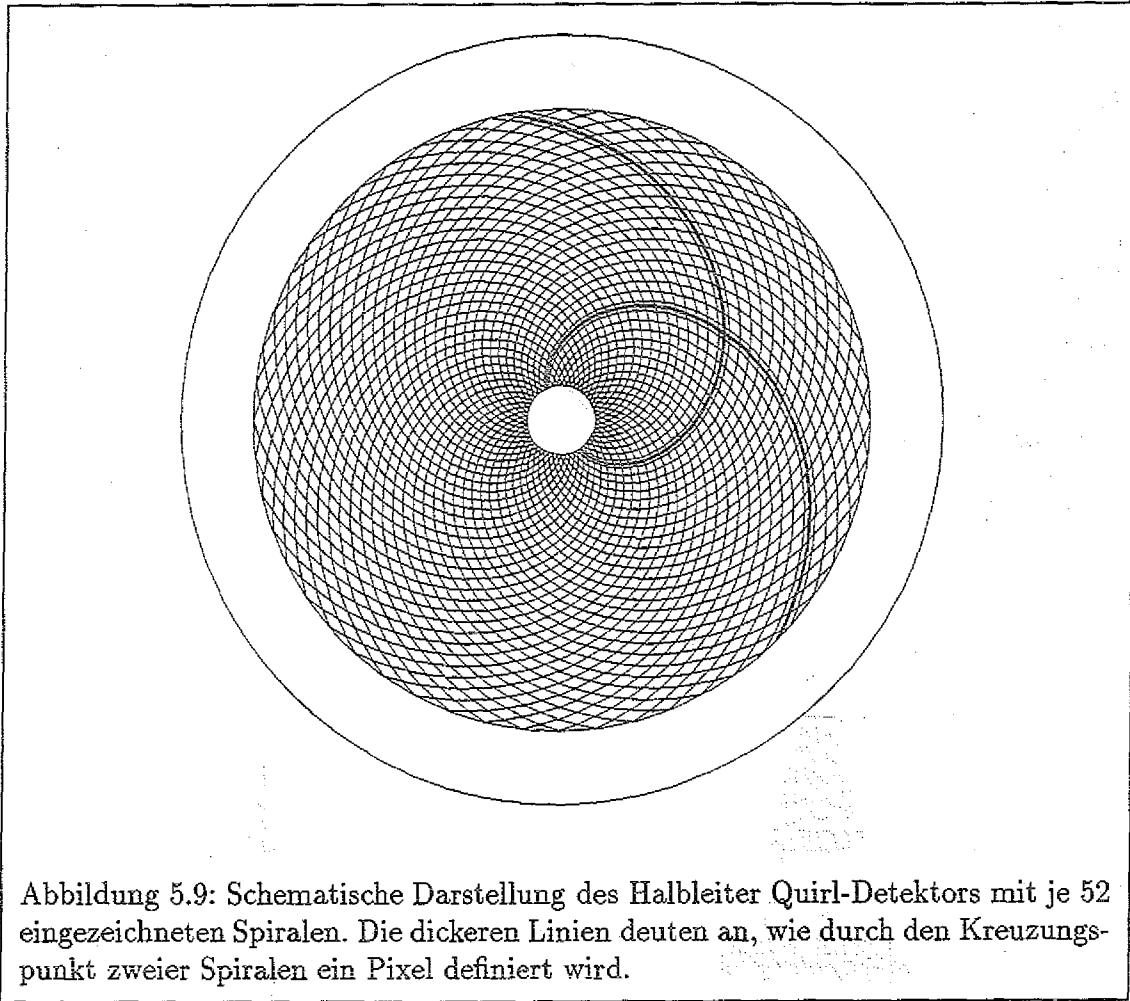


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des Halbleiter Quirl-Detektors mit je 52 eingezeichneten Spiralen. Die dickeren Linien deuten an, wie durch den Kreuzungspunkt zweier Spiralen ein Pixel definiert wird.

Formfaktor des αp -Systems:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dm_R^2} \propto \rho(m_R^2) F^2(t). \quad (5.2)$$

Für die Beschreibung der $N^*(1710\text{MeV})$ -Resonanz wurde eine einfache Breit-Wigner Verteilung $\rho(m_R^2)$ benutzt:

$$\rho(m_R^2) = \frac{m_\Delta \Gamma}{(m_R^2 - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2}, \quad \text{mit } \Gamma = 100\text{MeV}. \quad (5.3)$$

Die Reaktion findet bei höherem Impulstransfer als bei der Roper-Resonanzanregung statt. Der mittlere Impulstransfer im Schwerpunkt der $N^*(1710)$ beträgt $0.6 (\text{GeV}/c)^2$. Daher wurde an die gesamten Daten der elastischen αp -Streuung aus Abbildung 4.2 eine Summe von vier Exponentialfunktionen angepaßt. Für die Güte der Anpassung war eine gute Beschreibung des gesamten Verlaufs des elastischen Wirkungsquerschnitts unter Vernachlässigung von Diffraktionsstrukturen wichtig. Das Ergebnis der Anpassung lautet (siehe Abbildung 4.2):

$$F^2(t) = e^{-36.16|t|+7.57} + e^{-15.54|t|+3.87} + e^{-3.30|t|+0.65} e^{-1.53|t|+6.77}, \quad |t| \leq 1.5. \quad (5.4)$$

Bei der Spurverfolgung der Teilchen durch den Detektor wurde u.a. Coulomb-Viel-
fachstreuung, Energieverlust beim Durchgang durch Materie sowie ein zufälliger Re-
aktionsort innerhalb des Targets berücksichtigt.

Stellt man den ersten E-Halbleiterdetektor (mit einem Durchmesser von 5 cm) in ei-
nem Abstand von 4 cm vom Target, dann können ca. 60% der gestreuten α -Teilchen
gemessen werden. Bei einem Abstand von 3.1 cm wird zwar der gesamte maximale
Laborwinkel abgedeckt, es erhöht sich jedoch die Zufallsrate der elastischen Ereignis-
se. Die Targetdicke von 2 mm garantiert, daß alle gestreuten α -Teilchen das Target
verlassen, zwei 150 μ m Silizium-Streifendetektoren durchqueren und mindestens 0.5
MeV kinetische Energie für den Nachweis im E-Zähler besitzen.

Die starke Unterdrückung hoher α' -Impulse durch den Formfaktor führt dazu, daß
alle Zerfallsteilchen in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Dies ist in Abbildung 5.10
demonstriert, wo die simulierte Winkelverteilung der Kaonen mit und ohne Berücksich-
tigung des α p-Formfaktors gezeigt ist.

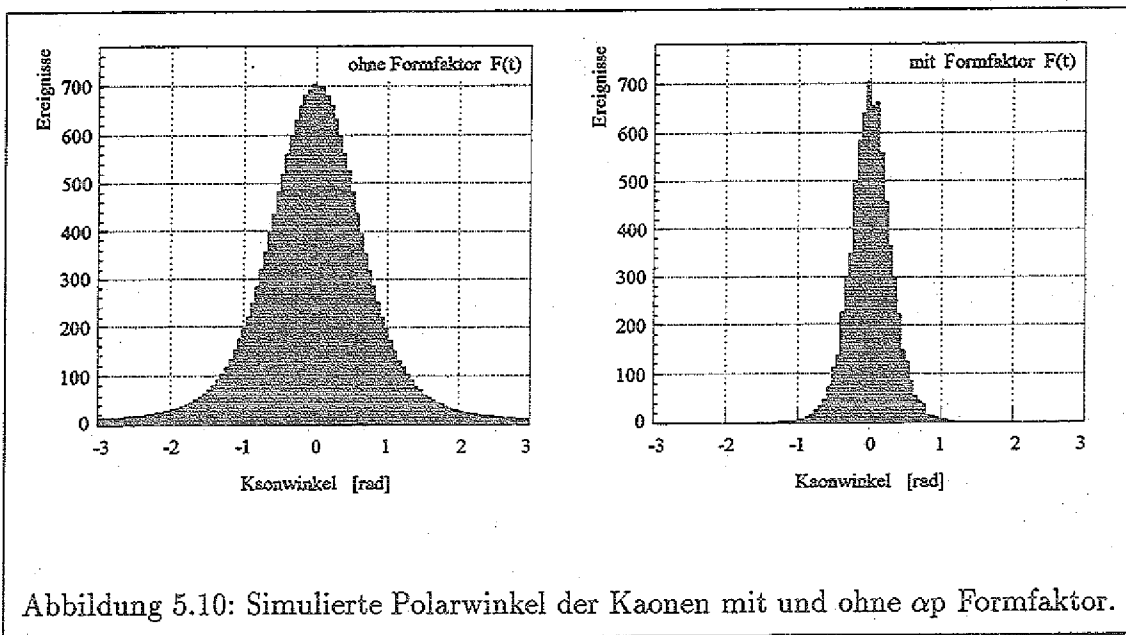


Abbildung 5.10: Simulierte Polarwinkel der Kaonen mit und ohne α p Formfaktor.

Plaziert man den Quirl- und Ringdetektor in einem Abstand von 3 m vom Target
werden etwa 50% der Kaonen und 95% der Protonen registriert. Auch die Winkel-
verteilung der Zerfallspionen ist relativ schmal und erlaubt ihre Messung mit einer
Effizienz von 55%.

Eine sehr gute Identifizierung des $N^* \rightarrow K\Lambda$ Kanals erreicht man mit der Ladungsmul-
tiplizitätserhöhung zwischen dem α - und dem TOF-Detektor durch den verzögerten
 Λ -Zerfall. Die Zerfallsverteilung $P(L)$ der Λ -Teilchen entlang der Flugstrecke L ist
exponentiell:

$$P(L) \sim e^{-\frac{L}{L_0}}, \quad (5.5)$$

wobei für die Zerfallslänge L_0 gilt:

$$L_0 = c\tau_\Lambda \frac{|\vec{p}_\Lambda|}{m_\Lambda}. \quad (5.6)$$

Mit den simulierten Impulsen $\vec{p}_\Lambda$ zeigte sich, daß hinter dem α' -Detektor immer noch ca. 60% der Λ 's existieren. Stellt man den Vertexdetektor mit einer sensitiven Fläche von 50 cm x 50 cm in einem Abstand von 30 cm vom Target, kann in 38% der Ereignisse der verzögerte Λ -Zerfall gemessen werden. Für die beschriebenen Detektorgeometrien ergeben sich die in Tabelle 5.5 zusammengefaßten Effizienzen.

Tabelle 5.5: Berechnete Ausbeutefaktoren für die Gesamtreaktion.

Teilchen	Ausbeutefaktor [%]
α	59.7
K	52.0
$\Lambda \rightarrow p\pi$	38.4
p	94.4
π	55.0
Gesamtausbeute ϵ	8.0

Die messbare Zählrate der Reaktion wurde wie folgt abgeschätzt:

$$R = \epsilon \cdot \sigma \cdot B_{K\Lambda} \cdot \mathcal{L} = \epsilon \cdot \sigma \cdot B_{K\Lambda} \cdot \bar{I}_p D N_s x \quad (5.7)$$

dabei bedeuten

- $\epsilon = 8 \%$, Berechneter Ausbeutefaktor für Messung der Reaktion
- σ = geschätzter totaler Wirkungsquerschnitt
- $B_{K\Lambda} = 15\%$, Verzweigungsverhältnis $N^*(1710 \text{ MeV}) \rightarrow K\Lambda$
- $\mathcal{L}$ = Luminosität = $\bar{I}_p D N_s x$
- $\bar{I}_p = 5 \cdot 10^9$ Protonen/s, mittlerer Protonen-Strahlstrom
- $D = 0.5$, Dutyfaktor von COSY
- $N_s = 2 \rho_A N_A / M_{He}$, Zahl der Heliumkerne pro cm^2 im $L^4\text{He}$
- $x = 0.2 \text{ cm}$, Targetdicke
- ρ_A = Dichte des $L^4\text{He}$ am Arbeitspunkt
- M_{He} = Molmasse von ^4He
- N_A = Avogadro-Konstante.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ wurde wie folgt abgeschätzt:

$$\sigma = (d\sigma/d\Omega)_{N^*(1440)}^{0.8^\circ} \cdot \Delta\Omega \cdot \mathcal{R} \cdot \frac{F^2(t_{N^*(1710)})}{F^2(t_{N^*(1440)})} \quad (5.8)$$

mit

$$\mathcal{R} = \frac{\left| \frac{\langle r^2 \rangle_{N^*(1710)}}{\langle r^2 \rangle_{N^*(1440)}} \right|^2}{\frac{0.2}{0.8}} = \frac{0.2}{0.8} \quad (5.9)$$

dabei sind

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R} &= 0.25, \text{ Verhältnis der Monopolstärken} \\
 (d\sigma/d\Omega)_{N^*(1440)}^{0.8^\circ} &= 71 \text{ mb, Wirkungsquerschnitt der Roper-Anregung (s. Tab. 4.1)} \\
 \Delta\Omega &= 1.2 \text{ sr, abgedeckter Raumwinkelbereich der Detektoren} \\
 t_{N^*(1710)} &= 0.6 \text{ (GeV/c)}^2, \text{ Impulstransfer im Zentrum der } N^*(1710 \text{ MeV}) \\
 t_{N^*(1440)} &= 0.25 \text{ (GeV/c)}^2, \text{ Impulstransfer im Zentrum der } N^*(1440 \text{ MeV})
 \end{aligned}$$

Damit erhält man eine Reaktionsrate von $R = 13 \text{ s}^{-1}$. Diese relativ hohe Rate liefert innerhalb weniger Tage eine ausreichende Statistik.

In Abbildung 5.11 ist die simulierte Verteilung der kinetischen Energien der gestreuten α -Teilchen mit (schraffiert) und ohne Anregung der $N^*(1710 \text{ MeV})$ gezeigt. Das Verhältnis der Verteilungen liefert die Resonanzverteilung.

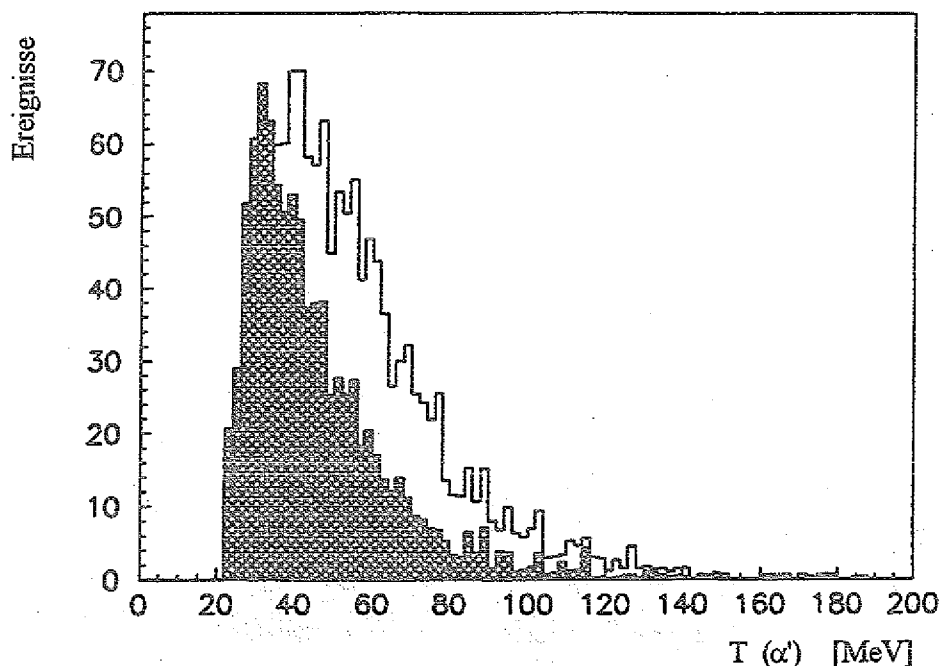


Abbildung 5.11: Simulierte Verteilung der kinetischen Energien der gestreuten α -Teilchen mit Anregung der $N^*(1710 \text{ MeV})$ -Resonanz (schraffierte Verteilung). Eine Verteilung ohne Resonanz ist ebenfalls eingezeichnet.

Von entscheidender Bedeutung für die Durchführbarkeit eines Experiments ist das Herausfiltern der gesuchten Ereignisse aus einer meist großen Anzahl an Konkurrenz-Reaktionen, beispielsweise durch kinematische oder Multiplizitäts-Kriterien. Fordert man eine Ladungsmultiplizität von $M \geq 2$ im TOF-Detektor, dann ist die einzige Untergrundreaktion, die auftreten kann, $p \alpha \rightarrow \alpha' p \pi^+ \pi^-$, die ebenfalls vom Zerfall von Resonanzen im Energiebereich um 1700 MeV kommt. Das Verzweungsverhältnis der $N^*(1710 \text{ MeV})$ in diesen Kanal ist etwa genauso groß wie in den $K\Lambda$ -Kanal, bei der $N^*(1700)$ ist es dagegen etwa dreimal höher. Da der $p\pi^+\pi^-$ Zerfallskanal ebenfalls wertvolle Informationen über die Anregung von Baryon-Resonanzen liefern kann, sollte er nicht Online unterdrückt werden. Bei der Offline-Auswertung kann dieser Untergrund durch die Forderung der Multiplizitätserhöhung zwischen Halbleiter-

und TOF-Detektor beseitigt werden. Die Winkelverteilung der Kaonen dient der Bestimmung der Multipolarität des nicht-resonanten Untergrunds.

Die totale Zählrate im α' -Detektor wird ca. $3 \cdot 10^6$ betragen. Mit einer Segmentierung der Streifendetektoren von 100 ergibt sich eine Rate von ca. $3 \cdot 10^4$. Die meisten Teilchen davon liefern jedoch kein Signal in den dünnen ΔE -Zählern. Sowohl elastische und inelastische Prozesse sowie quasi-elastische Aufbruchreaktionen erleiden im ΔE -Zähler Energieverluste von weniger als 50 keV. Nur der Aufbruch von Rückstoß- α -Teilchen liefern Signale, die vergleichbar mit denen der gestreuten α -Teilchen sind (Energieverlust ≥ 500 keV). Zwar kann die Zählrate um bis zu 2-3 Größenordnungen höher sein als die der gesteuerten α -Teilchen, fordert man eine Koinzidenz zwischen dem ΔE - und E-Zähler, sind diese Raten nicht mehr problematisch.

Abschätzungen des möglichen Untergrunds durch andere Quellen, zum Beispiel Misinterpretation von Ereignissen und Effekte hervorgerufen durch die Targetfenster liefert Zählraten, die fünf mal kleiner sind als die der untersuchten Reaktion. Das heißt, daß inelastische Anregungsquerschnitte in der $N^*(1710\text{MeV})$ Resonanz von $1/5$ des angegebenen Wertes noch meßbar sind. Diese Ergebnisse zeigen, daß das vorgeschlagene Experiment an COSY möglich ist und die besonderen Eigenschaften des COSY-Strahls voll ausnutzt.

Anhang A

Experimentelle Spektren

Die in Abbildung 3.4a und Abbildung 4.4 gezeigten experimentellen Spektren nach Abzug aller Untergrundbeiträge (vergleiche Abschnitt 3.3) sind in den folgenden Tabellen aufgelistet. Dabei ist n die auf N_0 normierte Anzahl der Ereignisse (vergleiche Abschnitt 4.1).

$\alpha + p \rightarrow \alpha' + X, \theta_{\alpha'} = 0.8$							
ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n
- 1.196	0.00	- 1.044	0.00	- 0.892	41.92	- 0.740	976.96
- 1.188	0.00	- 1.036	14.71	- 0.884	55.46	- 0.732	972.30
- 1.180	0.00	- 1.028	19.38	- 0.876	22.35	- 0.724	1271.27
- 1.172	0.00	- 1.020	31.30	- 0.868	1.54	- 0.716	1659.01
- 1.164	0.00	- 1.012	47.66	- 0.860	63.25	- 0.708	1419.65
- 1.156	0.00	- 1.004	24.79	- 0.852	118.38	- 0.700	1650.20
- 1.148	0.00	- 0.996	34.53	- 0.844	119.61	- 0.692	1950.66
- 1.140	0.00	- 0.988	46.78	- 0.836	102.76	- 0.684	1412.03
- 1.132	0.00	- 0.980	77.37	- 0.828	211.02	- 0.676	2176.29
- 1.124	1.28	- 0.972	0.03	- 0.820	318.88	- 0.668	2520.92
- 1.116	15.64	- 0.964	68.35	- 0.812	318.52	- 0.660	2376.41
- 1.108	9.49	- 0.956	32.51	- 0.804	228.43	- 0.652	3068.76
- 1.100	0.00	- 0.948	20.55	- 0.796	298.83	- 0.644	3434.93
- 1.092	41.19	- 0.940	29.28	- 0.788	387.27	- 0.636	3218.41
- 1.084	32.94	- 0.932	7.99	- 0.780	510.29	- 0.628	3257.70
- 1.076	31.03	- 0.924	19.58	- 0.772	562.02	- 0.620	3482.28
- 1.068	15.88	- 0.916	0.00	- 0.764	576.69	- 0.612	3891.61
- 1.060	7.04	- 0.908	0.00	- 0.756	680.97	- 0.604	4579.20
- 1.052	18.24	- 0.900	0.00	- 0.748	837.89	- 0.596	4987.51

$\alpha + p \rightarrow \alpha' + X, \theta_{\alpha'} = 0.8$ (Fortsetzung)							
ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n
- 0.588	4650.54	- 0.436	5882.50	- 0.284	14668.34	- 0.132	276.07
- 0.580	4708.77	- 0.428	6202.79	- 0.276	15533.54	- 0.124	238.22
- 0.572	5113.64	- 0.420	6646.85	- 0.268	15896.79	- 0.116	0.00
- 0.564	5728.75	- 0.412	7139.60	- 0.260	17558.00	- 0.108	75.43
- 0.556	5922.95	- 0.404	7230.95	- 0.252	18317.15	- 0.100	0.00
- 0.548	6233.25	- 0.396	6971.00	- 0.244	19449.15	- 0.092	0.00
- 0.540	5984.14	- 0.388	7959.60	- 0.236	16954.00	- 0.084	0.00
- 0.532	6501.64	- 0.380	8696.79	- 0.228	18956.59	- 0.076	0.00
- 0.524	6808.70	- 0.372	9057.54	- 0.220	17481.94	- 0.068	0.00
- 0.516	6441.25	- 0.364	9841.75	- 0.212	21330.00	- 0.060	0.00
- 0.508	6769.35	- 0.356	8699.45	- 0.204	22375.65	- 0.052	0.00
- 0.500	6120.89	- 0.348	8780.54	- 0.196	20943.84	- 0.044	0.00
- 0.492	6028.95	- 0.340	10110.04	- 0.188	17434.55	- 0.036	0.00
- 0.484	5656.39	- 0.332	12387.95	- 0.180	15647.70	- 0.028	0.00
- 0.476	5609.29	- 0.324	12189.09	- 0.172	10033.25	- 0.020	0.00
- 0.468	5319.04	- 0.316	12563.54	- 0.164	3091.13	- 0.012	0.00
- 0.460	5289.20	- 0.308	11936.25	- 0.156	0.00	- 0.004	0.00
- 0.452	6163.14	- 0.300	12582.15	- 0.148	2.32	0.000	0.00
- 0.444	5985.95	- 0.292	13576.20	- 0.140	223.11	0.000	0.00

$\alpha + {}^2\text{H} \rightarrow \alpha' + \text{X}, \theta_{\alpha'} = 0.6$							
ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n
- 1.196	4.040	- 0.892	23.477	- 0.588	116.100	- 0.284	339.421
- 1.188	3.837	- 0.884	30.650	- 0.580	137.729	- 0.276	370.847
- 1.180	1.788	- 0.876	19.861	- 0.572	135.302	- 0.268	366.049
- 1.172	0.706	- 0.868	16.130	- 0.564	151.041	- 0.260	302.357
- 1.164	13.794	- 0.860	21.320	- 0.556	146.222	- 0.252	343.852
- 1.156	8.508	- 0.852	6.310	- 0.548	186.367	- 0.244	340.886
- 1.148	8.041	- 0.844	27.851	- 0.540	198.576	- 0.236	431.962
- 1.140	2.726	- 0.836	16.371	- 0.532	179.072	- 0.228	467.774
- 1.132	1.400	- 0.828	20.261	- 0.524	173.202	- 0.220	410.405
- 1.124	4.548	- 0.820	24.136	- 0.516	170.248	- 0.212	378.325
- 1.116	4.058	- 0.812	36.928	- 0.508	172.197	- 0.204	406.277
- 1.108	1.747	- 0.804	31.753	- 0.500	177.895	- 0.196	374.783
- 1.100	6.536	- 0.796	24.701	- 0.492	185.656	- 0.188	349.919
- 1.092	14.093	- 0.788	32.272	- 0.484	176.511	- 0.180	400.800
- 1.084	3.215	- 0.780	29.031	- 0.476	166.852	- 0.172	371.489
- 1.076	5.696	- 0.772	28.252	- 0.468	199.833	- 0.164	365.579
- 1.068	13.232	- 0.764	55.042	- 0.460	196.908	- 0.156	397.808
- 1.060	5.338	- 0.756	36.359	- 0.452	169.645	- 0.148	312.902
- 1.052	0.000	- 0.748	38.832	- 0.444	212.499	- 0.140	28.526
- 1.044	6.112	- 0.740	57.869	- 0.436	188.761	- 0.132	74.094
- 1.036	7.947	- 0.732	55.709	- 0.428	203.248	- 0.124	0.000
- 1.028	0.719	- 0.724	50.962	- 0.420	191.520	- 0.116	107.802
- 1.020	0.311	- 0.716	79.613	- 0.412	239.462	- 0.108	96.373
- 1.012	2.903	- 0.708	42.851	- 0.404	239.869	- 0.100	0.000
- 1.004	0.045	- 0.700	70.751	- 0.396	216.908	- 0.092	41.407
- 0.996	22.412	- 0.692	55.117	- 0.388	249.179	- 0.084	4.572
- 0.988	7.086	- 0.684	86.111	- 0.380	248.498	- 0.076	87.650
- 0.980	0.000	- 0.676	87.808	- 0.372	255.867	- 0.068	2.755
- 0.972	0.000	- 0.668	78.996	- 0.364	278.515	- 0.060	0.000
- 0.964	5.413	- 0.660	84.528	- 0.356	258.862	- 0.052	0.000
- 0.956	0.040	- 0.652	83.741	- 0.348	259.045	- 0.044	0.000
- 0.948	0.000	- 0.644	101.069	- 0.340	292.198	- 0.036	0.000
- 0.940	8.655	- 0.636	87.808	- 0.332	254.779	- 0.028	0.000
- 0.932	14.534	- 0.628	94.894	- 0.324	225.758	- 0.020	0.000
- 0.924	0.000	- 0.620	112.951	- 0.316	305.029	- 0.012	0.000
- 0.916	8.291	- 0.612	101.663	- 0.308	325.571	- 0.004	0.000
- 0.908	2.373	- 0.604	106.992	- 0.300	325.592	0.000	0.000
- 0.900	13.106	- 0.596	125.560	- 0.292	380.882	0.000	0.000

$\alpha + {}^2\text{H} \rightarrow \alpha' + \text{X}, \theta_{\alpha'} = 1.8$							
ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n
- 1.196	0.000	- 0.892	0.562	- 0.588	13.861	- 0.284	69.708
- 1.188	0.000	- 0.884	0.698	- 0.580	24.830	- 0.276	76.372
- 1.180	0.000	- 0.876	3.947	- 0.572	23.493	- 0.268	58.741
- 1.172	0.030	- 0.868	2.224	- 0.564	23.304	- 0.260	87.436
- 1.164	0.000	- 0.860	2.170	- 0.556	32.715	- 0.252	88.204
- 1.156	0.184	- 0.852	3.723	- 0.548	29.371	- 0.244	83.092
- 1.148	0.000	- 0.844	3.795	- 0.540	27.824	- 0.236	91.636
- 1.140	0.675	- 0.836	3.545	- 0.532	22.574	- 0.228	73.913
- 1.132	1.293	- 0.828	3.743	- 0.524	18.022	- 0.220	76.530
- 1.124	0.000	- 0.820	3.810	- 0.516	32.022	- 0.212	88.309
- 1.116	0.000	- 0.812	4.969	- 0.508	28.664	- 0.204	78.809
- 1.108	0.859	- 0.804	4.391	- 0.500	29.876	- 0.196	69.781
- 1.100	0.593	- 0.796	6.318	- 0.492	31.162	- 0.188	40.820
- 1.092	0.000	- 0.788	7.858	- 0.484	32.577	- 0.180	28.173
- 1.084	2.402	- 0.780	5.345	- 0.476	36.488	- 0.172	21.459
- 1.076	0.000	- 0.772	8.167	- 0.468	38.196	- 0.164	16.978
- 1.068	0.562	- 0.764	1.362	- 0.460	34.518	- 0.156	10.165
- 1.060	1.244	- 0.756	11.299	- 0.452	29.670	- 0.148	3.960
- 1.052	0.025	- 0.748	9.808	- 0.444	37.370	- 0.140	11.506
- 1.044	0.977	- 0.740	9.538	- 0.436	36.529	- 0.132	5.153
- 1.036	0.000	- 0.732	8.622	- 0.428	40.272	- 0.124	8.910
- 1.028	1.023	- 0.724	11.047	- 0.420	40.262	- 0.116	14.315
- 1.020	0.728	- 0.716	11.349	- 0.412	35.376	- 0.108	1.515
- 1.012	0.000	- 0.708	12.871	- 0.404	40.184	- 0.100	0.000
- 1.004	0.842	- 0.700	15.420	- 0.396	38.922	- 0.092	0.000
- 0.996	0.861	- 0.692	12.630	- 0.388	39.667	- 0.084	0.000
- 0.988	0.652	- 0.684	13.181	- 0.380	41.736	- 0.076	0.000
- 0.980	0.000	- 0.676	20.214	- 0.372	42.661	- 0.068	0.000
- 0.972	0.920	- 0.668	17.077	- 0.364	46.447	- 0.060	0.000
- 0.964	0.191	- 0.660	12.264	- 0.356	50.160	- 0.052	0.000
- 0.956	0.936	- 0.652	17.051	- 0.348	54.007	- 0.044	0.000
- 0.948	0.000	- 0.644	20.386	- 0.340	64.482	- 0.036	0.000
- 0.940	0.352	- 0.636	21.468	- 0.332	57.785	- 0.028	0.000
- 0.932	0.666	- 0.628	21.748	- 0.324	64.763	- 0.020	0.000
- 0.924	0.960	- 0.620	22.476	- 0.316	69.782	- 0.012	0.000
- 0.916	0.000	- 0.612	26.852	- 0.308	32.089	- 0.004	0.000
- 0.908	1.696	- 0.604	28.476	- 0.300	70.315	0.000	0.000
- 0.900	1.393	- 0.596	26.696	- 0.292	68.619	0.000	0.000

$\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha' + \text{X}, \theta_{\alpha'} = 1.0$							
ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n
- 1.196	6.523	- 0.892	20.879	- 0.588	134.337	- 0.284	490.110
- 1.188	0.000	- 0.884	12.383	- 0.580	122.278	- 0.276	399.154
- 1.180	8.376	- 0.876	2.474	- 0.572	124.782	- 0.268	519.479
- 1.172	0.648	- 0.868	8.715	- 0.564	160.759	- 0.260	455.705
- 1.164	3.300	- 0.860	20.810	- 0.556	209.416	- 0.252	443.536
- 1.156	17.013	- 0.852	10.649	- 0.548	183.279	- 0.244	445.837
- 1.148	2.938	- 0.844	7.421	- 0.540	199.128	- 0.236	556.164
- 1.140	6.675	- 0.836	48.662	- 0.532	260.350	- 0.228	465.983
- 1.132	4.426	- 0.828	12.036	- 0.524	232.068	- 0.220	475.801
- 1.124	12.893	- 0.820	6.621	- 0.516	245.197	- 0.212	526.320
- 1.116	5.086	- 0.812	25.817	- 0.508	238.427	- 0.204	482.141
- 1.108	4.470	- 0.804	50.797	- 0.500	280.030	- 0.196	438.854
- 1.100	10.140	- 0.796	34.500	- 0.492	241.988	- 0.188	407.923
- 1.092	11.717	- 0.788	34.714	- 0.484	219.845	- 0.180	277.261
- 1.084	8.538	- 0.780	42.277	- 0.476	211.791	- 0.172	190.716
- 1.076	7.301	- 0.772	51.522	- 0.468	195.246	- 0.164	64.832
- 1.068	20.155	- 0.764	30.947	- 0.460	229.628	- 0.156	17.336
- 1.060	0.000	- 0.756	54.584	- 0.452	199.324	- 0.148	22.289
- 1.052	7.199	- 0.748	50.507	- 0.444	249.135	- 0.140	52.759
- 1.044	12.230	- 0.740	68.656	- 0.436	245.783	- 0.132	0.000
- 1.036	3.620	- 0.732	28.034	- 0.428	273.153	- 0.124	8.897
- 1.028	12.124	- 0.724	44.682	- 0.420	265.287	- 0.116	0.000
- 1.020	7.673	- 0.716	57.985	- 0.412	275.002	- 0.108	0.000
- 1.012	0.000	- 0.708	80.019	- 0.404	288.753	- 0.100	0.000
- 1.004	16.880	- 0.700	70.337	- 0.396	264.157	- 0.092	0.000
- 0.996	9.530	- 0.692	65.547	- 0.388	308.777	- 0.084	0.000
- 0.988	8.776	- 0.684	100.218	- 0.380	315.103	- 0.076	0.000
- 0.980	17.262	- 0.676	77.260	- 0.372	300.536	- 0.068	0.000
- 0.972	3.513	- 0.668	59.251	- 0.364	288.514	- 0.060	0.000
- 0.964	21.536	- 0.660	112.734	- 0.356	306.687	- 0.052	0.000
- 0.956	4.057	- 0.652	77.822	- 0.348	360.028	- 0.044	0.000
- 0.948	0.780	- 0.644	117.715	- 0.340	380.483	- 0.036	0.000
- 0.940	0.000	- 0.636	104.905	- 0.332	396.065	- 0.028	0.000
- 0.932	8.454	- 0.628	90.373	- 0.324	382.079	- 0.020	0.000
- 0.924	8.581	- 0.620	123.044	- 0.316	386.917	- 0.012	0.000
- 0.916	0.000	- 0.612	94.405	- 0.308	313.761	- 0.004	0.000
- 0.908	21.748	- 0.604	123.690	- 0.300	448.659	0.000	0.000
- 0.900	14.438	- 0.596	120.881	- 0.292	383.785	0.000	0.000

$\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha' + \text{X}, \theta_{\alpha'} = 1.8$							
ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n	ω [GeV]	n
- 1.196	0.000	- 0.892	4.818	- 0.588	43.069	- 0.284	143.330
- 1.188	1.837	- 0.884	0.086	- 0.580	40.261	- 0.276	151.348
- 1.180	1.771	- 0.876	9.111	- 0.572	40.330	- 0.268	142.069
- 1.172	2.453	- 0.868	4.375	- 0.564	40.371	- 0.260	128.850
- 1.164	4.405	- 0.860	2.389	- 0.556	39.477	- 0.252	96.554
- 1.156	2.678	- 0.852	4.987	- 0.548	52.055	- 0.244	131.615
- 1.148	8.303	- 0.844	7.583	- 0.540	55.965	- 0.236	127.403
- 1.140	3.582	- 0.836	12.929	- 0.532	49.260	- 0.228	106.950
- 1.132	5.576	- 0.828	13.686	- 0.524	61.506	- 0.220	102.363
- 1.124	1.442	- 0.820	9.855	- 0.516	50.292	- 0.212	85.269
- 1.116	5.502	- 0.812	14.277	- 0.508	64.141	- 0.204	87.374
- 1.108	0.000	- 0.804	15.945	- 0.500	50.992	- 0.196	68.724
- 1.100	3.631	- 0.796	8.438	- 0.492	71.899	- 0.188	62.343
- 1.092	4.549	- 0.788	12.853	- 0.484	57.746	- 0.180	47.524
- 1.084	0.167	- 0.780	14.514	- 0.476	57.100	- 0.172	20.707
- 1.076	8.425	- 0.772	7.191	- 0.468	67.055	- 0.164	7.550
- 1.068	1.170	- 0.764	19.664	- 0.460	85.974	- 0.156	20.890
- 1.060	4.125	- 0.756	24.069	- 0.452	78.556	- 0.148	7.555
- 1.052	5.036	- 0.748	11.045	- 0.444	81.717	- 0.140	13.013
- 1.044	1.861	- 0.740	15.445	- 0.436	69.134	- 0.132	7.953
- 1.036	1.881	- 0.732	25.347	- 0.428	81.119	- 0.124	0.000
- 1.028	5.908	- 0.724	13.232	- 0.420	88.527	- 0.116	0.000
- 1.020	3.837	- 0.716	20.376	- 0.412	90.694	- 0.108	0.000
- 1.012	4.464	- 0.708	16.511	- 0.404	87.129	- 0.100	0.000
- 1.004	4.345	- 0.700	15.395	- 0.396	73.408	- 0.092	0.000
- 0.996	0.565	- 0.692	19.780	- 0.388	88.558	- 0.084	0.000
- 0.988	4.103	- 0.684	16.824	- 0.380	103.264	- 0.076	0.000
- 0.980	0.915	- 0.676	28.099	- 0.372	113.237	- 0.068	0.000
- 0.972	0.000	- 0.668	27.673	- 0.364	118.301	- 0.060	0.000
- 0.964	0.000	- 0.660	22.973	- 0.356	109.881	- 0.052	0.000
- 0.956	4.618	- 0.652	21.160	- 0.348	104.948	- 0.044	0.000
- 0.948	6.530	- 0.644	22.867	- 0.340	118.678	- 0.036	0.000
- 0.940	2.312	- 0.636	37.402	- 0.332	120.494	- 0.028	0.000
- 0.932	4.220	- 0.628	40.067	- 0.324	111.091	- 0.020	0.000
- 0.924	6.316	- 0.620	40.815	- 0.316	112.333	- 0.012	0.000
- 0.916	4.014	- 0.612	45.713	- 0.308	119.561	- 0.004	0.000
- 0.908	13.358	- 0.604	26.869	- 0.300	111.157	0.000	0.000
- 0.900	2.040	- 0.596	43.960	- 0.292	132.639	0.000	0.000

Literaturverzeichnis

- [ABB 77] ASLANIDES, E. ; BAUER, T. ; BERTINI, R. et al.: (p,⁴He) elastic scattering at 350, 650, 1050 and 1150 MeV. In: *Phys. Lett.* 68B (1977), Nr. 3, S. 221-224
- [ABBC 94] AGUILAR-BENITEZ, M. ; BARNETT, R.M. ; CASO, C. et al.: Review of particle properties. In: *Phys. Rev. D* 50 (1994), Nr. 3, S. 1173-1826
- [ABD 68] ALLABY, J.V. ; BINON, F. ; DIDDENS, A.N. et al.: The production of nucleon resonances in proton-proton collisions at high energy and large momentum transfers. In: *Phys. Lett.* 28B (1968), Nr. 3, S. 229-232
- [ABV 82a] ABLEEV, V.G. ; BODYAGIN, V.A. ; VOROB'EV, G.G. et al.: Diffraction scattering of 17.9-GeV/c α particles by hydrogen and helium nuclei. In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 36 (1982), Nr. 6, S. 834-838
- [ABV 82b] ABLEEV, V.G. ; BODYAGIN, V.A. ; VOROB'EV, G.G. et al.: Scattering of 17.9-GeV/c α particles by C, Al, and Cu nuclei. In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 36 (1982), Nr. 5, S. 698-703
- [B 76] BRASSE, F.W. et al.: Parametrization of the q^2 dependence of γp total cross sections in the resonance region. In: *Nucl. Phys.* B110 (1976), S. 413-433
- [BBJ83] BECHER, P. ; BÖHM, M. ; JOOS, H.: *Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung*. Teubner, 1983
- [BCD 87] BEDJIDIAN, M. ; CONTARDO, D. ; DESCROIX, E. et al.: A detection system using drift chambers for the SPES4 Spektrometer at Laboratoire National Saturne. In: *Nuc. Instr. and Meth. Phys. Res.* A257 (1987), S. 132-138
- [BD84] BOIVIN, M. ; DURAND, J.M.: SPES IV: Reconstitution au point cible des parametres d'une reaction / LNS. 1984. - Interner Forschungsbericht
- [BDH 95] BECHSTEDT, U. ; DIETRICH, J. ; HACKER, U. et al.: Operational experience at COSY Jülich. In: *DPG Spring Meeting of Nuclear Physics Sections*, 1995. - Köln, Germany, March 13 - 17
- [BFP79] BRICAUD, B. ; FAIVRE, J.C. ; PAIN, J.: SAR: A fast computer for camac data acquisition. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26 (1979), August, Nr. 4, S. 4641-4644

- [BFT 81] BERTHELET, P. ; FRASCARIA, R. ; TATISCHEFF, B. et al.: $p + {}^3\text{He}$ elastic backward scattering at intermediate energies. In: *Phys. Lett.* 106B (1981), Nr. 6, S. 465-469
- [BRS92] BOYARD, J.L. ; RADVANYI, P. ; SOYEUR, M.: SATURNE: a versatile hadron facility. In: *Nuclear Physics News* 2 (1992), Nr. 4, S. 15
- [Che93] CHESNY, P.: Refrigerator autonome 4K a cycle Joule-Thomson / LNS-SA. 1993. - Interner Forschungsbericht
- [CRO 95] CORDOBA, P. F. ; RATIS, Yu. ; OSET, E. et al.: Projectile delta excitation in alpha-proton scattering. In: *Nuc. Phys.* (1995)
- [CW90] CUTKOSKY, R.E. ; WANG, S. In: *Phys. Rev. D* 42 (1990), S. 235
- [Dec92] DECKER, G.: *Entwicklung einer Influenzdriftkammer zur Messung assoziiierter Strangenessproduktion*, Universität Bonn, Dissertation, 1992
- [Des88] DESPLANQUES, B.: The swelling of nucleons in nuclei and the Roper resonance. In: *Z. Phys. A* 330 (1988), S. 331-337
- [DSG86] DMITRIEV, V. ; SUSHKOV, O. ; GAARDE, C.: Δ -Formation in the ${}^1\text{H}({}^3\text{He}, {}^3\text{H})\Delta^{++}$ reaction at intermediate energies. In: *Nuc. Phys.* A459 (1986), S. 503-524
- [EBB 93] EYRICH, W. ; BRAND, H. ; BRAND, S. et al.: A detector system for hyperon production at the COSY time-of-flight Spektrometer. In: *Physica Scripta* 48 (1993), S. 115-116
- [EGL 85] ELLEGAARD, C. ; GAARDE, C. ; LARSEN, J.S. et al.: The $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ reaction. In: *Phys. Lett.* 154B (1985), Nr. 2,3, S. 110-114
- [FSM94] FUCHS, P. ; SPANG, W. ; MORSCH, H.P.: Reaction graphs contributing to inelastic α -proton scattering including excitation of the roper $N^*(1440 \text{ MeV})$ resonance. In: *Physics with GeV particle beams* Forschungszentrum Jülich, 1994
- [GEA92] *GEANT, Detektorsimulationspaket, Benutzerhandbuch*. 3.15. CERN Program Library, 1992
- [GEN92] *GENBOD, N-body monte-carlo event generator*. W515. CERN Program Library, 1992
- [GLR 81] GRORUD, E. ; LACLARE, J.L. ; ROPERT, A. et al.: Performance of a 4 GeV/c magnetic spectrograph taking advantage of the third integral resonant extraction properties to operate in the energy loss mode. In: *Nuc. Instr. and Meth.* 188 (1981), S. 549-554
- [Gui85] GUICHON, P.A.M.: A non static bag model for the Roper resonance. In: *Phys. Lett.* 164 B (1985), Nr. 4,5,6, S. 361-365

- [HRB 92] HENNINO, T. ; RAMSTEIN, B. ; BACHELIER, D. et al.: Study of decay and absorption of the Δ resonance in nuclei with a 4π detector. In: *Phys. Lett. B* 283 (1992), S. 42-46
- [HRB 93] HENNINO, T. ; RAMSTEIN, B. ; BACHELIER, D. et al.: Coherent pions in charge-exchange reactions. In: *Phys. Lett. B* 303 (1993), S. 236-239
- [Ige93] IGEL, S.: *Ein rotationssymmetrischer, ortsauflösender Germanium-Ringdetektor für maximale Zählraten*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1993
- [Jac64] JACKSON, J.D.: Remarks on the phenomenological analysis of resonances. In: *Il Nuovo Cimento XXXIV* (1964), Nr. 6, S. 1644-1662
- [Jae92] JAECKLE, V.: *Aufbau eines Flüssig-Wasserstoff-Targets mit extrem dünnen Fenstern*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1992
- [Jam88] JAMES, F.: A review of pseudorandom number generators / CERN Data Handling Division. 1988 (DD/88/22). – Interner Forschungsbericht
- [JK 94] JAECKLE, V. ; KILIAN, K. et al.: A liquid hydrogen/deuterium target with very thin windows. In: *Nuc. Instr. and Meth. A* 349 (1994), S. 15-17
- [Kre89] KREWALD, S.: Modifications of the proton charge form factor in nuclear matter. In: *Phys. Lett. B* 222 (1989), Nr. 3,4, S. 338-342
- [Kun94] KUNNE, R.: Monte Carlo simulations for SPES 4π / LNS. 1994. – Interner Forschungsbericht
- [L'A73] L'Air Liquide: *Encyclopedie des Gaz*. 1973
- [Lip90] LIPPERT, C.: *High resolution study of hyperon-nucleon interactions by associated strangeness production in pp collisions at 2.7 GeV*, Universität Bonn, Dissertation, 1990
- [Lip92] LIPPERT, C.: *Entwicklung, Test und Simulation einer Influenzdriftkammer*, Universität Bonn, Dissertation, 1992
- [M 88] MACHNER, H. et al. COSY Proposal Nr. 10. 1988
- [M 92] MACHNER, H. et al. COSY Proposal Nr. 24. 1992
- [Mac93] MACHNER, H. In: *Physica Scripta* 48 (1993), S. 175
- [MBB 84] MEZZIANI, Z. ; BARREAU, P. ; BERNHEIM, M. et al.: Transverse response functions in deep-inelastic electron scattering for ^{40}Ca , ^{48}Ca and ^{56}Fe . In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1984), Nr. 12, S. 1233-1236
- [MBB 94] MORSCH, H.P. ; BOIVIN, M. ; BOYARD, J.L. et al.: Study of elastic α -scattering from ^2H and ^{12}C at $E_\alpha = 4.2$ GeV. In: *Z. Phys.* A350 (1994), S. 167-169

- [MBJ 92] MORSCH, H.P. ; BOIVIN, M. ; JACOBS, W. et al.: Radial excitation of the nucleon to the $P_{11}(1440 \text{ MeV})$ resonance in alpha-proton scattering. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), Nr. 9, S. 1336-1339
- [MDF 93] MORSCH, H.P. ; DECOWSKI, P. ; FUCHS, P. et al. Addendum 1 to COSY proposal Nr. 16. April 1993
- [MDJ 89] MORSCH, H.P. ; DECOWSKI, P. ; JAHN, R. et al. Study of selective excitation of baryon-resonances. COSY Proposal Nr. 16. August 1989
- [MDU91] *Manuel des Utilisateurs LN SATURNE*. Saclay, 1991
- [Mei87] MEISSNER, Th.: *Roper-Resonanz und Generatorkoordinatenmethode im chiralen Solitonenmodell*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1987
- [Mei91] MEISSNER, Th.: *Das Nukleon als Soliton in einer effektiven chiralen Theorie mit polarisiertem Diracsee*, Universität Bochum, Dissertation, 1991
- [MIN92] *MINUIT, Function minimization and error analysis, Reference Manual*. 92.1. CERN Program Library, März 1992
- [Mor93] MORSCH, H.P.: Radial excitation of the $P_{11}(1440 \text{ MeV})$ resonance and the compressibility of the nucleon. In: *Nuc. Phys.* A553 (1993), S. 645c-650c
- [Mor94] MORSCH, H.P.: Compressibility of hadrons from operator sum rules. In: *Z. Phys.* A 350 (1994), S. 61-64
- [MP78] MARCIANO, W. ; PAGELS, H.: Quantum chromodynamics. In: *Phys. Rep.* C 36 (1978), S. 137
- [MSD94] MORSCH, H.P. ; SPANG, W. ; DECOWSKI, P.: Spectroscopy of baryons using alpha-particle scattering. In: *Z. Phys.* A 348 (1994), S. 45-48
- [Nak93] NAKE, Ch.: *Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1993
- [NHK 76] NAKAMURA, K. ; HIRAMATSU, S. ; KAMAE, T. et al.: The reaction $^{12}\text{C}(e,e'p)$ at 700 MeV and DWIA analysis. In: *Nuc. Phys.* A268 (1976), S. 381-407
- [Nüs95] NÜSSER, J.: *Entwicklung eines 2mm Flüssig-Wasserstoff/Deuterium Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern und dessen Steuerung unter der Benutzeroberfläche MS-Windows*, TU Aachen, Diplomarbeit, 1995
- [Oep94] OEPEN, T.von: *Messung der Mesonproduktion in der Nähe der Schwelle mittels der Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$ und $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ am Magnet-spektrometer SPES 4*, Universität Bonn, Dissertation, 1994
- [POM92] *POMME, Polarimetre Mobile Moyenne Energie, Manual*. Saclay, 1992
- [R73] RODER, H.M. et al.: Survey of the Properties of the Hydrogen Isotopes Below Their Critical Temperatures / National Bureau of Standards. 1973 (641). - Technical Note

- [Rou95] ROUSTEAU, S. Inst. de Physique Nucl. Orsay, Dissertation, 1995
- [S87] STEENHOVEN, G. van d. et al.: Nuclear-density dependence of the electron-proton coupling. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), Nr. 17, S. 1727–1730
- [Shu86] SHURYAK, E.V.: Theory and phenomenology of the QCD vacuum. In: *Phys. Rep.* 115 (1986), S. 152
- [Sie89] SIEBERT, R.: *High resolution study of the two-baryon-system with strangeness -1 by means of the reaction $pp \rightarrow K^+ X$* , Universität Bonn, Dissertation, 1989
- [SQXq 94] SHEN, Peng-Nian ; QI, Li-Jie ; XUE-QIAN et al.: A new approach to evaluate nuclear medium effects. In: *Z. Phys. A* 350 (1994), S. 65–69
- [SS90] STANCU, FL. ; STASSART, P.: Improved description of the Roper resonance in a constituent quark model. In: *Phys. Rev. D* 41 (1990), Nr. 3, S. 916–919
- [Sto91] STOLER, P.: Form factors of excited baryons at high Q^2 and the transition to perturbative QCD. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), Nr. 8, S. 1003–1006
- [Str94] STRATMANN, R.: *Entwicklung einer Influenzkammer für Experimente an COSY und Untersuchung von Hochrateneffekten nach einem neuartigen Verfahren*, Universität Bonn, Dissertation, 1994
- [TGLB 95] TOMASI-GUSTAFSON, E. ; LADYGIN, V.P. ; BOIVIN, M. et al.: Calibration of the polarimeter POMME with polarized deuterons at 1.8 GeV. In: *Nuc. Instr. and Meth.* (1995)
- [TGM94] TOMASI-GUSTAFSSON, E. ; MILLERET, G.: Procedure for the measurement of the absolute intensity of the LNS beam, with the help of the carbon activation method / LNS. 1994. – Interner Forschungsbericht
- [Wil68] WILLIAMSON, J.H.: Least-squares fitting of a straight line. In: *Can. J. Phys.* 46 (1968), S. 1845–1847

Danksagung

Herrn Prof. Dr. K. Kilian möchte ich für die Überlassung dieser interessanten Arbeit und für seine wertvollen Anregungen danken.

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Prof. Dr. B. Schoch und Herrn Prof. Dr. R. Maschuw, stellvertretend für das Graduiertenkolleg „Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie“, danke ich für die wissenschaftliche und finanzielle Unterstützung.

Dem Deutschen Akademischen Austausch Dienst (DAAD) danke ich für die Ermöglichung meiner Forschungsaufenthalte am LNS und die finanzielle Unterstützung im Nov. und Dez. 1992.

Herrn Prof. Dr. J. Arvieux möchte ich besonders für seine Gastfreundschaft am LNS und seine unkomplizierte Unterstützung danken.

Herrn Dr. H.P. Morsch, unter dessen Anleitung diese Arbeit entstanden ist, danke ich für die zahlreichen wertvollen Diskussionen und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Herrn Dr. W. Spang und Herrn J.L. Boyard danke ich für ihre große Hilfs- und Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dr. P. Fuchs bin ich für die zahlreichen wertvollen Diskussionen und nützlichen Ratschläge dankbar.

Bei den Mitgliedern der Kollaboration des SATURNE Experiments Nr. 251:

M. Boivin, T. Hennino, J.C. Jourdain, R. Kunne, L. Murphy, F. Plouin, P. Radvanyi, B. Ramstein, M. Roy-Stephan, P.E. Tegner und P. Zupranski möchte ich mich für Ihren Einsatz während der Strahlzeit und Ihre Diskussionsbereitschaft bedanken.

Für den fruchtbaren Gedankenaustausch bedanke ich mich bei den Herrn Dr. D. Grzonka, S. Igel, Ch. Nake, Dr. M. Rook und Dr. Th. Sefzick.

Auch bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Mittelenergiephysik am IKP/Jülich und am LNS/Saclay möchte ich mich für die herzliche Atmosphäre und gute Zusammenarbeit bedanken.

Ein großes Dankeschön gilt meiner Mutter, die durch ihre Unterstützung mein Physikstudium ermöglicht hat.

10/10/1918

My dear Mr. [Name]

I have just received your letter of the 10th inst. and am glad to hear that you are well. I am also well and hope this letter finds you the same.

I have been thinking much lately of the future of our country and the part we each have to play in it. It seems to me that we are at a critical moment in our history and that the decisions we make now will determine the course of our nation for many years to come.

I believe that the only way to preserve our liberties and our way of life is to stand firmly by the principles of the Constitution and to resist all attempts to undermine them. I am sure that you share these views and that you will do all in your power to support the cause of freedom.

I am sure that you will find much to do in the future and that you will be able to make a valuable contribution to our country. I am sure that you will find much to do in the future and that you will be able to make a valuable contribution to our country.

I am sure that you will find much to do in the future and that you will be able to make a valuable contribution to our country. I am sure that you will find much to do in the future and that you will be able to make a valuable contribution to our country.

Jül-3099

Juli 1995

ISSN 0944-2952