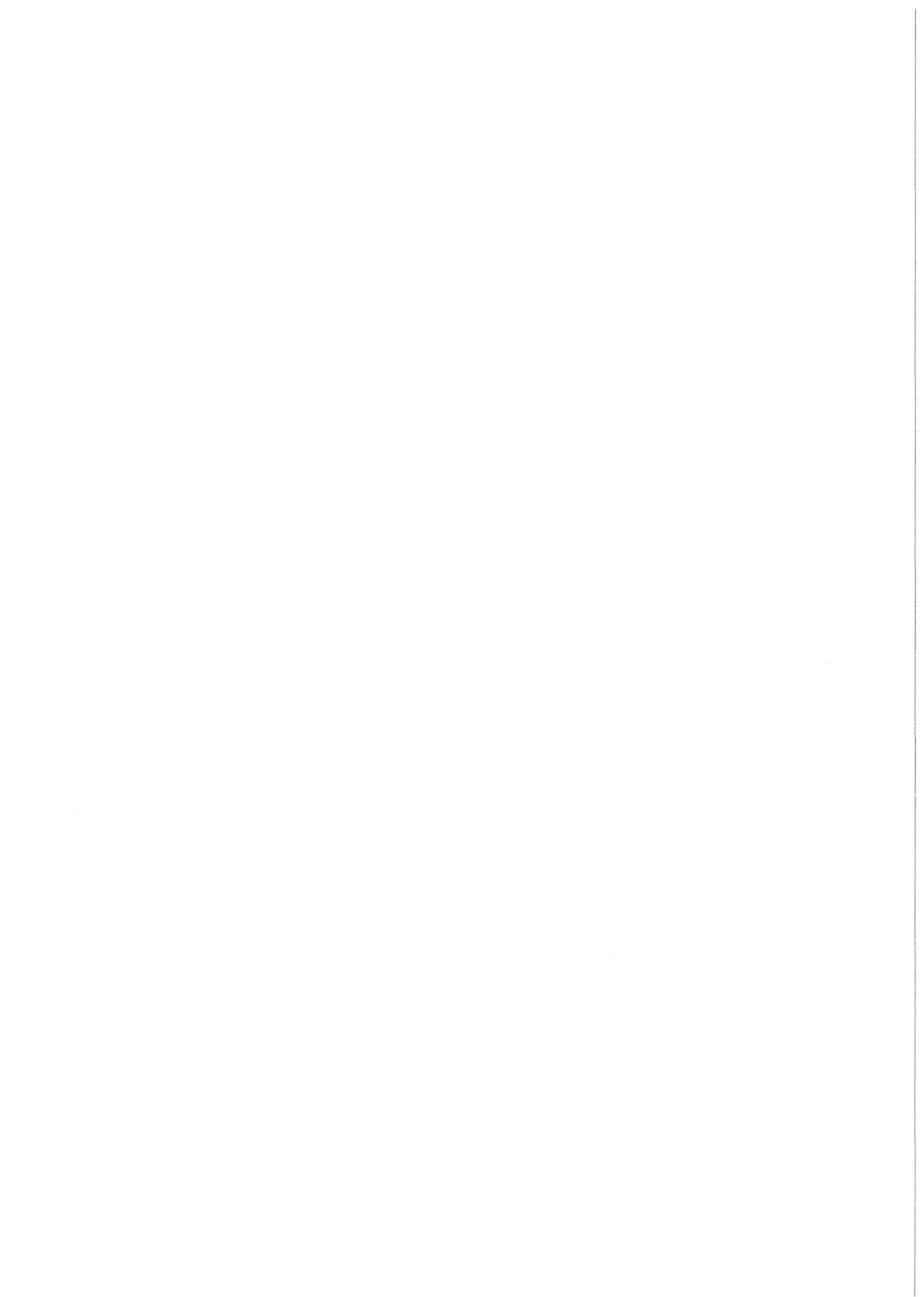


KfK 4322
November 1987

**Messung des
Wirkungsquerschnittes und der
Vektoranalysierstärke der
 $\pi^+ d \rightarrow \pi^+ pn$ Reaktion in einem
kinematisch vollständigen
Experiment**

W. List
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

KfK 4322

MESSUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTES

UND DER VEKTORANALYSIERSTÄRKE

IN DER $\pi^+ d \rightarrow \pi^+ pn$ REAKTION

IN EINEM KINEMATISCH VOLLSTÄNDIGEN

EXPERIMENT *

Werner List

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

* von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (T.H.)
genehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Abstract

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ und die Vektoranalysierstärke iT_{11} der Deuteronaufbruchreaktion $\pi d \rightarrow \pi pn$ wurden gemessen. Der Wirkungsquerschnitt wurde für 9 Pion-Proton-Winkelpaare bei $T_\pi = 294 \text{ MeV}$ und die Vektoranalysierstärke für 36 Winkelpaare bei $T_\pi = 134 \text{ MeV}$ und $T_\pi = 228 \text{ MeV}$ bestimmt. Die kinematisch vollständige Festlegung der Streueignisse erfolgte durch die Messung der Streuwinkel des Pions und des Protons und durch die Messung des Protonimpulses.

Die Meßergebnisse wurden mit Vorhersagen der relativistischen 3-Körper-Rechnung von H. Garcilazo verglichen. Über den gesamten Phasenraum wird eine gute Übereinstimmung gefunden, sowohl für den Wirkungsquerschnitt als auch für die Vektoranalysierstärke. Es wurden darüberhinaus Rechnungen durchgeführt, bei denen nur bestimmte Anteile der πN - bzw. NN -Wechselwirkung berücksichtigt wurden. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchung sind folgende:

Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Gebiet der NN -Endzustandswechselwirkung wird nur durch die vollständige Rechnung (Berücksichtigung aller Wechselwirkungsanteile) richtig beschrieben, die Rechnung in Stoßnäherung unterschätzt den Wirkungsquerschnitt um mehr als eine Größenordnung. Der Wirkungsquerschnitt in diesem Gebiet wird durch den $T=0$ ($J=1$) Anteil der NN -Wechselwirkung dominiert ($\geq 80\%$).

Die kleinen πN -Partialwellen sind notwendig, um den Verlauf der Vektoranalysierstärke iT_{11} richtig zu beschreiben.

**Measurement of the Cross Section and the Vector
Analyzing Power of the $\pi^+d \rightarrow \pi^+pn$ Reaktion
in a Kinematical Complete Experiment**

Abstract

The triple differential cross section $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ and the vector analyzing power iT_{11} was measured for the deuteron break-up reaction $\pi d \rightarrow \pi pn$. Cross section data were taken for 9 pion-proton-angle pairs at $T_\pi = 294 \text{ MeV}$, iT_{11} data for 36 angle pairs at $T_\pi = 134 \text{ MeV}$ and $T_\pi = 228 \text{ MeV}$. The scattering events were determined kinematically complete by measuring the scattering angles of the pion and the proton and the momentum of the proton.

The data were compared with a relativistic 3-body-calculation by H. Garcilazo. There is a good agreement between theory and data over the whole phase space, both for the cross section and iT_{11} . Furthermore calculations were done with taking only special parts of the πN - or NN-interaction into account. The results of these studies are the following:

The cross section in the NN final state interaction region is predicted correctly only by the full calculation, the impulse approximation is too low by an order of magnitude. The cross section in this region is dominated by the T=0 (J=1) part of the NN-interaction ($\geq 80\%$).

The small πN partial waves are necessary to describe the vector analyzing power correctly.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Meßmethode	5
3	Experimenteller Aufbau	8
3.1	Der Pionstrahl	8
3.2	Das LD_2 -Target	8
3.2.1	Überlegungen zum Design der LD_2 -Targetzelle	8
3.2.2	Die LD_2 -Targetzelle	11
3.2.3	Das LD_2 -Target im Experiment	13
3.3	Das polarisierte Target	15
3.3.1	Überblick	15
3.3.2	Anordnung der Streutargets	16
3.4	Die Flugzeit-Apparatur	18
4	Durchführung des Experiments	21
4.1	Wahl der Winkel	21
4.2	Elektronik	23
4.2.1	Module und Verkabelung	23
4.2.2	Einstellen der Elektronik	26
4.3	Datenaufnahme und On-line-Programme	27
5	Auswertung	30
5.1	Allgemeine Bemerkungen	30
5.2	Erstellen der TOF-Histogramme	31
5.3	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	38
5.4	Monte-Carlo-Korrektur	39
5.5	Analyse der NMR-Signale	40
5.6	Systematische Fehler	43
6	Ergebnisse	44
6.1	Faddeev-Rechnungen	44
6.2	Wirkungsquerschnittsmessung	48
6.3	Diskussion der Wirkungsquerschnittsmessung	48
6.4	iT_{11} -Messung	56
6.5	Diskussion der iT_{11} -Messung	56
7	Zusammenfassung und Ausblick	67

A	Tabelle des Wirkungsquerschnittes	68
B	Polarisationsobservable	75
C	Herleitung der Formeln für P_Z und P_{ZZ}	80
D	Hauptkomponenten des polarisierten Targets	82
	D.1 Der ^3He -Kryostat	82
	D.2 Die Magnetspule	82
	D.3 Mikrowellensystem und dynamische Polarisation	82
	D.4 Das NMR-System	85

Verzeichnis der Figuren

1	π M1-Areal am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN)	9
2	Schnitt durch die LD_2 -Targetzelle.	12
3	Schnitt durch den LD_2 -Kryostaten.	14
4	Das Polarisierete Target: Übersicht.	17
5	Flugzeitapparatur: A: Wirkungsquerschnittsmessung B: Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11}	19
6	Kinematik für die Reaktionen $\pi p \rightarrow \pi p$, $\pi d \rightarrow \pi d$ und $\pi d \rightarrow 2p$ (Winkel der beiden gestreuten Teilchen).	22
7	Schaltbild der Elektronik.	24
8	Detektorsignale vor der πp -Koinzidenz	27
9	π -TDC vs p -TDC Dot-plot	34
10	p -ADC vs p -TDC Dot-plot	36
11	Histogramm der Flugzeitdifferenz	37
12	NMR-Spektrum bei dynamischer Polarisaton.	41
13	NMR-Spektrum bei natürlicher Polarisaton.	42
14	Deuteronaufbruchreaktion dargestellt als Folge von 2-Körper-Wechselwirkungen.	46
15	Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ als Funktion des Protonimpulses bei $T_\pi = 294 MeV$. Vergleich mit Faddeev Rechnung: vollständige Rechnung und IA-Rechnung	49
16	Vergleich mit Gyles et al.	50
17	Rechte Spalte von Fig 15. Vergleich mit Rechnung: vollständige Rechnung, nur T=0 Anteil der FSI, nur T=1 Anteil, keine FSI	52
18	Rechte Spalte von Fig 15. Vergleich mit Rechnung: vollständige Rechnung, Rechnung mit Deuteronwellenfunktion ohne D-Zustand	53
19	Rechte Spalte von Fig 15. Vergleich mit Rechnung: volle Rechnung, Rechnung ohne kleine πN -Partialwellen	54
20	Vektoranalysierstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 134 MeV$: vollständige Rechnung, IA-Rechnung	57
21	Vektoranalysierstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 134 MeV$ für größere Protonwinkel.	58
22	Vektoranalysierstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 228 MeV$: vollständige Rechnung, IA-Rechnung	59
23	Vektoranalysierstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 228 MeV$ für größere Protonwinkel.	60

24	Vergleich von iT_{11} mit A_y der πp -Streuung	61
25	iT_{11} gemittelt über Protonwinkel für Pionwinkel $\Theta_\pi = 106.7^\circ$, 95.9°. Vergleich mit voller Rechnung, Rechnung ohne FSI . . .	62
26	iT_{11} für 4 Winkelpaare. Vergleich mit voller Rechnung, Rech- nung ohne D-Zustand	63
27	iT_{11} für 4 Winkelpaare. Vergleich mit voller Rechnung, Rech- nung ohne kleine πN -Partialwellen	64
28	Energieabhängigkeit der Vektoranalysierstärke iT_{11} . Vergle- ich mit vollständiger Rechnung	66
29	Koordinatensystem	77
30	Der ^3He -Kryostat.	83
31	Niveauschema der Deuteronen im Magnetfeld.	84
32	A: Deuteronniveaus mit Berücksichtigung der Quadrupolwech- selwirkung. B: Komponenten des NMR-Signals.	86

Verzeichnis der Tabellen

1	Eigenschaften des Pionenstrahls im π M1-Areal	10
2	Winkel für die Wirkungsquerschnittsmessung.	21
3	Winkel für die iT_{11} -Messung bei $T_\pi = 134 \text{ MeV}$	21
4	Winkel für die iT_{11} -Messung bei $T_\pi = 228 \text{ MeV}$	22
5	Flugzeiten für Pion ($s_\pi = 1.00 \text{ m}$) und Proton ($s_p = 1.88 \text{ m}$).	28
6	Flugzeiten und Impulse für $\Theta_\pi = 141^\circ$, $\Theta_p = -19.3^\circ$	32
7	Polarisation P_Z ausgewertet nach 2 unabhängigen Methoden	43

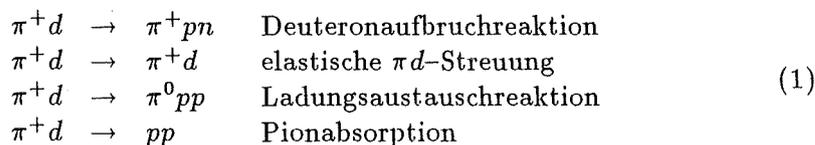
1 Einleitung und Motivation

Vor ungefähr 10 Jahren nahmen Hochstrombeschleuniger (Mesonenfabriken) ihren Betrieb auf, mit denen es zum ersten Mal möglich war, Pionenstrahlen hoher Intensität zu erzeugen. Das Pion vermittelt als Austauschteilchen die Kraft zwischen den Nukleonen und ist als leichtestes Meson ($m_\pi = 139 \text{ MeV}/c^2$) für den langreichweitigen Teil dieser Kraft verantwortlich.

Das Forschungsinteresse an diesen Mesonenfabriken — SIN (Schweiz), LAMPF (USA) und TRIUMF (Kanada) — konzentrierte sich einerseits auf die Untersuchung der elementaren Wechselwirkung zwischen Pion und Nukleon. Hierzu zählen Fragen zur Pionabsorption bzw. -emission, Nukleonanregung (z.B. Δ -Anregung) oder Isospinabhängigkeit der Wechselwirkung. Zur Beantwortung dieser Fragen wurden Streuexperimente an Wasserstoff, aber auch an schwereren Atomkernen durchgeführt. Der schwere Atomkern wurde dann als Laboratorium benutzt, um Prozesse zu studieren, die an freien Nukleonen nicht möglich sind, wie die Δ -Erzeugung oder die ΔN -Wechselwirkung. Die zweite große Forschungsrichtung war die Pion-Kern-Wechselwirkung. Im Vordergrund stand hier die Untersuchung der Reaktionsdynamik sowie die Suche nach neuen Anregungszuständen bzw. Anregungsmechanismen des Atomkerns.

In unserer Arbeitsgruppe wurde in den letzten Jahren die Wechselwirkung des Pions mit dem Deuteron, das sogenannte πNN -System, systematisch untersucht. Dieses 3-Teilchen-System ist innerhalb einer mikroskopischen Theorie, der Faddeev-Theorie, noch rechenbar und eignet sich deshalb zum Testen dieser Theorien. An diesem System können alle oben erwähnten Fragen wie π -Absorption, Δ -Anregung oder die ΔN -Wechselwirkung studiert werden. Das Verständnis des πNN -Systems ist somit grundlegend für das Verständnis der Wechselwirkung der Pionen mit schwereren Atomkernen.

Die wichtigsten Reaktionskanäle der Pion-Deuteron-Wechselwirkungen sind in der Reihenfolge abnehmender totaler Wirkungsquerschnitte:



Obgleich der Aufbruch des Deuterons die πd -Reaktion mit dem größten Wirkungsquerschnitt ist, fand sie bisher weniger Beachtung. Der Grund

hierfür waren die experimentellen und theoretischen Schwierigkeiten einer Reaktion mit 3 Teilchen im Endzustand.

Man kann kinematisch mehrere Bereiche der Deuteronauflösungsreaktion unterscheiden:

- Quasifreie πN -Streuung liegt vor, wenn das zweite Nucleon an dem Streuprozess nicht teilnimmt. Die Frage ist, ob in diesem Bereich Modelle, entwickelt für die freie πN -Streuung, den Aufbruch des Deuterons beschreiben.
- Endzustandswechselwirkung ('Final State Interaction' FSI) liegt vor, wenn der Relativimpuls in einem 2-Teilchen-Untersystem (NN oder πN) klein ist. Die beiden Teilchen dieses Untersystems können dann miteinander wechselwirken. FSI setzt voraus, daß Mehrfachstreuung stattgefunden haben muß, da bei quasifreier Streuung die Relativimpulse groß sind.

Die ersten Messungen der Deuteronauflösungsreaktion wurden von Bayukov et al. vorgenommen [BAY 74, BAY 77]. Negative Pionen mit einer Energie von $T_\pi = 870 \text{ MeV}$ ($p_\pi = 1000 \text{ MeV}/c$) wurden an einem CD_2 -Target gestreut und das Pion und Proton nachgewiesen. Die Pionen wurden mit einem Magnetspektrometer detektiert ($\Theta_\pi = 20^\circ \pm 2^\circ$, $\Phi_\pi = 0^\circ$), für das Proton wurde eine Funkenkammer benutzt, in der dieses gestoppt wurde ($\Theta_p = 70^\circ \pm 10^\circ$, $\Phi_p = 0^\circ$). Der Impuls der Protonen konnte aufgrund ihrer Reichweite in der Funkenkammer bestimmt werden ($150 \text{ MeV}/c \leq p_p \leq 550 \text{ MeV}/c$). Die Daten wurden mit einem Modell der quasifreien πp -Streuung interpretiert. Dabei wurde eine gute Übereinstimmung für kleine Neutronenimpulse gefunden ($p_n \leq 80 \text{ MeV}/c$). Bei größeren Neutronenimpulsen versagte dieses einfache Modell, durch Hinzunahme eines Terms für die NN-FSI konnte aber Übereinstimmung bis zu Neutronenimpulsen von $p_n = 200 \text{ MeV}/c$ erzielt werden.

Dakhno et al. [DAK 79, DAK 80, DAK 81, DAK 83, DAK 84] haben ebenfalls mit negativen Pionen, aber bei kleineren Einschussenergien $T_\pi = 258, 320, 430 \text{ MeV}$ gemessen ($p_\pi = 371, 438, 552 \text{ MeV}/c$). Als Target wurde eine mit flüssigem Deuterium gefüllte Blaskammer (35 cm) verwendet. Die Blaskammer befand sich in einem Magnetfeld von $1.5 T$. Ein Modell, bei dem das Pion ein- oder zweimal streuen konnte und die NN-FSI berücksichtigte, konnte den Verlauf der Daten weitgehend erklären. Diskrepanzen wurden auf die Unsicherheit in der Kenntnis der πN -Wechselwirkung zurückgeführt.

Goetz et al.[GOE 85] haben die Deuteronauflbruchreaktion mit π^- bei einer Einschußenergie von $T_\pi = 150 \text{ MeV}$ gemessen. Das Pion wurde mit einem Spektrometer, das Nukleon mit Szintillationszähler nachgewiesen. Über die Flugzeit (TOF) wurde zusätzlich die Energie des Nukleons bestimmt. Die Daten wurden mit einem Modell der quasifreien πN -Streuung verglichen. Es konnte die Daten im quasifreien Gebiet qualitativ beschreiben, jedoch gelang es nicht, die Daten bei kleinen Pionenergien vorherzusagen (keine quasifreie Kinematik).

Alle bisher aufgeführten Experimente präsentierten ihre Ergebnisse als einfach- oder doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte. Die kinematisch vollständige Information ist jedoch erst bei der Angabe eines dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes vorhanden. Bei einfach oder doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten wurde über kinematische Größen integriert. Durch diese Integration aber gehen Details der Wechselwirkung verloren, und die Aussagekraft des Experiments ist beschränkt.

Das erste kinematisch vollständige Experiment wurde von Hoftiezer et al.[HOF 79,HOF 81] durchgeführt. Er untersuchte die Deuteronauflbruchreaktion mit π^+ und π^- bei einer Einschußenergie von $T_\pi = 228 \text{ MeV}$ und benützte ein Flüssig-Deuterium-Target (LD_2 -Target). Das Proton wurde mit einem Magnetspektrometer, das Pion mit zwei Szintillationszählern nachgewiesen. Daten mit hoher statistischer Genauigkeit wurden bei 11 Pion-Proton-Winkelpaaren genommen. Sie wurden mit einer Rechnung in Stoßnäherung (IA=impulse approximation, DWIA=distorted wave impulse approximation) verglichen. Durch Hinzufügen von Korrekturen für die NN-FSI, πN -Vielfach-Streuung (multiple scattering) und Streuung des Pions im Eingangskanal konnte eine gute Übereinstimmung zwischen DWIA-Rechnung und den Daten erreicht werden. Verbleibende Diskrepanzen, weit weg vom Bereich der quasifreien πp -Streuung, wurden einer $J^\pi = 2^+$ Dibaryon Resonanz zugeschrieben. Wahrscheinlicher ist jedoch, daß die Diskrepanzen auf das zu einfache Modell der DWIA zurückzuführen sind.

Stimuliert durch die Messung von Hoftiezer et al. haben in der Folge Garcilazo [GAR 82] und Matsuyama [MAT 82] Rechnungen für die Deuteronauflbruchreaktion durchgeführt. Garcilazo konnte mit seiner relativistischen Faddeev Theorie die Daten über den ganzen gemessenen Bereich sehr gut beschreiben. Nur bei kleinen Protonimpulsen ergaben sich bei einigen Winkelpaaren Abweichungen von Theorie und experimentellen Ergebnissen. Matsuyama benutzte ein phänomenologisches Modell. Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen wird durch Ein-Teilchen-Austauschpotentiale beschrieben. Matsuyama konnte mit seiner Theorie die Struktur der

Daten wiedergeben, absolut aber war seine Vorhersage bis zu einem Faktor 3 zu groß.

In dieser Situation hat sich unsere Arbeitsgruppe entschlossen, die Deuteronauflbruchreaktion in einem kinematisch vollständigen Experiment systematisch zu untersuchen. Im Vordergrund standen Fragen bezüglich Gültigkeit der Stoßnäherung, Δ -Dominanz und Größe der Endzustandswechselwirkung. Durch ein uns zur Verfügung stehendes polarisierbares Deuteronantarget ist es uns möglich, neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt auch spinabhängige Größen wie die Vektoranalysierstärke iT_{11} dieser Reaktion zu messen. Ergebnisse unserer Arbeitsgruppe für den Wirkungsquerschnitt bei $T_\pi = 228, 294 \text{ MeV}$ und die Vektoranalysierstärke bei $T_\pi = 180, 228, 294 \text{ MeV}$ sind von Gyles et al. [GYL 86A, GYL 86B] veröffentlicht.

Ziel dieser Dissertation war die Untersuchung spezieller Aspekte der Deuteronauflbruchreaktion:

- Der Bereich der NN-FSI stellt wegen der Notwendigkeit von Mehrfachstreuungprozessen einen strengeren Test der Theorie dar als der Bereich der quasifreien Streuung. Die mit dem CD_2 -Target gewonnenen Daten weisen aber gerade im Bereich der NN-FSI große Fehler auf. Diese Fehler sind durch den Kohlenstoff-Untergrund im CD_2 -Target bedingt. Die Verwendung eines LD_2 -Targets wird die Fehler der Daten wesentlich reduzieren. Auch kann die Messung zu kleineren Protonimpulsen $p_p \leq 300 \text{ MeV}/c$ erweitert werden. Mit dem erweiterten und verbesserten Datensatz ist dann ein sensitiver Test der mikroskopischen Faddeev-Theorien möglich.
- Die bestehenden Daten der Vektoranalysierstärke iT_{11} sollen zu Energien unterhalb der Δ -Resonanz und größeren Pionwinkeln ausgedehnt werden. Ziel ist, einen vollständigen iT_{11} -Datensatz über die Δ -Resonanz hinweg zur Verfügung zu stellen. Es wird die Energie von 134 MeV unterhalb der Δ -Resonanz gewählt, da bei dieser Energie im Reaktionskanal der elastischen πd -Streuung anomale Strukturen in der Polarisationsgröße t_{20} gesehen worden waren [GRU 82].

2 Meßmethode

Die Durchführung einer kinematisch vollständigen Messung der Deuteron-aufbruchreaktion $\pi d \rightarrow \pi pn$ erfordert die genaue Kenntnis des Endzustandes der Reaktion. Dieser Endzustand ist eindeutig bestimmt, wenn die Impulse der 3 auslaufenden Teilchen festgelegt sind (die Massen der Reaktionsteilchen sind bekannt). Das bedeutet, daß man pro Streuereignis 9 Größen bestimmen muß. Ist der Anfangszustand der Reaktion bekannt (d.h. bei ruhendem Target der Impuls des einlaufenden Pions), so reduziert sich wegen Impuls- und Energieerhaltung (4 Gleichungen) die Anzahl der zu messenden Größen auf 5. Durch die Festlegung der Streuwinkel (Polar- und Azimutwinkel) von 2 Teilchen sind 4 dieser 5 Größen bestimmt. Als 5. Meßgröße muß noch der Impuls eines der beiden Teilchen gemessen werden.

Naheliegender ist, die beiden geladenen Teilchen nachzuweisen, denn die Ansprechwahrscheinlichkeit von Detektoren ist wesentlich größer für geladene Teilchen als für ungeladene (Nachweiswahrscheinlichkeit für ungeladene Teilchen typisch 10%, geladene Teilchen 99%). Es bleibt die Frage, ob der Impuls des Protons oder des Pions und auf welche Weise dieser Impuls gemessen werden soll. Der Impuls kann entweder mit einem Magnetspektrometer oder über die Messung der Flugzeit bestimmt werden.

Die Impulsmessung über die Flugzeit hat gegenüber der Messung mit einem Magnetspektrometer folgende Vorteile:

1. Die bei Spektrometern grundsätzliche Schwierigkeit in der Bestimmung der Akzeptanz (Raumwinkel) wird vermieden. Die Raumwinkel der Flugzeitapparatur sind durch Detektorgröße und -entfernung vorgegeben und leicht zu bestimmen. Dies ist vor allem bei der Messung des Wirkungsquerschnittes (Absolutmessung) wichtig.
2. Mit der Flugzeitmethode können Impulse über einen viel größeren Bereich gleichzeitig gemessen werden. Bei der Messung von Gyles et al. [GYL 86A, GYL 86B] wurden Protonenimpulse über einen Bereich von $300 \text{ MeV}/c$ bis $600 \text{ MeV}/c$ simultan gemessen. Das akzeptierte Impulsband eines Magnetspektrometers beträgt dagegen typischerweise $\pm 15\%$ des Nominalimpulses. Um den gleichen Impulsbereich mit einem Spektrometer zu erfassen, muß man also mindestens 2 Messungen bei verschiedenen Impulsbereichen hintereinander ausführen.
3. Ein weiterer Vorteil der Flugzeitmethode besteht in der Möglichkeit, mehrere Zähler gleichzeitig zu verwenden. Die Datenaufnahmerate

steigt proportional zur Anzahl der benützten Zähler. In der gleichen Zeit läßt sich daher ein viel größerer kinematischer Bereich der Reaktion vermessen.

Der Nachteil der Flugzeitmethode besteht darin, daß die Ungenauigkeit der Impulsbestimmung Δp sich mit dem Impuls des Teilchens ändert. Sie ist bestimmt durch die endliche Zeitaufösung Δt der Meßapparatur:

$$\Delta p = m_0 c \gamma^3 \beta^2 \frac{1}{s} \Delta t$$

mit m_0 =Ruhemasse des Teilchens, s =Entfernung Target-Detektor, $\beta = v/c = P/E$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = E/m_0$. Setzt man in diese Formel Zahlenwerte ein, so ergibt sich folgendes: bei $\Delta t = 0.5 \text{ ns}$ und $s = 1.88 \text{ m}$ beträgt die Impulsungenauigkeit $\Delta p = \pm 6 \text{ MeV}/c$ für einen Protonimpuls $p_p = 260 \text{ MeV}/c (= 2.3\%)$, bzw. $\Delta p = \pm 45 \text{ MeV}/c$ für $p_p = 660 \text{ MeV}/c (6.9\%)$. Die relative Impulsungenauigkeit bei einem Spektrometer dagegen ist typischerweise $\leq 1\%$ und ist über den akzeptierten Impulsbereich konstant.

Trotz dieser größeren Unsicherheit in der Impulsbestimmung haben wir uns wegen der klaren Definition des Raumwinkels und der um vieles höheren Datenaufnahmerate für die Flugzeitmethode entschieden.

Mit der Kenntnis von $\Theta_\pi, \Phi_\pi, \Theta_p, \Phi_p$ und p_p ergibt sich der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ ($\Delta\Theta \cdot \Delta\Phi = \Delta\Omega$) zu:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p} = \frac{Y}{N_{beam} N_{tgt} \epsilon \Delta\Omega_\pi \Delta\Omega_p \Delta p_p} \quad (2)$$

mit Y =Anzahl der Ereignisse, N_{beam} =Anzahl der einfallenden Pionen, N_{tgt} =Anzahl der Deuteronen/ cm^2 , ϵ =kombinierte Korrektur der Totzeit des Datenaufnahmesystems und der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren, $\Delta\Omega_\pi$ =Raumwinkel des Piondetektors, $\Delta\Omega_p$ =Raumwinkel des Protondetektors, Δp_p =Impulsintervall des Protons.

Zur Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11} ist ein polarisiertes Deuterontarget notwendig. Die Polarisation der Deuteronen P_Z ist definiert durch:

$$P_Z = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^0 + N^-}, \quad (3)$$

mit N^+, N^0, N^- =Besetzungswahrscheinlichkeiten der magnetischen Unterzustände $m = -1, 0, +1$.

Die Vektoranalysierstärke iT_{11} ist definiert durch:

$$iT_{11} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ P^- + \sigma^- P^+} \quad (4)$$

mit σ^+ (σ^-)=oben definierter Wirkungsquerschnitt mit positiv (negativ) polarisiertem Deuterontarget, P^+ (P^-)=Wert der positiven (negativen) Polarisation.

Eine Herleitung der Formel für die Vektorpolarisation iT_{11} wird in Anhang B gegeben. Die Abhängigkeit der Polarisation P_Z vom Magnetfeld und der Temperatur wird in Anhang C dargelegt.

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ und der Vektoranalysierstärke iT_{11} in der Reaktion $\pi d \rightarrow \pi pn$ benötigt man somit:

- einen wohldefinierten, einlaufenden Pionstrahl,
- ein Deuterontarget (polarisierbar für die Messung von iT_{11})
- und eine Flugzeitapparatur.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Der Pionstrahl

Die Experimente wurden am $\pi M1$ -Kanal des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung (SIN) durchgeführt (Fig 1). Die Pionen werden an einem Kohlenstoff-Target erzeugt und unter 22.5° extrahiert. Der Strahl durchläuft drei Quadrupolmagnete (Winkelakzeptanz: $\pm 30 \text{ mrad}$ horizontal, $\pm 62 \text{ mrad}$ vertikal) und wird in einem elektrostatischen Separator (gekreuztes \vec{E} - und \vec{B} -Feld) von Protonen fast vollständig gereinigt (Unterdrückung der Protonenkontamination um 4 Größenordnungen, verbleibende Protonenkontamination 1%). Mit dem ersten Dipolmagneten und zwei Quadrupolmagneten wird der Strahl am intermediären Fokus nach Impulsen aufgespalten. Die Dispersion beträgt $6.9 \text{ cm}/\%$ und der akzeptierte Impulsbereich beträgt $\pm 1.5\%$ des Nominalimpulses. Durch zwei Quadrupolmagnete, einen Dipolmagneten und nochmals zwei Quadrupolmagneten wird der Pionenstrahl impulsmäßig rekombiniert und auf das Streutarget fokussiert. Die Strahlführung ist damit nahezu symmetrisch um den intermediären Fokus und ergibt eine achromatische Abbildung am Ort des Targets. Er hat eine Größe von 10 mm horizontal (FWHM) und 15 mm vertikal (FWHM). Der Pionenstrahl hat eine durch die Zyklotronfrequenz vorgegebene Mikrostruktur: alle 20 ns ein Wellenpaket von 2 ns FWHM. Über diese Zeitstruktur ist eine Unterdrückung der Elektron- und Myonkontamination möglich. Dabei wird die unterschiedliche Flugzeit der Teilchen über die Länge des Kanals ausgenutzt (siehe Kap 4.2.1). Die Intensität des Strahls kann durch 2 Schlitzsysteme reguliert werden. Die wichtigsten Eigenschaften des $\pi M1$ -Kanals sind in Tab 1 zusammengefaßt [USE].

Durch die hohe Reinheit ist der Pionenstrahl im $\pi M1$ -Areal besonders geeignet, um Experimente durchzuführen, die einen wohldefinierten Pionenstrahl benötigen.

3.2 Das LD_2 -Target

3.2.1 Überlegungen zum Design der LD_2 -Targetzelle

Die Untersuchung der NN-FSI in der Reaktion $\pi d \rightarrow \pi pn$ erfordert den Nachweis von Protonen sehr niedriger Energie ($T_p \leq 50 \text{ MeV}$). Der Energieverlust, den das Proton erfährt, ist abhängig davon, an welchem Ort im Target die Wechselwirkung stattfindet. Bei Protonen mit einer kinetischen Energie von $T_\pi = 30 \text{ MeV}$ direkt nach dem Streueignis kann der

π M1 setup

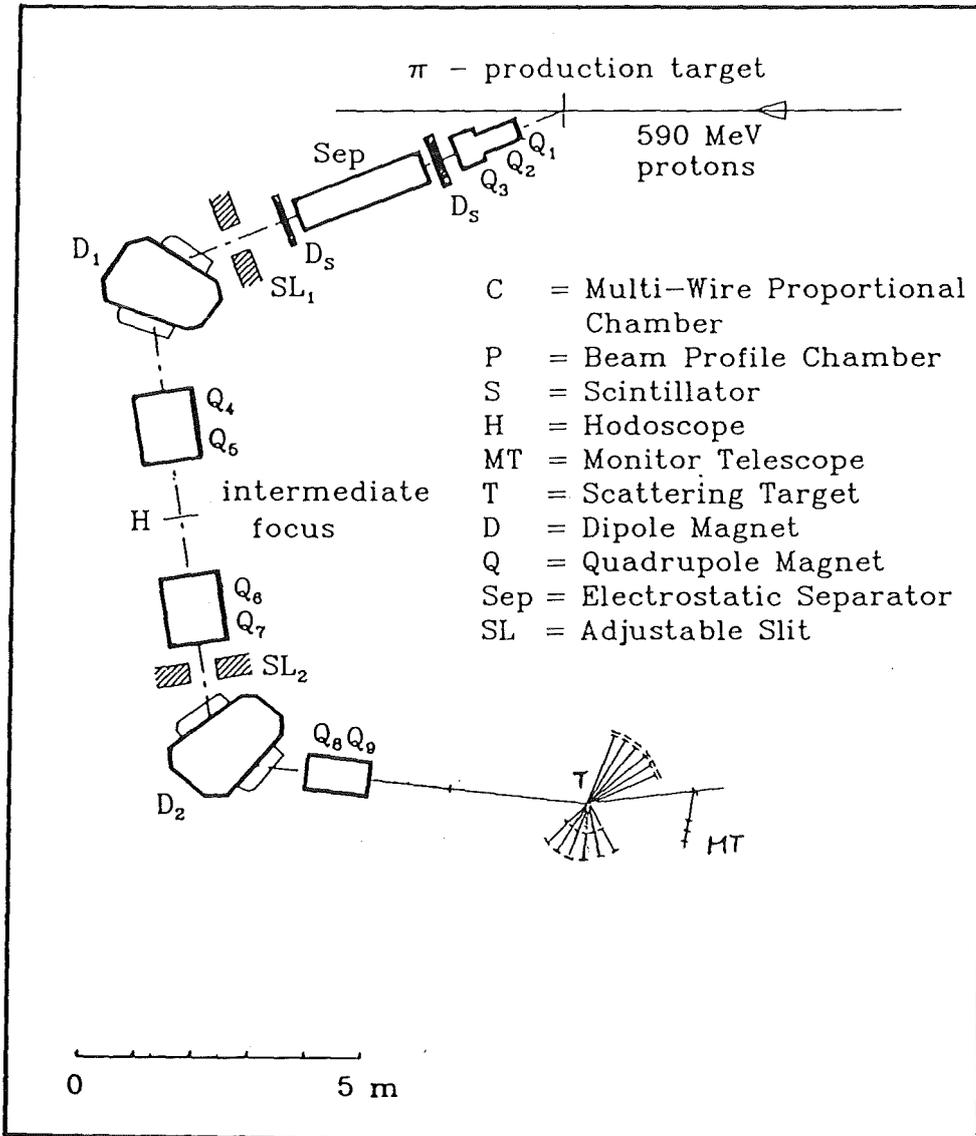


Figure 1: π M1-Areal am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN)

Eigenschaften des π M1-Kanal			
Raumwinkel		<i>msr</i>	6
Winkelakzeptanz	horizontal	<i>mrاد</i>	60
	vertikal	<i>mrاد</i>	120
Impulsakzeptanz		%	2.9
Dispersion am intermediären Fokus		<i>cm/%</i>	6.9
Dispersionsebene			horizontal
Impulsbereich		<i>MeV/c</i>	150 - 450
Kanallänge		<i>m</i>	20
Strahlfleck am Target	horizontal (FWHM)	<i>mm</i>	9
	vertikal (FWHM)	<i>mm</i>	7
Strahldivergenz am Target	horizontal (FWHM)	<i>mrاد</i>	35
	vertikal (FWHM)	<i>mrاد</i>	75
Pionfluß mit 100 μ A Protonstrom		π^+ / s^{-1}	$1 \cdot 10^7$
		π^- / s^{-1}	$2 \cdot 10^6$

Table 1: Eigenschaften des Pionenstrahls im π M1-Areal

Energieverlust bis zu $\Delta E = 2 \text{ MeV}$ in einem 0.5 cm dicken, aber bis zu $\Delta E = 15 \text{ MeV}$ in einem 2.5 cm dicken LD_2 -Target betragen. Es muß also darauf geachtet werden, den Energieverlust im Target (und in den umgebenden Wänden) möglichst gering zu halten, um über die Zeitinformation den Impuls des Protons berechnen zu können. Die Unsicherheit in der Impulsbestimmung wird umso kleiner, je dünner das LD_2 -Target ist. Ein dünnes Target (z.B. 0.5 cm) aber macht lange Meßzeiten notwendig, um eine hohe statistische Genauigkeit zu erhalten. Dies soll an einem Beispiel verdeutlicht werden: ein Wirkungsquerschnitt von $0.1 \mu\text{b sr}^{-2} (\text{MeV}/c)^{-1}$ ergibt 40 Ereignisse/Tag bei einem Pionfluß von 10^7 s^{-1} ($N_{tgt} = 2.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} (\hat{=} 0.5 \text{ cm})$, $\Delta\Omega = 0.03 \text{ sr}$, $\Delta p_p = 20 \text{ MeV}/c$). Um beide Ziele zu erreichen — hohe Genauigkeit in der Impulsbestimmung mit dünnem Target und kurze Meßzeit — wurde eine Targetzelle entwickelt, die es erlaubt, bei zwei verschiedenen Dicken (0.5 cm und 2.5 cm) zu messen. Bei der Auswertung der Daten wird für die kleinen Protonenimpulse ($p_p \leq 300 \text{ MeV}/c$) das 0.5 cm Target, bei Impulsen über $p_p = 300 \text{ MeV}/c$ das 2.5 cm Target verwendet.

3.2.2 Die LD_2 -Targetzelle

In Fig 2 ist ein Schnitt durch die Targetzelle dargestellt. Die innere, 5 mm dicke Zelle hat einen Durchmesser von 10.6 cm und ist durch 36μ starke Mylarfolien gegenüber den anderen Kammern abgetrennt. Zu beiden Seiten schliessen sich 1 cm dicke, im weiteren mittlere genannte, Zellen mit einem Durchmesser von 12.6 cm an. Die innere und die mittleren Targetzellen sind durch eine Überlaufleitung miteinander verbunden. Auch die mittleren Targetzellen sind mit 36μ Mylarfolien von den äußeren abgetrennt. Alle Targetzellen sind miteinander durch Leitungen für den Druckausgleich zwischen den Zellen verbunden. Im Betrieb sind bei Verwendung des 25 mm bzw. 5 mm Targets die äußeren bzw. die äußeren und die mittleren Targetzellen mit Deuteriumdampf gefüllt. Da in allen Zellen der gleiche Dampfdruck herrscht, ist sichergestellt, daß sich die Zellwände höchstens aufgrund des hydrostatischen Drucks der Flüssigkeit verformen. Alle 36μ Mylarfolien werden vor der Montage auf 120°C erhitzt und bei dieser Temperatur mechanisch vorgespannt. Nach dem Anbringen der Folien und dem Verschrauben mit Dichtringen wird die gesamte Targetzelle nochmals über die Fließgrenze (ca. 70°C) erhitzt. Die Mylarfolien ziehen sich dadurch wieder etwas zusammen und werden straff gespannt. In einem Vorversuch wurde an einer entsprechenden Targetzelle die Verformung der Tar-

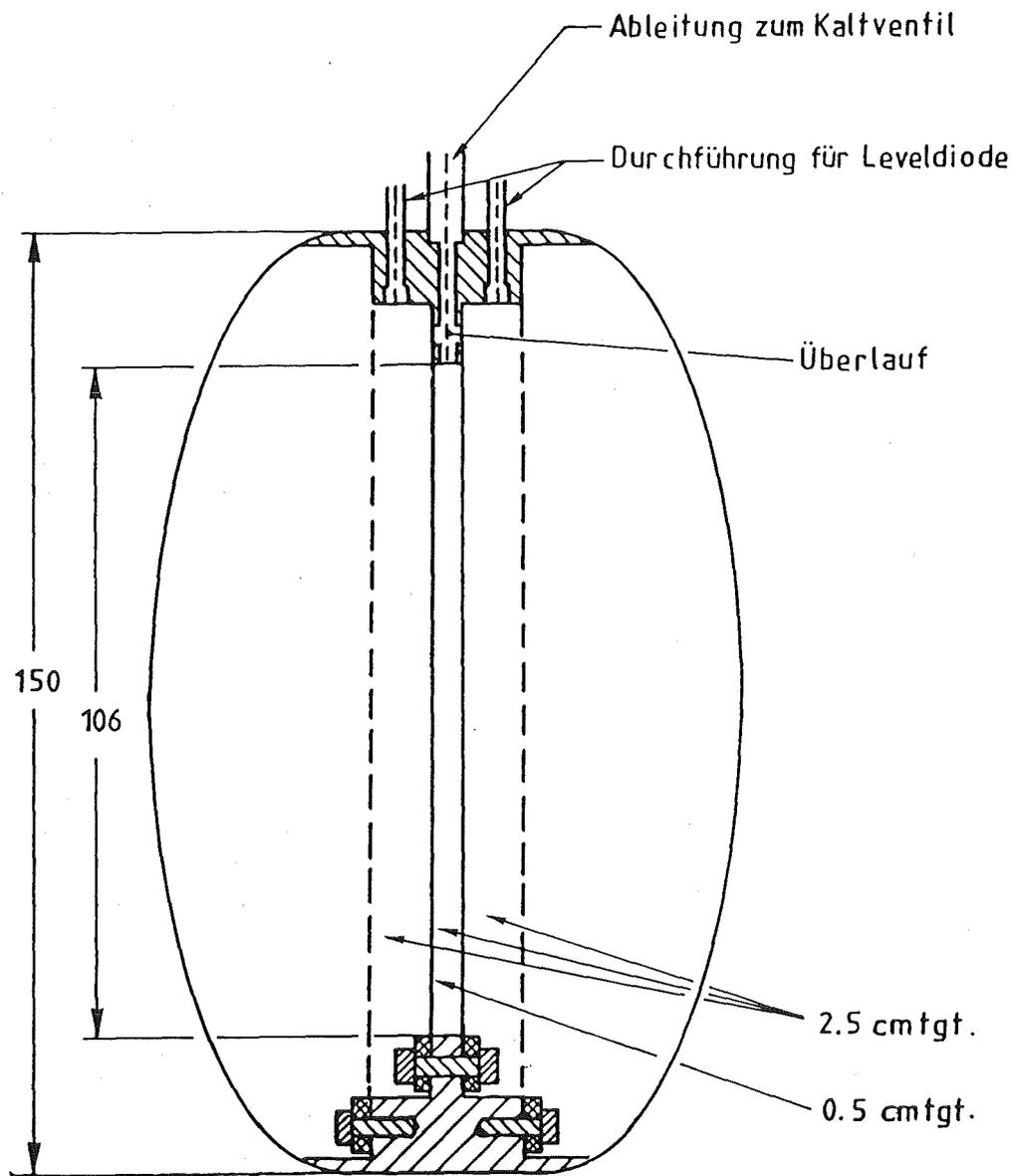


Figure 2: Schnitt durch die LD_2 -Targetzelle.

getwände durch einen dem hydrostatischen Druck des flüssigen Deuteriums entsprechenden Überdruck ermittelt. Dazu wurde die Targetzelle mit der entsprechenden Menge Wasser gefüllt und die Verformung der Mylarfolien gemessen. Die Änderung der Dicke betrug weniger als 0.2 mm [WIE 86] (s.a. Kap. 5.6). Gegenüber dem Isoliervakuum wurde das Target durch eine 180μ starke Mylarfolie abgetrennt. Auch diese Folie wurde vorgeformt, um mechanische Beanspruchungen möglichst gering zu halten. Sowohl in der inneren als auch in den beiden mittleren Targetzellen befinden sich am oberen und unteren Ende der Targetzelle sogenannte Leveldioden, die es erlauben, den Flüssigkeitsstand zu kontrollieren. Diese wiederum steuern Leuchtdioden, die den Füllstand der Targetzelle anzeigen und so eine ständige Überwachung ermöglichen.

Die Targetzelle wird mit 10 Lagen Superisulationsfolie umwickelt, um das flüssige Deuterium gegen die 80 K -Wärmestrahlung des Aluminium-Wärmeschildes (s.u.) abzuschirmen.

3.2.3 Das LD_2 -Target im Experiment

Die Kühlleistung wird durch eine kommerzielle Kühlmaschine erzeugt (siehe Fig 3). Sie hat zwei Kaltstufen. Die 1. Kaltstufe leistet 34 W bei 80 K und hat die Aufgabe, das einströmende Deuteriumgas vorzukühlen. Außerdem kühlt sie einen Wärmeschild (Aluminiumfolie), der die Targetzelle zusätzlich umgibt. Die 2. Kaltstufe leistet 10 W bei 20 K . Die Temperatur der 2. Kaltstufe kann über einen Heizwiderstand (Gegenheizung) geregelt werden. Gemessen wird die Temperatur über einen Platinwiderstand (oberer Temperaturbereich) und einen Kohlenstoffwiderstand (unterer Temperaturbereich). An der 2. Kaltstufe befindet sich ein Vorratsgefäß, das über 2 Leitungen mit der Targetzelle verbunden ist. Das an der 2. Kaltstufe verflüssigte Deuterium fließt durch das Vorratsgefäß über die Zuleitung von unten her in die Targetzelle. In der Rückleitung befindet sich ein elektrisch zu betätigendes Kaltventil. Es ist normalerweise offen; sich durch Verdampfen ständig bildendes gasförmiges Deuterium kann in das Vorratsgefäß zurückgelangen. Schließt man das Kaltventil, so baut sich ein Überdruck auf und drückt das flüssige Deuterium durch die Zuleitung zurück in das Vorratsgefäß. Auf diese Weise ist bei Messung mit dem 0.5 cm Target ein Wechsel zwischen vollem und leerem Target innerhalb von 10 Minuten möglich.

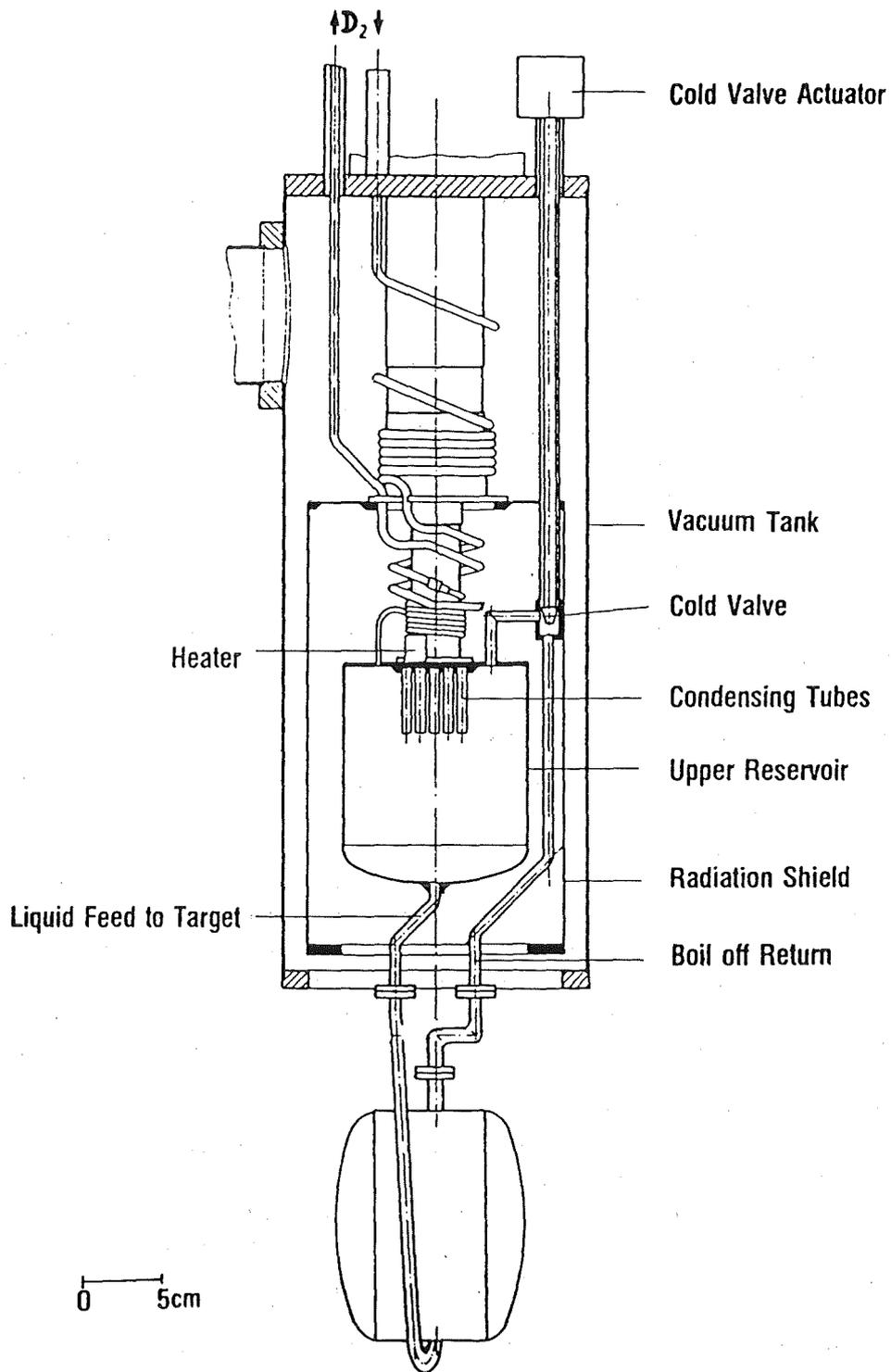


Figure 3: Schnitt durch den LD_2 -Kryostaten.

3.3 Das polarisierte Target

3.3.1 Überblick

Das polarisierte Target ist eine Apparatur, die es ermöglicht, die Spins der Deuteronen auszurichten. Als Targetsubstanz hat sich deuteriertes Butanol (C_4D_9OD) bewährt. Die Ausrichtung erfolgt durch die Wechselwirkung des magnetischen Moments $\vec{\mu}$ des Deuterons mit dem Magnetfeld \vec{B} (Energie $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$). Das Deuteron besitzt neben dem magnetischen Moment auch ein elektrisches Quadrupolmoment, sodaß zur magnetischen Wechselwirkung noch die Wechselwirkung des Quadrupolmoments mit dem elektrischen Feldgradienten innerhalb des Butanolmoleküls hinzukommt. (Die Hauptachse des Feldgradienten fällt mit der Richtung der $C-D$ - Bindung zusammen.)

Die Energie eines Deuteronzustandes mit magnetischer Quantenzahl m läßt sich schreiben als:

$$\begin{aligned} E_m &= -g\mu_N B m + \frac{e^2 q Q}{8} (3 \cos^2 \Theta - 1)(3m^2 - I(I+1)) \\ &= -h\nu_D m + h\nu_Q (3 \cos^2 \Theta - 1)(3m^2 - I(I+1)) \end{aligned} \quad (5)$$

mit

g = g - Faktor des Deuterons

μ_N = Kernmagneton

eq = elektrisches Quadrupolmoment des Deuterons

eQ = Wert des elektrischen Feldgradienten entlang der Hauptachse des Feldgradiententensors

Θ = Winkel zwischen $C-D$ - Bindung und Magnetfeld

ν_D = Larmorfrequenz des Deuterons = 16.34 MHz bei $B = 2.5 T$

ν_Q = $\frac{e^2 q Q}{8h} = 19.5 kHz$

Im thermischen Gleichgewicht werden diese Zustände gemäß der Boltzmann-Statistik, also $\sim \exp(-E/kT)$ besetzt. Bei einer Temperatur $T = 0.5 K$ und einem Magnetfeld $B = 2.5 T$ (typische Werte des polarisierten Targets) beträgt die Energieaufspaltung (unter Vernachlässigung der kleinen Quadrupolaufspaltung) $\Delta E = 1.1 \cdot 10^{-8} eV$ und ergibt eine natürliche Polarisation von $P_Z = 0.0011$. Dieser Wert ist zu gering, um damit die Vektoranalyserstärke iT_{11} zu messen (vgl. Gl.4). Durch dynamische Polarisation

(siehe Anh D.3) lassen sich jedoch Werte von $P_Z \approx 0.2$ erzielen. Dies ist dann für ein iT_{11} -Messung ausreichend.

In Abb 4 sind die Hauptkomponenten des Polarisierten Targets dargestellt. Diese Hauptkomponenten sind:

- Kühlmaschine (^3He -Kryostat) zur Erzeugung der Temperatur von $T = 0.5 \text{ K}$
- Magnetspule (Helmholtzspule) zur Erzeugung des Magnetfeldes von $B = 2.5 \text{ T}$
- Mikrowellensystem für die dynamische Polarisation
- NMR-System (nuclear magnetic resonance) zur Messung der Polarisation
- Das Butanoltarget sowie das C_4O - und CH_2 -Target.

Sie werden im Anhang D genau beschrieben. Dort ist auch das Prinzip der dynamischen Polarisation erklärt. Hier soll nur auf die für das Streuexperiment wichtigen Targets eingegangen werden.

3.3.2 Anordnung der Streutargets

Die drei Targets — deuteriertes Butanol(C_4D_9OD), C_4O und CH_2 — sind auf einer Leiter angeordnet. Das Butanoltarget besteht aus zwei Scheiben von deuteriertem Butanol (versetzt mit Porphyraxide siehe Anh D.3) und einer dünnen Plastikscheibe, auf der die NMR-Spule angebracht ist. Das Target befindet sich in einer Messingzelle (Wandstärke 0.2 mm) von $18 \text{ mm} \cdot 18 \text{ mm} \cdot 5 \text{ mm}$, die den thermischen Kontakt zum Kryostaten herstellt. Unterhalb des Butanoltargets ist das C_4O -Target angebracht. Es dient zur Messung des durch die Sauerstoff- und Kohlenstoffatome bedingten Untergrunds im Butanol und besteht aus zwei Schichten Graphit (Kohlenstoff) und einer Schicht Trockeneis (CO_2) dazwischen. Die Dicken der Schichten sind so gewählt, daß genau wie im Butanol viermal so viel Kohlenstoffatome wie Sauerstoffatome vorhanden sind. Um die gleichen Verhältnisse wie beim Butanoltarget zu erhalten, befindet sich das C_4O -Target ebenfalls in einer Messingzelle, und es wird eine identische NMR-Spule in die Zelle gegeben.

Das CH_2 -Target zur Kalibrierung befindet sich am unteren Ende der Targetleiter und besteht aus einem festen CH_2 -Block.

Die Targets können in der Höhe verstellt werden, ohne daß sonstige Änderungen am polarisierten Target vorgenommen werden müssen. Dies ermöglicht einen schnellen Wechsel (10 min) von einem Target zum anderen.

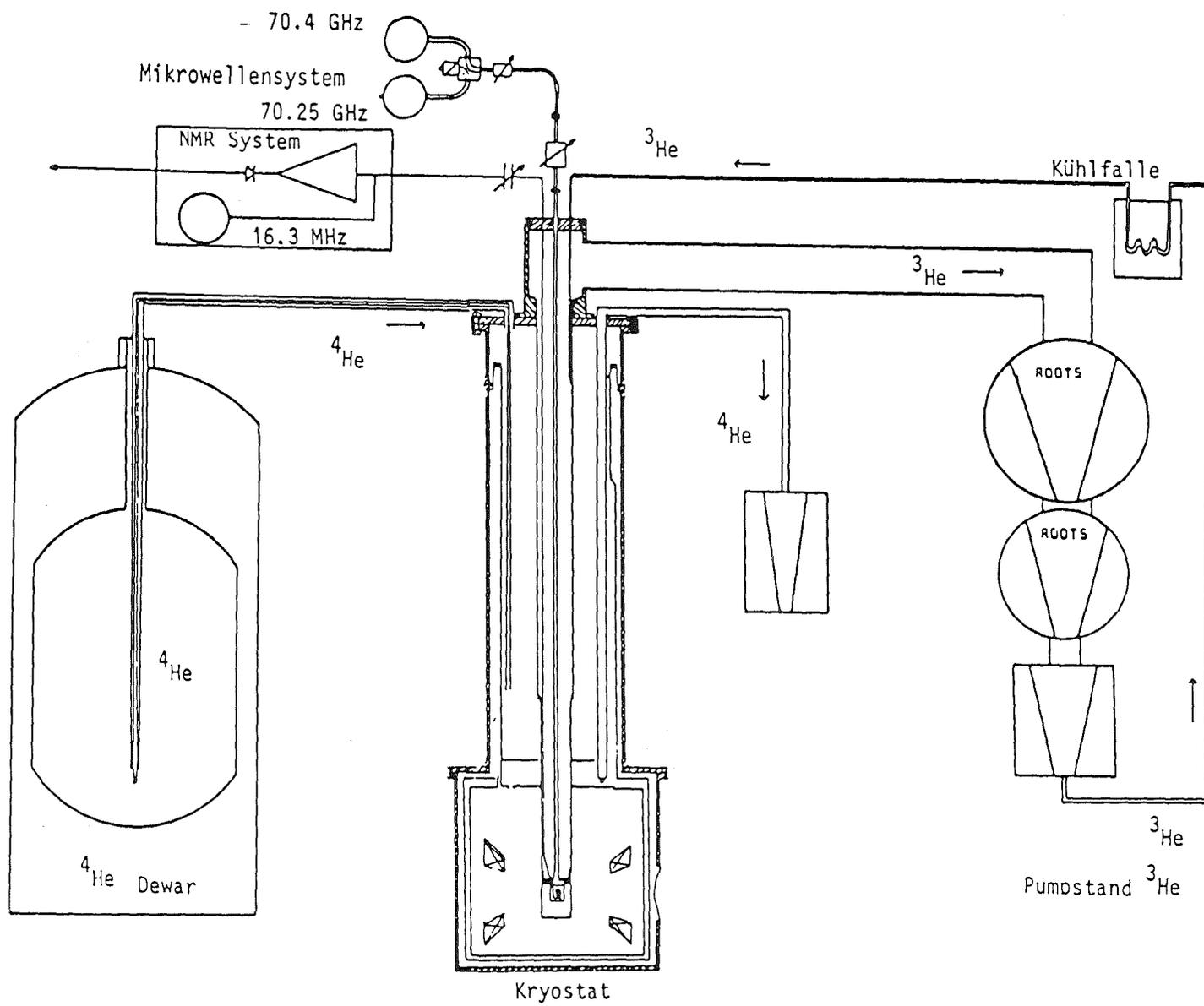


Figure 4: Das Polarisierte Target: Übersicht.

3.4 Die Flugzeit-Apparatur

Die Apparatur besteht aus Detektoren zum Nachweis der einfallenden Pionen und aus Zählern zum Nachweis der gestreuten Pionen bzw. Protonen. Für die Messung des Wirkungsquerschnittes wurden 3 Pion- und 3 Protonendetektoren, bei der Messung der Vektoranalysierstärke 6 Pion- und 6 Protonenzähler verwendet (siehe Fig 5). Die einlaufenden Pionen werden mit 2 Zählern S_1, S_2 nachgewiesen. Das S_1 -Hodoskop, bestehend aus 5 Streifen (ein Streifen $10.0\text{ cm} \cdot 1.0\text{ cm} \cdot 0.2\text{ cm}$) befindet sich 1.5 m vor dem Streutarget. Das Hodoskop ermöglicht die Definition eines Strahlschwerpunkts. Dieser ist sensitiver auf Änderungen des Strahls als nur die Strahlzählrate. Bei der Messung des Wirkungsquerschnittes wird ein S_2 -Vetozähler verwendet. Er hat ein Loch von 3 cm Durchmesser in der Mitte und befindet sich 20 cm vor dem Streutarget. Bei der Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11} wird ein $1.5\text{ cm} \cdot 1.2\text{ cm}$ großer Szintillationszähler (S_2) zur genauen Definition des Strahlflecks auf dem Streutarget verwendet. Dies ist notwendig, da bei der iT_{11} -Messung das Target nur $18\text{ mm} \cdot 18\text{ mm}$ groß ist. Er befindet sich ebenfalls 20 cm vor dem Target, ist 0.2 cm dick und auf 10 cm langen ebenso dünnen Lichtleiter montiert, um Streuung an diesem Zähler so gering wie möglich zu halten.

Ein Pionendetektor besteht aus 2 Szintillationszählern im Abstand von 50 cm bzw. 100 cm . Die Abmessungen der Zähler sind:

Zähler π_1 (Abstand 50 cm) : $16.0\text{ cm} \cdot 6.0\text{ cm} \cdot 0.3\text{ cm}$

Zähler π_2 (Abstand 100 cm) : $30.0\text{ cm} \cdot 10.0\text{ cm} \cdot 0.5\text{ cm}$

Der Pionendetektor mißt die Flugzeit und hat die Aufgabe sicherzustellen, daß das Teilchen wirklich am Target gestreut wurde. Dies wird durch den teleskopartigen Aufbau erreicht. Durch das Festlegen der Richtung wird der Untergrund wesentlich reduziert.

Die Protonenzähler bestehen ebenfalls aus je zwei Szintillationszählern messen die Flugzeit und liefern ein $\Delta E, E$ -Signal. Über die $\Delta E, E$ -Information ist eine Separation der Konkurrenzreaktionen $\pi d \rightarrow \pi d$ oder $\pi d \rightarrow 2p$ möglich (siehe Kap. 5.2). Bei der Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11} werden folgende Zähler verwendet:

Zähler p_1 (Abstand 130 cm) : $40.0\text{ cm} \cdot 10.0\text{ cm} \cdot 0.5\text{ cm}$

Zähler p_2 (Abstand 131 cm) : $40.0\text{ cm} \cdot 10.0\text{ cm} \cdot 0.5\text{ cm}$

Für die Messung des Wirkungsquerschnittes werden die Protonenzähler modifiziert. Bei der Analyse der iT_{11} -Daten stellte sich heraus, daß ein geringer

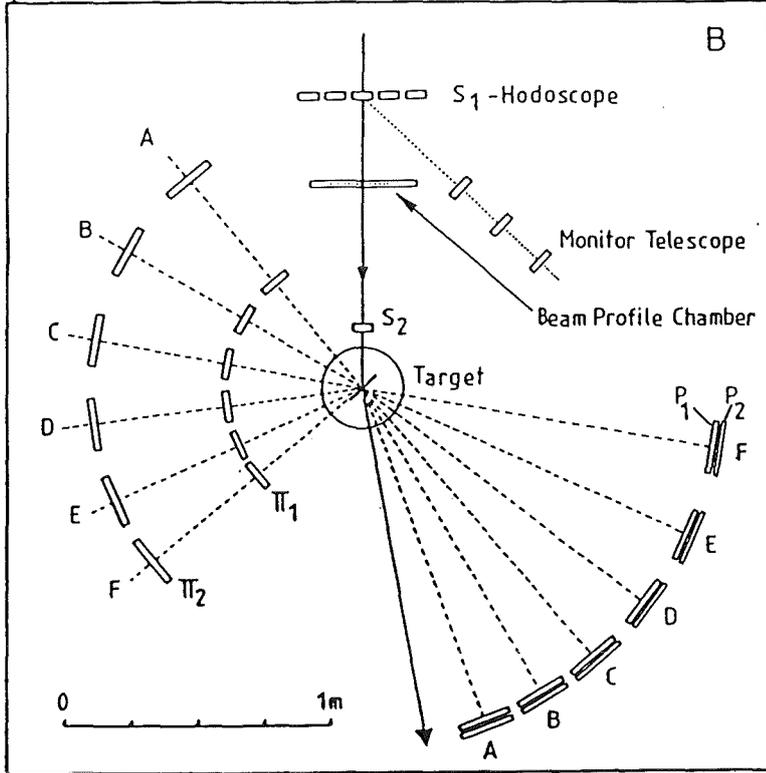
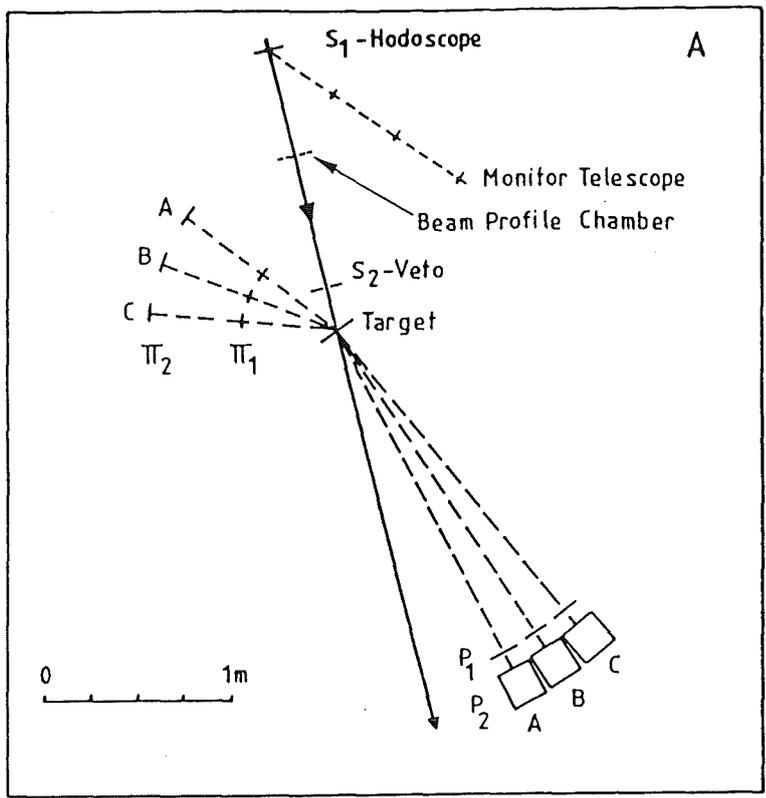


Figure 5: Flugzeitapparatur: A: Wirkungsquerschnittsmessung B: Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11} .

Teil der Protonen ihre gesamte kinetische Energie *nicht* im p_2 -Zähler verlieren, d.h im p_2 -Zähler nicht gestoppt werden. Die hochenergetischen Protonen fliegen durch den Zähler hindurch und man mißt auch im p_2 -Zähler nur ein ΔE -Signal. Die Untersuchung des Bereichs der FSI ist aus kinematischen Gründen nur bei hohen Einschußenergien möglich ($T_\pi \geq 250 \text{ MeV}$, siehe Kap. 5). Ein großer Teil der gestreuten Protonen hat damit eine so große kinetische Energie, daß sie durch den p_2 -Zähler hindurchfliegen würden. Es wird deshalb die Dicke des p_2 Zählers verändert. Die neuen Zähler haben folgende Abmessungen:

Zähler p_1 (Abstand 188 cm) : 70.0 cm · 20.0 cm · 0.5 cm

Zähler p_2 (Abstand 200 cm) : 70.0 cm · 20.0 cm · 20.0 cm

Der vergrößerte Abstand zum Streutarget verbessert zusätzlich die Genauigkeit in der Impulsmessung des Protons.

Zur Überwachung der Apparatur, speziell des Strahls und der Strahlnachweiselektronik werden 3 Zähler hintereinander mit einem relativen Abstand von je 40 cm verwendet (Monitorteleskop). Dieses Monitorteleskop wird auf das S_1 - Hodoskop ausgerichtet (Winkel zum Strahl ca 40°). Die Zählrate im Monitorteleskop ist proportional der im S_1 -Zähler gestreuten Teilchen und damit proportional zur Zahl der einfallenden Pionen. Das Verhältnis der Zählraten im Strahl und im Monitorteleskop muß also konstant bleiben. Zur optischen Überwachung des Strahls wird zusätzlich eine Strahlprofilkammer (Beam-profile-chamber) eingesetzt. Das Signal dieser Kammer wird auf dem Oszilloskop dargestellt. Schwankungen und ein Wandern der Strahlage oder des Strahlschwerpunkts können so sofort korrigiert werden.

$T_\pi = 294 \text{ MeV}$	Streuwinkel	
	Θ_π	Θ_p
Arm A	141.0°	- 13.3°
Arm B	125.0°	- 19.3°
Arm C	110.0°	- 25.3°

Table 2: Winkel für die Wirkungsquerschnittsmessung.

$T_\pi = 134 \text{ MeV}$	Streuwinkel		Detektorwinkel	
	Θ_π	Θ_p	Θ_π	Θ_p
Arm A	140.6°	- 15.2°	105.0°	- 35.1°
Arm B	130.0°	- 19.5°	95.0°	- 42.7°
Arm C	119.3°	- 24.1°	85.0°	- 47.5°
Arm D	108.5°	- 28.8°	75.0°	- 52.8°
Arm E	97.6°	- 33.8°	65.0°	- 58.5°
Arm F	86.8°	- 39.0°	55.0°	- 64.7°

Table 3: Winkel für die iT_{11} -Messung bei $T_\pi = 134 \text{ MeV}$.

4 Durchführung des Experiments

4.1 Wahl der Winkel

Die Apparatur muß zur Messung der Flugzeit kalibriert werden (siehe Kap. 5.2). Dies muß mit einer 2-Körper-Reaktion geschehen, da diese eine eindeutige Kinematik besitzt. Als Reaktion wird die elastische πp -Streuung verwendet. Es werden deshalb Winkelpaare gewählt, die der Streukinematik dieser Reaktion entsprechen.

Die Winkel für die Messung des Wirkungsquerschnittes sind in Tab 2 aufgeführt.

Bei der Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11} ist der Winkel unter dem die Teilchen nachgewiesen werden (Detektorwinkel) nicht gleich dem Streuwinkel, da die Teilchen durch das Magnetfeld abgelenkt werden. Der zum jeweiligen Streuwinkel gehörende Detektorwinkel wird mit einem Computerprogramm berechnet (siehe auch Kap 5). Die Winkel für die Vektoranalysierstärke iT_{11} sind in Tab 3 und 4 zusammengestellt.

In Fig 6 ist die Kinematik für die Reaktionen $\pi p \rightarrow \pi p$ (durchgezogene Linie), $\pi d \rightarrow \pi d$ (punktirierte Linie) $\pi d \rightarrow 2p$ (strichpunktirierte Linie) bei einer Energie $T_\pi = 294 \text{ MeV}$ eingezeichnet. Die gewählten Detektorwinkel sind als Punkte dargestellt. Die kinematische Situation ist ähnlich bei den

$T_\pi = 228 \text{ MeV}$	Streuwinkel		Detektorwinkel	
	Θ_π	Θ_p	Θ_π	Θ_p
Arm A	154.4°	- 9.1°	127.5°	- 24.9°
Arm B	141.3°	- 13.9°	115.0°	- 29.8°
Arm C	128.1°	- 18.9°	102.5°	- 35.1°
Arm D	117.5°	- 23.2°	92.5°	- 39.6°
Arm E	106.7°	- 27.8°	82.5°	- 44.4°
Arm F	95.9°	- 32.6°	72.5°	- 49.7°

Table 4: Winkel für die iT_{11} -Messung bei $T_\pi = 228 \text{ MeV}$.

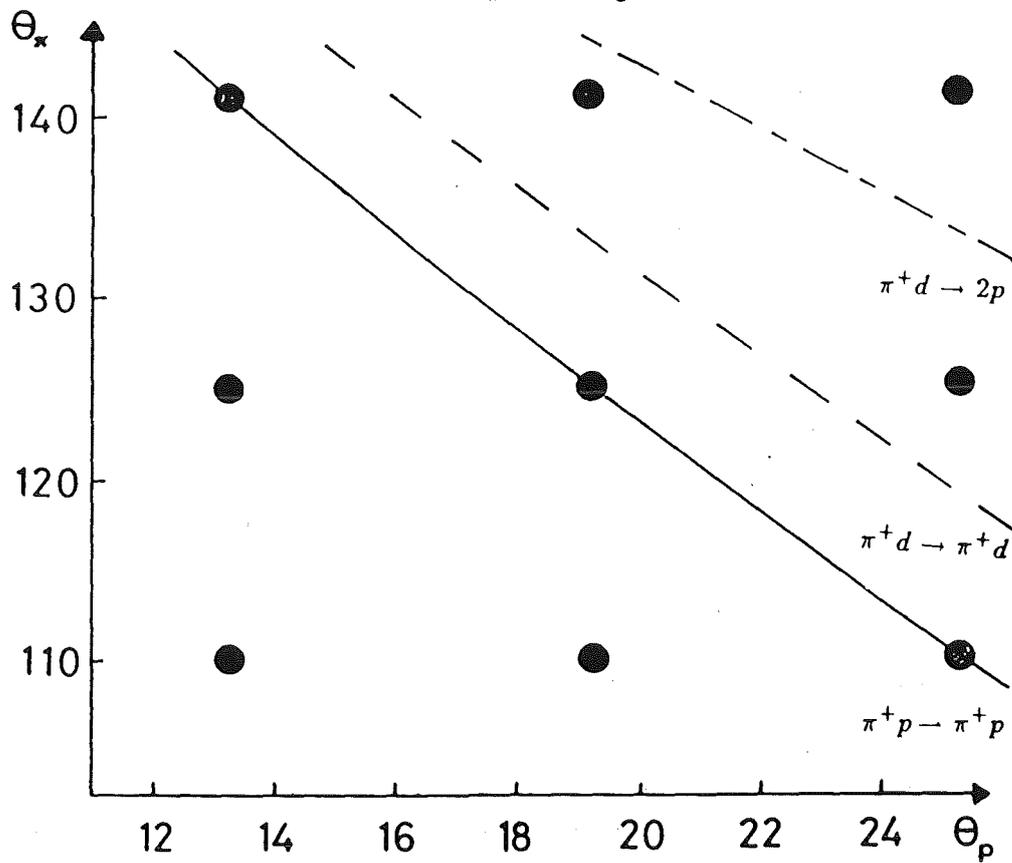


Figure 6: Winkelpaare für $T_\pi = 294 \text{ MeV}$ (Punkte) und Kinematik für die Reaktionen $\pi p \rightarrow \pi p$, $\pi d \rightarrow \pi d$ und $\pi d \rightarrow 2p$ (Winkel der beiden gestreuten Teilchen).

anderen Pionenergien $T_\pi = 134,228 \text{ MeV}$.

4.2 Elektronik

4.2.1 Module und Verkabelung

Ein Blockschaltbild der Elektronik ist in Fig 7 zu sehen. Die Hauptaufgabe der Elektronik ist

die möglichst exakte Messung der Flugzeit

Dazu wird bei allen zeitdefinierenden Zählern, den π_2 - und p_1 -Zählern, das Szintillationslicht an beiden Enden ausgekoppelt. Das analoge Signal wird dann mit Constant-fraction-Discriminatoren (CFD) in ein logisches Signal umgewandelt. Bei den Piondetektoren werden diese über einen Mean-timer (MT) dem CAMAC-TDC (time-to-digit converter) zugeführt, während bei den Protonarmen die logischen Signale direkt auf einen TDC gegeben werden. Auf diese Weise konnte eine Zeitauflösung

für einen π_2 -Zähler von 0.6 ns

für einen p_1 -Zähler von 0.6 ns

erzielt werden. Weiterhin müssen die logischen Signale der Pion- und Protonzähler so verkabelt werden, daß jeder Piondetektor mit jedem Protondetektor in Koinzidenz sein kann (siehe Kap 4.2.2). Ein Streuereignis ist damit durch folgende drei Bedingungen definiert:

- Strahlereignis: die Strahlkoinzidenz spricht an
- Pionereignis: ein Teilchen fliegt durch den Piondetektor
- Protonereignis: gleichzeitig spricht ein Protonarm an

Die einzelnen Ereignisse werden nun genauer besprochen:

1. Ein Strahlereignis besteht bei der Wirkungsquerschnittsmessung darin, daß in einem der Streifen des S_1 -Hodoskops ein Signal und im S_2 -Veto kein Signal registriert wird. Bei der iT_{11} -Messung wird statt dessen ein Signal im S_2 -Zähler verlangt. Die S_1 -Signale und das S_2 -Signal dürfen eine obere Schranke nicht überschreiten. Dadurch werden Ereignisse von Protonen, die noch als Strahlkontamination vorhanden sind, verworfen. Die Signale der S_1 -Zähler werden über ein OR-Gatter zur Antikoinzidenz mit dem S_2 -Veto bzw. zur Koinzidenz

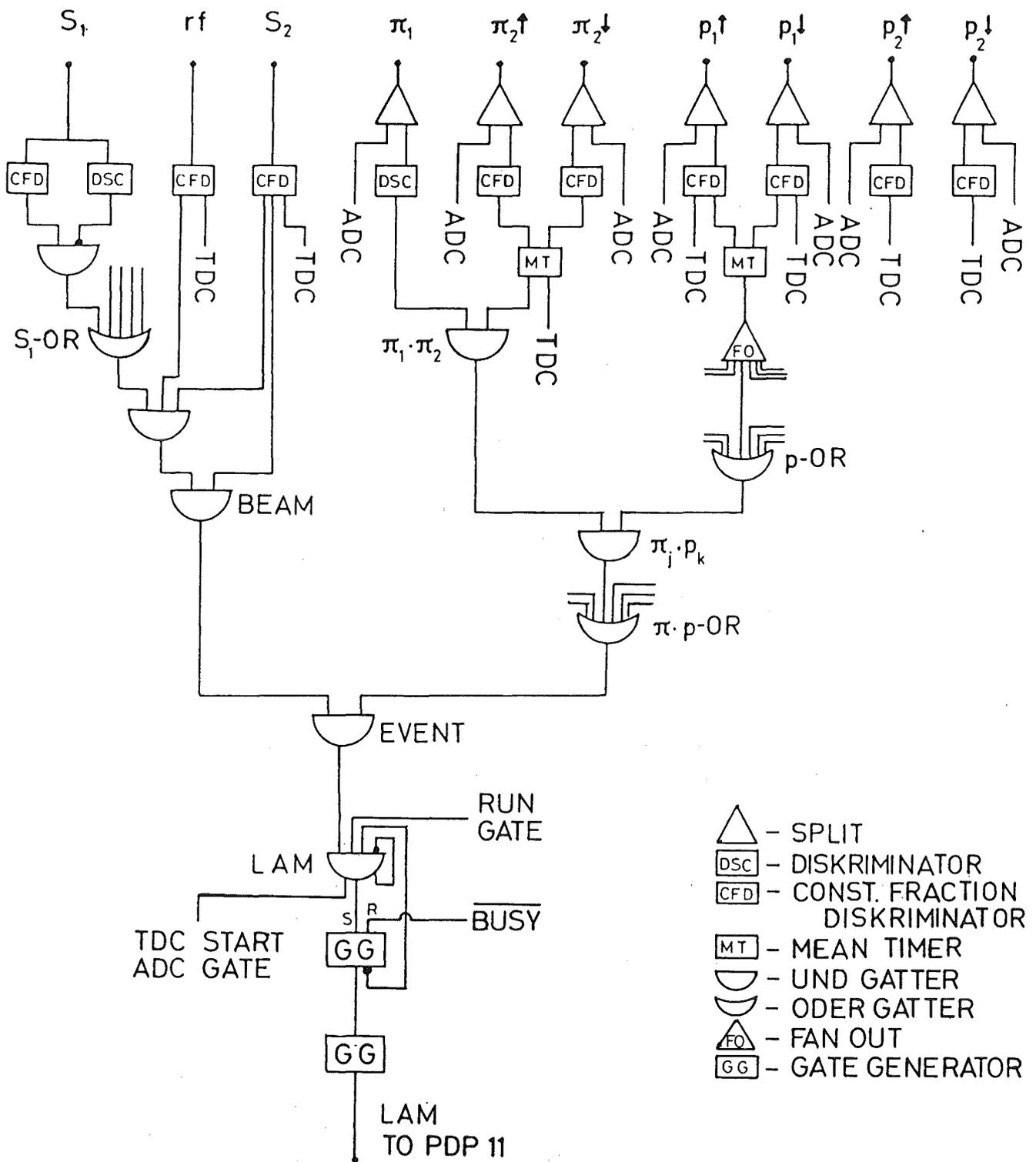


Figure 7: Schaltbild der Elektronik.

mit dem S_2 -Zähler geführt. Zu dieser Koinzidenz wird als 3. Bedingung ein Signal der Zyklotronfrequenz gegeben. Dies ermöglicht bei geeignetem Timing der Eingangssignale ein effektives Separieren der Myonen im Strahl. Die Myonen werden aufgrund ihrer ähnlichen Masse ($m_\mu = 105 \text{ MeV}/c$, $m_\pi = 139 \text{ MeV}/c$) durch den Separator nicht getrennt, sie können aber durch ihre unterschiedliche Flugzeit im π M1-Kanal gut unterschieden werden. (z.B. $p_{Kanal} = 411 \text{ MeV}/c$: $t_\mu = 68.8 \text{ ns}$, $t_\pi = 70.4 \text{ ns}$, verbleibende Restkontamination durch Pionzervälle kurz vor dem Streutarget $< 1\%$). Ein Strahlereignis ist für die $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ - bzw. iT_{11} -Messung gegeben durch:

$$\begin{aligned} BEAM &= (S_1 \cdot \overline{S_1}) \cdot \overline{S_2 \cdot \text{Veto}} \cdot rf \\ BEAM &= (S_1 \cdot \overline{S_1}) \cdot S_2 \cdot \overline{S_2} \cdot rf \end{aligned}$$

2. Ein Pionereignis ist durch ein Signal im π_1 -Zähler und ein Signal im π_2 -Zähler definiert ($j = 1, 3$ bzw. $j = 1, 6$ bei der Wirkungsquerschnitts- bzw. iT_{11} -Messung):

$$\pi^j = \pi_1^j \cdot \pi_2^j$$

3. Für ein Protonereignis wird nur ein Signal im p_1 -Zähler verlangt, um auch die niederenergetischsten Protonen — sie stoppen im p_1 -Zähler — noch zählen zu können ($k = 1, 3$ bzw. $k = 1, 6$)

$$p^k = p_1^k$$

Das Signal eines Protonarms wird vervielfacht und mit dem Signal eines beliebigen Pionarms zur πp -Koinzidenz gebracht. Dies geschieht in gleicher Weise für alle Protonarme. *Jeder* Protonarm kann so mit *jedem* Pionarm ein Streuereignis signalisieren. Die Ausgänge dieser πp -Koinzidenzen werden über ein OR-Gatter mit dem Beam in Koinzidenz gebracht und ergeben ein Ereignis oder Event:

$$EVENT = BEAM \cdot (\pi^j \cdot p^k)$$

Das Event erzeugt ein LAM-Signal (look-at-me). Dieses hat *zwei* Funktionen:

1. Es startet die Digitalisierung und Zwischenspeicherung der Energie- und Zeiteinzelinformationen eines Ereignisses in den CAMAC-Modulen.

2. Es startet die Dateneinlese durch den Computer.

Nach dem Einlesen der Ereignisdaten durch den Computer wird die in den CAMAC-Modulen gespeicherte Information gelöscht und die LAM-Koinzidenzeinheit zur Aufnahme eines neuen Ereignisses freigeschaltet.

Für jedes Event wird die Zeitinformation der π_2^- - und p_1^- -Zähler und die Energieinformation der π_1^- , π_2^- , p_1^- und p_2^- -Zähler auf Magnetband gespeichert. Insgesamt werden pro Event 54 Einzeldaten aufgezeichnet.

4.2.2 Einstellen der Elektronik

Die Schwierigkeit beim Einstellen der Elektronik für eine 3-Körper-Kinematik besteht darin, sicherzustellen, daß bei jeder möglichen Koinzidenz $\pi^j \cdot p^k$ ($j, k = 1, 6$) die gleichen Flugzeiten und damit das gleiche Impulsband aufgezeichnet werden können. Es muß vermieden werden, daß z.B. die Koinzidenz $\pi^1 \cdot p^3$ nur bei Protonen mit Impulsen von $300 \text{ MeV}/c$ — $500 \text{ MeV}/c$ schaltet, während die Koinzidenz $\pi^1 \cdot p^2$ Impulse von $200 \text{ MeV}/c$ — $700 \text{ MeV}/c$ akzeptiert. Um jede mögliche Koinzidenz *gleich* einzustellen, wird folgendermaßen vorgegangen:

1. Zuerst werden die Flugzeiten t_{min}, t_{max} für minimalen und maximalen Impuls der Protonen bzw. Pionen vom Streutarget zum Detektor berechnet. Das dazu benützte Programm für die 3-Körper-Kinematik berücksichtigt den Energieverlust auf dem Weg zum Detektor. Die Flugzeiten und entsprechenden Impulse sind in Tab 6 für $\Theta_\pi = 141.0^\circ$ und $\Theta_p = -19.3^\circ$ zusammengestellt.
2. Mit einem Programm, geschrieben für Reaktionen mit 2-Körper-Kinematik, wird die Flugzeit der elastisch gestreuten Pionen und Protonen für jeden π -Winkel berechnet. Sie sind in Tab 5 zusammengestellt.
3. Mit dem Oszilloskop wird dann die Ankunftszeit der π -Signale so eingestellt, daß die Signale von allen π -Armen relativ zum BEAM-Signal *gleichzeitig* ankommen. Dabei wird die unterschiedliche Flugzeit aufgrund der Kinematik mit einberechnet. Aus Tab 5 ist im übrigen ersichtlich, daß die π -Flugzeiten nahezu gleich sind.
4. Nun wird die Zeit und die Länge des Signals vom korrespondierenden Protonarm so eingestellt, daß jedes Proton mit Impulsen innerhalb des möglichen Impulsbereichs die πp -Koinzidenzstufe schalten kann (Fig 8). Dies geschieht für jeden π -Detektor. Durch das Abgleichen der

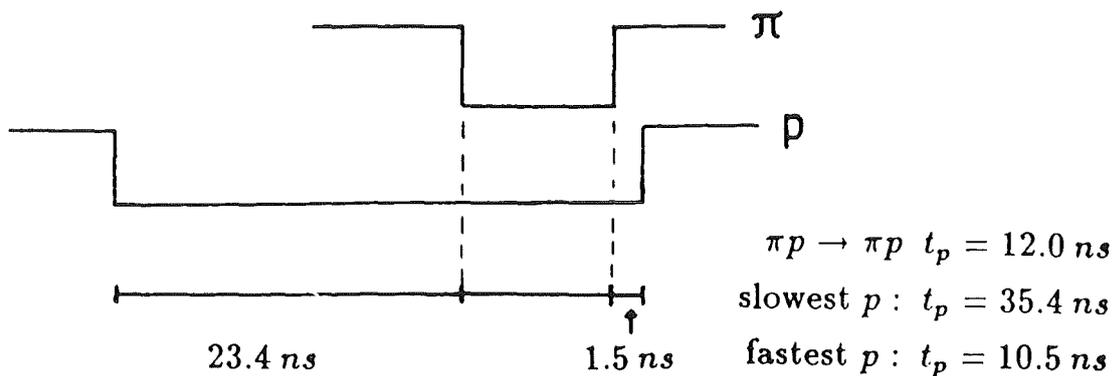


Figure 8: Detektorsignale auf dem Oszilloskop vor der πp -Koinzidenz gezeigt für elastische πp -Streuung.

π -Signale relativ zum BEAM-Signal, — das BEAM-Signal bestimmt den Schaltzeitpunkt in der Ereigniskoinzidenzstufe — ist nun sichergestellt, daß jede $\pi^j \cdot p^k$ -Koinzidenz für denselben Impulsbereich schalten kann.

4.3 Datenaufnahme und On-line-Programme

Die Datenaufnahme erfolgt mit einer PDP 11/45 der Fa. Digital Equipment Corporation (DEC). Die Eventinformation wird nach Empfang des LAM-Signals aus den CAMAC-Modulen in den Speicher des Computers eingelesen. Während des Einlesens schickt der Computer ein *computer-busy*-Signal, das die LAM-Koinzidenz sperrt. So wird verhindert, daß während dieser Zeit die Information in den CAMAC-Modulen durch ein neues Event- und LAM-Signal überschrieben oder verändert wird. Nach Beendigung des Einlesens wird das *computer-busy*-Signal zurückgesetzt, und die LAM-Koinzidenz ist wieder frei für ein neues Event.

Die Eventinformation wird dann

- erstens für die *off-line*-Analyse auf Magnetband geschrieben und
- zweitens *on-line* weiter verarbeitet.

Die On-line-Programme haben vor allem die Aufgabe, Mittel zur Verfügung zu stellen, um schnell und effektiv die aufgezeichnete Information interpretieren zu können. Solche Mittel sind:

Kinematik für $\pi p \rightarrow \pi p$. ($T_\pi = 294 \text{ MeV}$)								
t_p [ns]	t_π [ns]	Δt [ns]	Θ_π [deg]	p_π [MeV/c]	T_π^{fin} [MeV]	Θ_p [deg]	p_p [MeV/c]	T_p^{fin} [MeV]
12.93	3.78	9.15	100.0	262.3	156.2	-29.5	524.1	133.8
12.69	3.80	8.89	105.0	255.3	150.2	-27.4	536.6	140.1
12.49	3.83	8.66	110.0	248.8	144.6	-25.3	548.0	145.8
12.31	3.85	8.46	115.0	242.8	139.4	-23.2	558.3	151.2
12.16	3.87	8.29	120.0	237.2	134.7	-21.2	567.6	156.0
12.03	3.89	8.13	125.0	232.2	130.4	-19.3	576.0	160.4
11.91	3.91	8.00	130.0	227.6	126.5	-17.4	583.4	164.4
11.82	3.93	7.88	135.0	223.5	123.0	-15.5	590.1	167.9
11.73	3.95	7.78	140.0	219.8	119.9	-13.7	595.9	171.1
11.66	3.97	7.69	145.0	216.6	117.2	-11.9	600.9	173.8
11.60	3.99	7.62	150.0	213.8	114.9	-10.2	605.2	176.1
11.55	4.00	7.55	155.0	211.5	113.0	-8.4	608.8	178.1

Table 5: Flugzeiten für Pion ($s_\pi = 1.00 \text{ m}$) und Proton ($s_p = 1.88 \text{ m}$).

- *Software Tests.* Software Tests sind Bedingungen, die an jede Einzelinformation des Ereignisses gestellt werden können, z.B. größer als ein vorgegebener Wert oder Abfrage, ob ein Bit gesetzt ist. Es können aber auch logische Verknüpfungen zwischen den einzelnen Bedingungen gefordert werden, wie Test#1 und Test#3 müssen erfüllt sein. Software-Tests erlauben somit, Verknüpfungen zwischen Einzelinformationen eines Ereignisses herzustellen.
- *Eindimensionale graphische Darstellung.* Eindimensionale graphische Darstellungen, sogenannte Histogramme, zeigen die Häufigkeitsverteilung der Werte einer Einzelinformation, z.B. eines TDC-Wertes. Diese Häufigkeitsverteilungen können mit Bedingungen versehen werden, d.h. es wird die Häufigkeitsverteilung unter Erfüllung eines Software Tests gezeigt. Beispiel: Histogramm der TDC-Information eines Protonarmes, wenn ein bestimmter Pionarm gefeuert hat.
- *Zweidimensionale graphische Darstellung.* Hier werden zwei Einzelinformationen eines Ereignisses gegeneinander aufgetragen. Die Werte der beiden Einzelinformationen werden als Punkt ('dot') in der xy-Ebene dargestellt: Dot-plot. Auch hier kann eine Testbedingung an die Darstellung geknüpft werden. Beispiel: Auftragung der ADC-Information gegen die TDC-Information eines Protonarmes mit der Bedingung, daß ein bestimmter Pionarm gefeuert hat.

Die On-line Analyse läuft folgendermaßen ab: Für jedes Ereignis wird zuerst untersucht, welche von den Software Tests erfüllt sind und dann werden die Histogramme inkrementiert. Diese Histogramme aber auch Dot-plots können auf einem Terminalbildschirm interaktiv betrachtet werden. Weiterhin können die Software Testergebnisse, der Inhalt der CAMAC-Scaler oder die Einzelinformationen eines Ereignisses abgelesen werden. Zusammengekommen sind die On-line-Programme ein sehr flexibles und einfach zu handhabendes Werkzeug, um die aufgezeichneten Daten zu testen und zu interpretieren.

Zu Beginn des Experiments wird mit Hilfe dieser On-line-Programme die Einstellung der Elektronik überprüft und auf das Experiment optimiert.

5 Auswertung

5.1 Allgemeine Bemerkungen

Die Off-line-Analyseprogramme sind nach demselben Prinzip aufgebaut, wie die On-line-Programme. Mit dem Off-line-Analyseprogramm werden die Ereignisse vom Magnetband gelesen, und anschließend werden mit Software-Tests Histogramme oder Dot-plots erzeugt, um die aufgezeichneten Daten zu analysieren. Neben den auch On-line benützten Arten von Software-Tests, werden zusätzlich zwei neue Arten verwendet. On-line wurde darauf verzichtet, weil diese sehr rechenaufwendig sind und damit die Computertotzeit erhöht hätten. Diese zusätzlichen Software Tests sind:

- *Kinematic Cut*. Dieser Test wurde speziell für eine 3-Körper-Reaktion wie $\pi d \rightarrow \pi pn$ entwickelt. Bei vorgegebenen Winkeln für Pion und Proton sind die Flugzeiten noch nicht bestimmt. Erst bei Wahl der Flugzeit eines Teilchens kann die Flugzeit des anderen Teilchens berechnet werden. Trägt man in einem dot-plot die beiden Flugzeiten gegeneinander auf, so liegen die für die Reaktion $\pi d \rightarrow \pi pn$ erlaubten Flugzeiten auf einer Linie. Der Kinematic Cut verwirft nun alle Ereignisse, die über einer vorgegebenen Breite neben dieser Linie liegen. Die Breite ist durch die Auflösung der Apparatur bestimmt. Der Effekt eines Kinematic Cut ist in Fig 9 zu sehen.
- *Box*. Die Wirkung dieses Tests läßt sich mit einem Dot-plot veranschaulichen. In der xy-Ebene des Dot-plots wird ein Vieleck gezeichnet, eine Box. Die Form des Vielecks ist bedingt durch die physikalische Fragestellung in Bezug zu den beiden Einzelinformationen des Dot-plots. Alle Ereignisse, die innerhalb dieses Vielecks liegen, werden bei der weiteren Auswertung berücksichtigt. Ein Beispiel ist in Fig 10 zu sehen.

Wie schon in Kapitel 2 ausgeführt, muß neben den Streuwinkeln der geladenen Teilchen noch der Impuls eines Teilchens bestimmt werden, um das Streueignis kinematisch vollständig zu rekonstruieren. Der Impuls muß aus der Flugzeitinformation berechnet werden. Dazu wird ein Computerprogramm erstellt. Es berechnet die 3-Körper-Kinematik für die Reaktion $\pi d \rightarrow \pi pn$. Bei vorgegebenen Streuwinkeln für Pion und Proton wird der Impuls des Protons schrittweise erhöht. Für jeden Protonimpuls werden Impuls, Energie und Flugzeit der Teilchen berechnet. Bei der Berechnung der Flugzeit werden die Energieverluste auf dem Weg bis zum Detektor und

die Ablenkung im Magnetfeld (bei iT_{11} -Messung) berücksichtigt. Tab 6 zeigt die Ergebnisse der Rechnung für eine Einschußenergie $T_\pi = 294 \text{ MeV}$, Pionwinkel $\Theta_\pi = 141^\circ$ und einen Protonwinkel $\Theta_p = 19.3^\circ$. Sie sind typisch auch für die anderen Streuwinkel. Betrachtet man die Tabelle, so sieht man, daß sich die Pionflugzeit fast nicht ändert: $t_\pi = 3.77 \pm 0.3 \text{ ns}$ für $p_p = 200 \text{ MeV}/c$ bis $p_p = 620 \text{ MeV}/c$. Erst für sehr große Protonenimpulse $p_\pi \geq 640 \text{ MeV}/c$ wird das Pion merklich langsamer. Da die Flugzeiten der Pionen für alle Protonimpulse kleiner $640 \text{ MeV}/c$ nahezu gleich sind, eignet sich die Zeitinformation des Pions nicht, um das Streueignis festzulegen (Ausnahme bei sehr großen Protonimpulsen). Anders sieht es beim Proton aus. Hier variiert die Flugzeit beträchtlich in Abhängigkeit vom Protonimpuls. Für große Protonimpulse jedoch ($p_p \geq 580 \text{ MeV}/c$) ändert sich die Flugzeit nicht mehr sehr stark. Bildet man aber die Differenz zwischen Pion- und Protonflugzeit, so kombiniert man die Vorteile beider Flugzeitinformationen: für $p_p \leq 600 \text{ MeV}/c$ ist allein die Protonflugzeit sensitiv, für $p_p > 600 \text{ MeV}/c$ trägt die Pionflugzeit immer mehr zur Sensitivität bei. Für die Auswertung der Daten wird deshalb die Flugzeitdifferenz benutzt, aus dieser wird der Impuls des Protons berechnet. Die aufgezeichnete Energieinformation wird zur Trennung von Konkurrenzreaktionen verwendet.

Die Off-line Auswertung besteht dann aus zwei Schritten:

1. Es werden Histogramme der Flugzeitdifferenz zwischen Proton und Pion erstellt. Hier erfolgt auch die Trennung von den Reaktionen $\pi d \rightarrow \pi d$ und $\pi d \rightarrow 2p$.
2. Aus den Histogrammen wird der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ berechnet. Die Vektoranalyserstärke iT_{11} wird anschließend nach Gl. 4 ermittelt.

Im folgenden werden diese beiden Schritte genauer besprochen. Daran anschließend werden die Korrektur der Daten mit einem Monte-Carlo-Programm und die Analyse der NMR-Signale für die iT_{11} -Messung beschrieben. Zum Schluß folgt eine Zusammenstellung der systematischen Fehler.

5.2 Erstellen der TOF-Histogramme

Die Kalibrierung der Flugzeitapparatur geschieht über die elastische πp -Streuung (s.a. Kap.4.1). Bei der Wirkungsquerschnittsmessung wird dazu die Streuung am Wasserstoff der Mylarfolien bei leerem Target, bei der iT_{11} -Messung das CH_2 -Target benutzt. Mit der Eichmessung wird einem TDC-

Kinematik für $\pi d \rightarrow \pi pn$. ($T_\pi = 294 \text{ MeV}$)								
t_p [ns]	t_π [ns]	Δt [ns]	Θ_p [deg]	Θ_π [deg]	Θ_n [deg]	p_p [MeV/c]	p_π [MeV/c]	p_n [MeV/c]
35.42	3.74	31.68	-19.3	141.0	-13.8	200.0	275.3	448.7
30.39	3.73	26.66	-19.3	141.0	-13.7	220.0	278.5	431.6
27.10	3.72	23.37	-19.3	141.0	-13.6	240.0	281.2	414.2
24.65	3.72	20.94	-19.3	141.0	-13.5	260.0	283.4	396.2
22.73	3.71	19.02	-19.3	141.0	-13.3	280.0	285.0	377.8
21.16	3.71	17.45	-19.3	141.0	-13.0	300.0	286.1	358.9
19.84	3.71	16.13	-19.3	141.0	-12.7	320.0	286.6	339.5
18.71	3.71	15.01	-19.3	141.0	-12.3	340.0	286.6	319.6
17.74	3.71	14.03	-19.3	141.0	-11.8	360.0	285.9	299.2
16.88	3.71	13.17	-19.3	141.0	-11.1	380.0	284.6	278.2
16.13	3.72	12.41	-19.3	141.0	-10.2	400.0	282.6	256.7
15.46	3.73	11.73	-19.3	141.0	-9.2	420.0	279.9	234.6
14.86	3.74	11.12	-19.3	141.0	-7.7	440.0	276.5	212.0
14.32	3.75	10.57	-19.3	141.0	-5.9	460.0	272.2	188.8
13.83	3.76	10.06	-19.3	141.0	-3.3	480.0	267.0	165.2
13.38	3.78	9.60	-19.3	141.0	0.4	500.0	260.9	141.3
12.97	3.81	9.17	-19.3	141.0	6.0	520.0	253.7	117.5
12.60	3.84	8.77	-19.3	141.0	14.7	540.0	245.4	94.7
12.26	3.88	8.39	-19.3	141.0	29.4	560.0	235.8	74.8
11.95	3.93	8.02	-19.3	141.0	53.2	580.0	224.6	62.9
11.66	3.99	7.66	-19.3	141.0	82.3	600.0	211.8	65.6
11.39	4.09	7.30	-19.3	141.0	105.0	620.0	196.8	83.9
11.14	4.23	6.91	-19.3	141.0	118.8	640.0	179.2	112.7
10.91	4.46	6.45	-19.3	141.0	127.1	660.0	157.9	148.8
10.69	4.89	5.81	-19.3	141.0	132.3	680.0	130.8	192.5
10.49	6.22	4.27	-19.3	141.0	135.9	700.0	89.9	251.1

Table 6: Flugzeiten und Impulse für $\Theta_\pi = 141^\circ$, $\Theta_p = -19.3^\circ$

Kanal (Mitte des Flugzeitpeaks der elastisch gestreuten Pionen oder Protonen) eine durch die 2-Körper-Kinematik festgelegte Zeit zugeordnet. Diese Zeit wurde mit einem für die 2-Körper-Kinematik entwickelten Programm berechnet. Es berücksichtigt wie das Programm für die 3-Körper-Kinematik Energieverlust und Ablenkung im Magnetfeld. Durch die eindeutige Zuordnung von Kanalnummer und Zeit kann über die bekannte Steigung des TDC nun jedem TDC-Kanal eine Flugzeit zugeordnet werden. Zur Vereinfachung der späteren Auswertung wird die Kanalnummer durch Addition einer Konstanten so gewählt, daß sie der tatsächlichen Flugzeit multipliziert mit der TDC-Steigung entspricht.

Die Kanalnummer in einem CAMAC-TDC ist gegeben durch:

$$n_{ch} = m_{TDC} \cdot t_{RELAST} + c_{beam} + c_{counter}$$

mit n_{ch} =gemessene Kanalnummer, m_{TDC} =TDC-Steigung: 20 channels/ns, t_{RELAST} =durch das Programm RELAST berechnete Flugzeit, c_{beam} =Konstante der BEAM-Koinzidenzstufe, $c_{counter}$ =Konstante des Zählers.

Die Konstanten c_{beam} und $c_{counter}$ werden durch geeignete Software-Tests ermittelt. Für die iT_{11} -Messung kann die Konstante c_{beam} gleich 0 gesetzt werden, da hier der S_2 -Zähler für alle Ereignisse den Zeitpunkt des LAM-Signals bestimmen. Bei der Messung des Wirkungsquerschnittes aber bestimmten die 5 S_1 -Zähler des S_1 -Hodoskops das Schalten der Koinzidenzstufen. Die TDC-Werte werden auf die verschiedenen S_1 -Zähler korrigiert. Nach Subtraktion von c_{beam} und $c_{counter}$ ist die TDC-Kanalnummer \tilde{n}_{ch} so gewählt, daß sie der tatsächlichen Flugzeit des Teilchens multipliziert mit der Steigung des TDC entspricht:

$$\tilde{n}_{ch} = n_{ch} - c_{beam} - c_{counter} = m_{TDC} \cdot t_{RELAST}$$

In einem Dot-plot, bei dem die so korrigierten TDC-Werte eines Pionarmes gegenüber denen eines Protonarmes aufgetragen werden, müssen nun die $\pi d \rightarrow \pi p n$ -Ereignisse um die kinematisch erlaubte Linie verteilt liegen. Fig 9 zeigt einen solchen Dot-plot für einen Protonwinkel von -19.3° und einen Pionwinkel von 141.0° ($T_\pi = 294 \text{ MeV}$). Die durchgezogene Linie zeigt die berechneten, kinematisch erlaubten Flugzeiten. Man sieht 3 Bereiche: I,II,III. Der Bereich I gehört zur Reaktion $\pi d \rightarrow \pi d$. Die Flugzeit der Deuteronen ist sehr groß, so daß sie 'weit rechts' erscheinen. Man sieht aber auch, daß aufgrund der gleichen Pionflugzeit, die Reaktion $\pi d \rightarrow \pi d$ mit dem kinematic cut nicht von der Aufbruchreaktion $\pi d \rightarrow \pi p n$ getrennt werden kann. Der Bereich II zeigt den Teil der $\pi d \rightarrow \pi p n$ -Reaktion mit

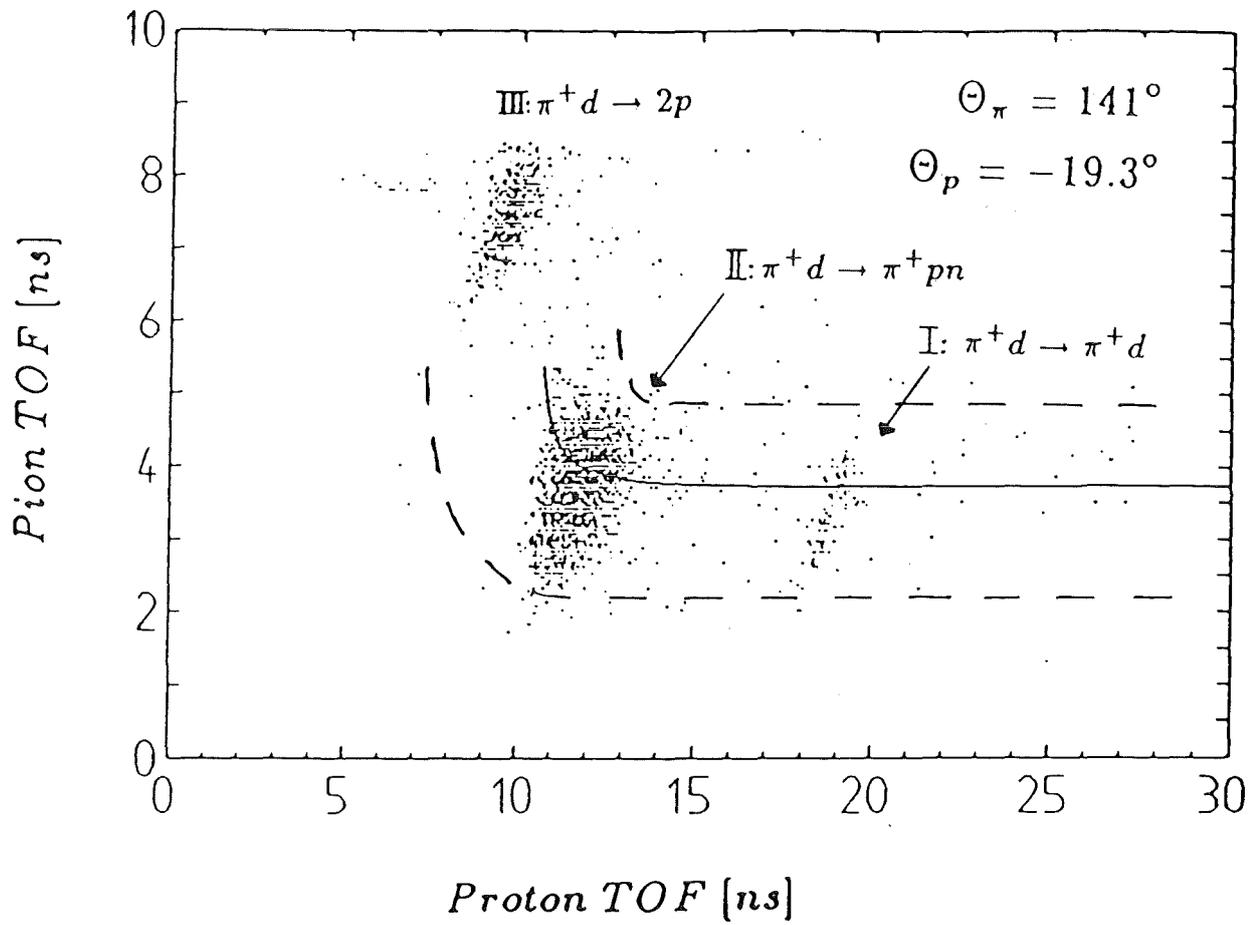


Figure 9: π -TDC vs p -TDC Dot-plot für $\Theta_\pi = 141^\circ$, $\Theta_p = -19.3^\circ$. ($T_\pi = 294 \text{ MeV}$). (Für $\pi d \rightarrow \pi d$ Ereignisse ist die π und d -Flugzeit aufgetragen, für $\pi d \rightarrow 2p$ die der beiden Protonen.)

großem Wirkungsquerschnitt. Die Events im Bereich III stammen von der Reaktion $\pi d \rightarrow 2p$. Die gestrichelten Linien begrenzen die Ereignisse, die für die weitere Auswertung verwendet werden. Die Breite des Bandes ist durch die Auflösung der Meßapparatur bedingt.

Um die Ereignisse der elastischen πd -Streuung zu separieren, wird der Energieverlust im p_2 -Zähler gegenüber der Flugzeit aufgetragen. Durch die Verwendung der dicken p_2 -Zähler bei der Messung des Wirkungsquerschnitts stoppen nahezu alle Protonen im p_2 -Zähler. Die Linie im Dot-plot wird verständlich durch die Tatsache, daß bei gestoppten Teilchen die gesamte kinetische Energie im Zähler deponiert wird, d.h. Teilchen mit größerer Flugzeit deponieren weniger Energie im Zähler (Fig 10). (Da der p_1 -Zähler bei der Wirkungsquerschnittsmessung 12 cm vor dem p_2 -Zähler ist, kann es passieren, daß Protonen den p_1 , aber nicht den p_2 -Zähler treffen. Auch können Protonen aus dem p_2 -Zähler herausgestreut werden. Beiden Effekte bewirken, daß die Protonen nur einen Teil der Energie im Zähler deponieren. Das ist in Fig 10 bei der Protonflugzeit von 13 ns (am deutlichsten) zu sehen.) Da die Deuteronen bei gleicher Flugzeit die doppelte Energie im Zähler deponieren, können sie mit einer box, die um die Aufbruchereignisse gelegt wird, separiert werden. Bei der iT_{11} -Messung stoppten die Deuteronen nicht in allen Fällen im p_2 -Zähler. Wenn immer die Trennung der Ereignisse nicht eindeutig durchgeführt werden konnte, wurden diese Bereiche bei der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt.

Nun wird die Differenz der Flugzeiten gebildet und diese in Histogrammen aufgetragen. Es wird für jede mögliche Kombination von Proton- und Pionarm ein Histogramm erstellt. Aus diesen Histogrammen der Flugzeitdifferenz wird nun der Wirkungsquerschnitt berechnet. Dabei werden selbstverständlich nur jene Bereiche der Histogramme berücksichtigt, die kinematisch erlaubt sind. Diese sind durch das Programm für die 3-Körper-Kinematik berechnet. Zusätzlich ist dadurch sichergestellt, daß Ereignisse der Reaktion $\pi d \rightarrow 2p$, die durch die bisherigen Tests noch nicht verworfen werden konnten, nicht in die weitere Auswertung gelangen können. Durch die Absorption des Pions wird dessen Ruhemasse in kinetische Energie der Protonen umgewandelt. Die beiden Protonen haben damit etwa die gleiche kinetische Energie, d.h. ihre Flugzeitdifferenz ist nahezu 0 ns. In der Deuteronaufbruchreaktion ist sie dagegen stets größer als 4 ns (siehe Tab 6).

Fig 11 zeigt ein Spektrum der Flugzeitdifferenz. Durch die Pfeile ist der Bereich gekennzeichnet, der für die Berechnung der Wirkungsquerschnitts verwendet wird. Er entspricht einem Protonimpuls von 250 MeV/c bis 700 MeV/c.

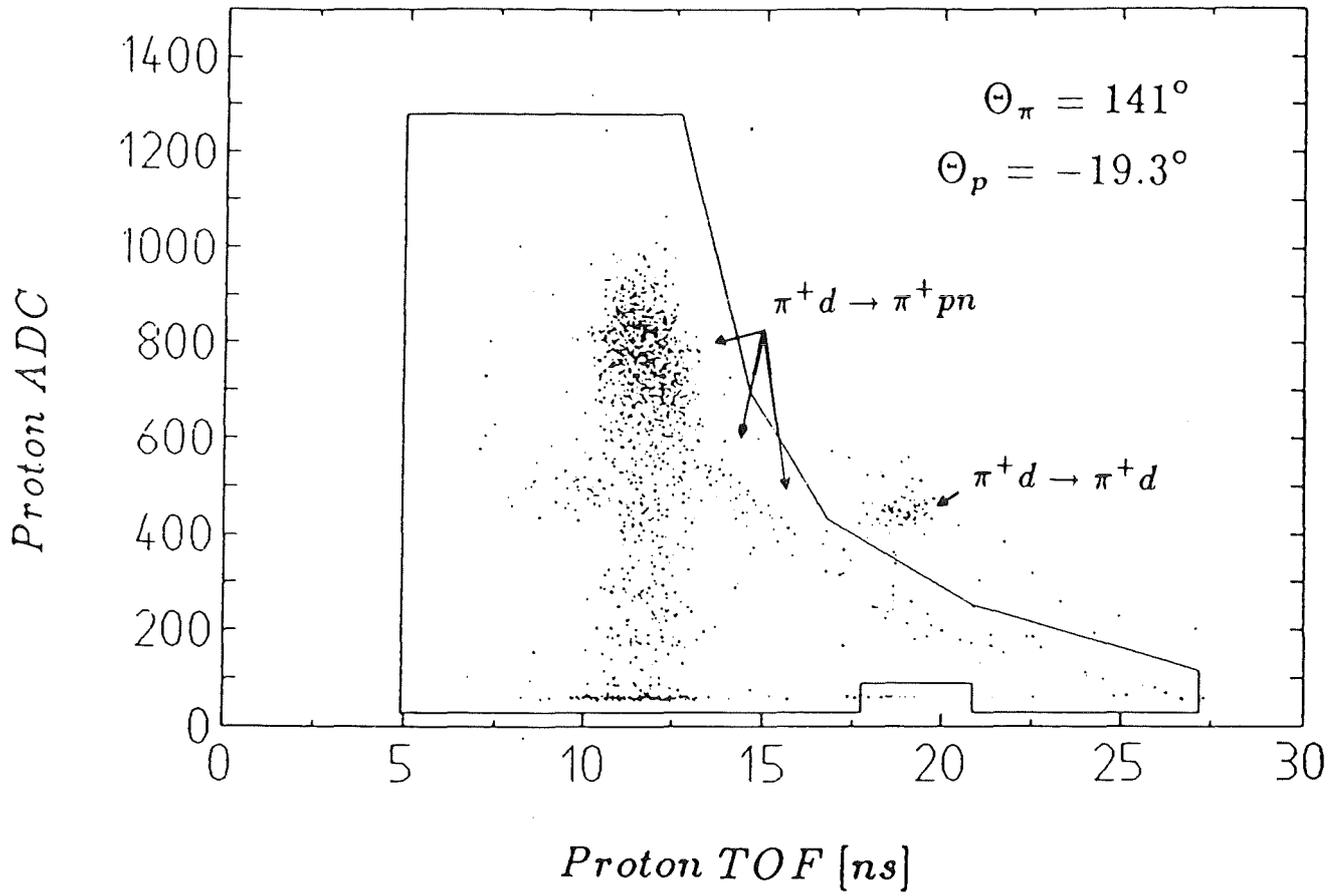


Figure 10: *p*-ADC vs *p*-TDC Dot-plot für $\Theta_{\pi} = 141^{\circ}$, $\Theta_p = -19.3^{\circ}$. ($T_{\pi} = 294 \text{ MeV}$).

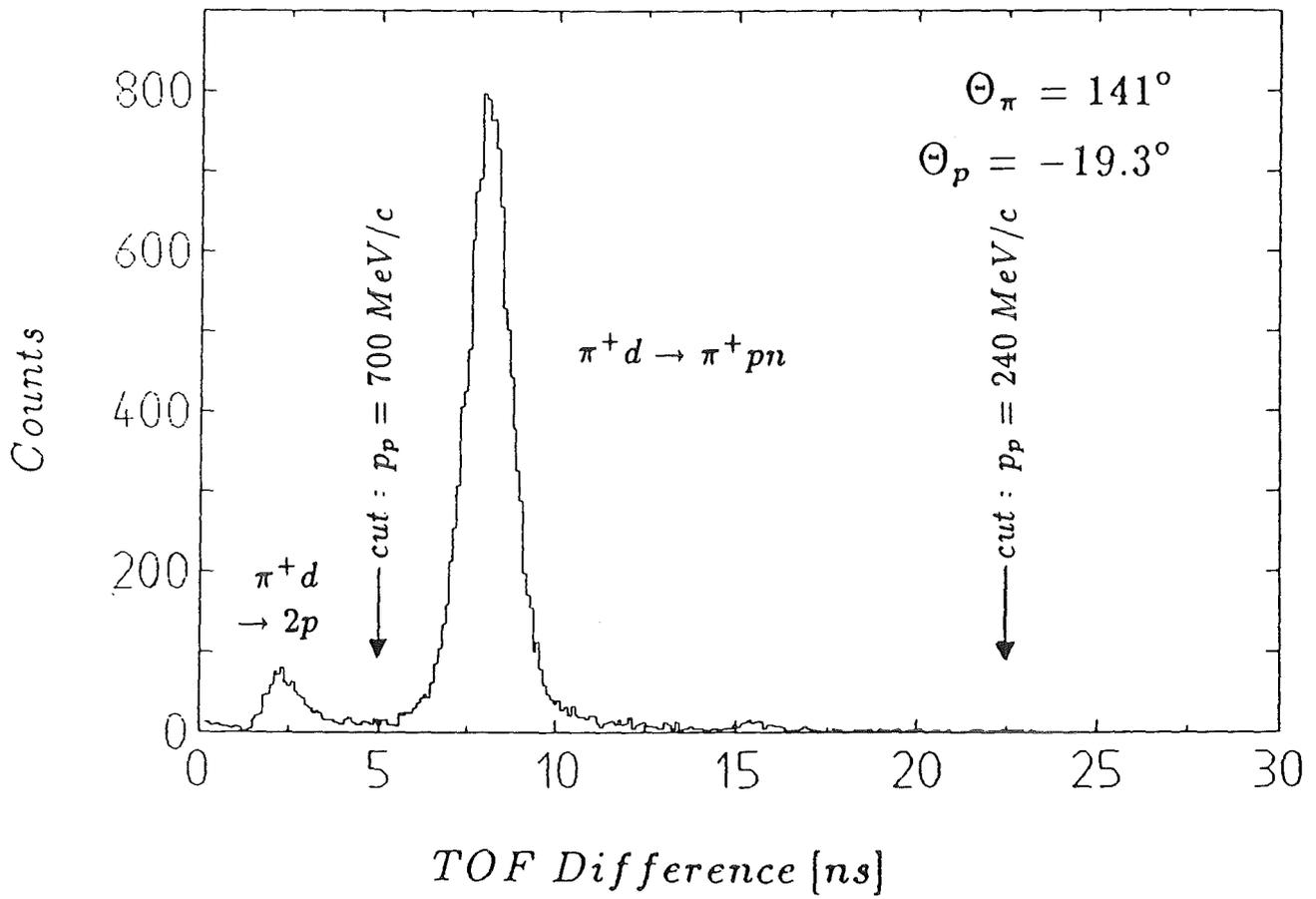


Figure 11: Histogramm der Flugzeitdifferenz $\Theta_\pi = 141^\circ$
 $\Theta_p = -19.3^\circ$. ($T_\pi = 294 \text{ MeV}$).

5.3 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Durch die Eichung der CAMAC TDC's mit der 2-Körper-Reaktion läßt sich nun auf einfache Weise für jeden Bin des TOF-Histogramms die dazugehörige Zeit angeben. Sie ist gerade

$$t_{p-\pi} = \frac{\tilde{n}_{ch}}{m_{TDC}}$$

Durch das Programm für die 3-Körper-Reaktion aber ist der Zusammenhang zwischen der Flugzeitdifferenz und dem Impuls des Protons bekannt. Es werden nun die Inhalte der zu einem Impulsintervall Δp_p gehörenden Bins des TOF-Histogramms zusammengezählt.

Anfangen bei dem Impuls p_{start} wird so lange der Inhalt des nächsten Bins addiert, bis die Flugzeitdifferenz dieses Bins dem Impuls $p_{end} = p_{start} + \Delta p_p$ entspricht. Der Impuls p_{end} ist der Startimpuls für das nächste Impulsintervall. Diese Summation wird bei der Wirkungsquerschnittsmessung für volles und leeres Target und bei der iT_{11} -Messung für Butanol- und C_4O -Target in gleicher Weise durchgeführt.

Bei der Wirkungsquerschnittsmessung wird von der Summe der Ereignisse bei vollem Target die auf gleiche Anzahl einfallender Teilchen normierte Summe bei leerem Target abgezogen. Bei der iT_{11} -Messung wird zusätzlich auf die gleiche Targetdicke für Butanol- und C_4O -Target normiert (Butanol : $C_4O = 1 : 1.5$). Der Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch (f: volles LD_2 - bzw. Butanoltarget, b: leeres- bzw. C_4O -Target):

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p} = (Y_f \cdot norm_f - Y_b \cdot norm_b) \cdot fact \quad (6)$$

mit

$$\begin{aligned} Y_f, Y_b &= \text{Anzahl der Streuereignisse} \\ norm_f, norm_b &= \text{Normierung} = (N_{beam} \cdot \epsilon)^{-1} \\ fact &= (N_{tgt} \Delta\Omega_\pi \Delta\Omega_p \Delta p_p)^{-1} \\ n_{tgt} &= 2.55 \cdot 10^{22} (1.28 \cdot 10^{23}) \quad 5(25) \text{ mm Target} \\ &\quad \text{Wirkungsquerschnittsmessung} \\ &= 2.85 \cdot 10^{22} \quad iT_{11} \text{-Messung} \\ \Delta\Omega_\pi &= 0.0299 \text{ sr} \\ \Delta\Omega_p &= 0.0398 \text{ sr} \quad \text{Wirkungsquerschnittsmessung} \\ &= 0.0234 \text{ sr} \quad iT_{11} \text{-Messung} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta p_p &= 20 \text{ MeV}/c \text{ Wirkungsquerschnittsmessung} \\ &= 40 \text{ MeV}/c \text{ } iT_{11} \text{ -Messung}\end{aligned}$$

Diese Formel entspricht Gl. 2 aus Kapitel 2. Der Fehler des Wirkungsquerschnitts ist gegeben durch:

$$\Delta \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p} \right) = \sqrt{(\Delta Y_f \cdot \text{norm}_f)^2 + (\Delta Y_b \cdot \text{norm}_b)^2} \cdot \text{fact} \quad (7)$$

mit

$$\Delta Y_f = \sqrt{Y_f} \quad \text{und} \quad \Delta Y_b = \sqrt{Y_b + (\Delta t_b)^2}$$

Die Größe Δt_b berücksichtigt die Unsicherheit in der Dicke des Background-Targets. Sie beträgt 5% bei der iT_{11} -Messung. Bei der Messung des Wirkungsquerschnittes wird sie gleich 0% gesetzt, denn es wird kein extra Untergrundtarget verwendet.

Die Vektoranalysierstärke iT_{11} ist gegeben durch (siehe auch Kap. 2):

$$iT_{11} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ P^- + \sigma^- P^+} \quad (8)$$

σ^+ , σ^- sind die nach Gl. 7 berechneten Wirkungsquerschnitte bei positiver (negativer) Polarisation. Der Fehler der Vektoranalysierstärke wird gemäß der Fehlerfortpflanzung berechnet:

$$\Delta(iT_{11}) = \sqrt{\left(\frac{\partial iT_{11}}{\partial \sigma^+} \Delta \sigma^+ \right)^2 + \left(\frac{\partial iT_{11}}{\partial \sigma^-} \Delta \sigma^- \right)^2 + \left(\frac{\partial iT_{11}}{\partial P^+} \Delta P^+ \right)^2 + \left(\frac{\partial iT_{11}}{\partial P^-} \Delta P^- \right)^2} \quad (9)$$

Die Bestimmung der Polarisation P^+ , P^- und deren Fehler ΔP^+ , ΔP^- wird in Kapitel 5.5 beschrieben.

5.4 Monte-Carlo-Korrektur

Die Wirkungsquerschnitte sind keine lineare Funktion der Streuwinkel Θ_π , Θ_p und des Impulses p_p . Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind jedoch gemittelt über die Winkelakzeptanz der Detektoren und das gewählte Impulsintervall Δp_p . Dies hat zur Folge, daß der gemittelte Wert nicht dem Wert am Mittelpunkt der Akzeptanz des Datenpunktes entspricht. Die

Wirkungsquerschnitte müssen auf diesen Effekt korrigiert werden. Diese Entfaltung geschieht mit einem Monte-Carlo-Programm.

Dazu wird ein Polynom in den Variablen $\Theta_\pi, \Theta_p, p_p$ bestimmt, das den Verlauf der Daten über den gesamten gemessenen Winkel- und Impulsbereich möglichst genau wiedergibt. Mit dem Monte-Carlo-Programm werden dann Streuereignisse berechnet, wobei Energieverluste der Teilchen, Coulomb-Vielfachstreuung, Pionzerfall und die endliche Zeitauflösung der Apparatur berücksichtigt werden. Jedes berechnete Monte-Carlo-Ereignis wird dann mit dem Wert des Polynoms an der entsprechenden Koordinate gewichtet. Die berechneten 'Wirkungsquerschnitte' werden über den Akzeptanzbereich des jeweiligen Datenpunktes gemittelt. Das Verhältnis aus diesem gemittelten Wert und dem Wert des Polynoms am Datenpunkt gibt die Abweichung des gemessenen Wirkungsquerschnittes vom 'tatsächlichen' Wert wieder. Diese Monte-Carlo-Korrektur sollte nun so lange iteriert werden, bis sich das Verhältnis aus gemitteltem Wert und Wert des Polynoms von einem Iterationsschritt zum anderen nicht mehr ändert. Als nächster Schritt wäre ein neues Polynom zu bestimmen, das dem 'wahren' Verlauf des Wirkungsquerschnitts besser entspricht, dann wären wieder Monte-Carlo-Ereignisse zu berechnen usw. Es stellt sich jedoch heraus, daß eine Iteration ausreicht. Es werden 3% statistische Genauigkeit für die Monte-Carlo-Korrektur angesammelt. Dieser Fehler wird zum statistischen Fehler (Gl. 7) quadratisch addiert. Die *gemessenen* Wirkungsquerschnitte werden mit dem Verhältnis multipliziert. Die Monte-Carlo-Korrektur zeigt folgendes:

1. Insgesamt beträgt die Korrektur in keinem Bereich mehr als 25%.
2. Die Höhe des Peaks der quasifreien πp -Streuung wird um $\approx 25\%$ angehoben.
3. Die Flanken dieses Peaks werden etwa um denselben Betrag abgesenkt.
4. Im Bereich der NN-FSI ist die Korrektur nicht größer als 10%.
5. Der NN-FSI-Peak wird etwas angehoben.
6. Die Seiten des NN-FSI-Peaks werden abgesenkt.

5.5 Analyse der NMR-Signale

In Abb 12 ist ein typisches NMR-Spektrum gezeigt. Es entspricht einer Polarisation von 0.15 ± 0.01 . Im Vergleich dazu ist in Abb 13 ein Spektrum

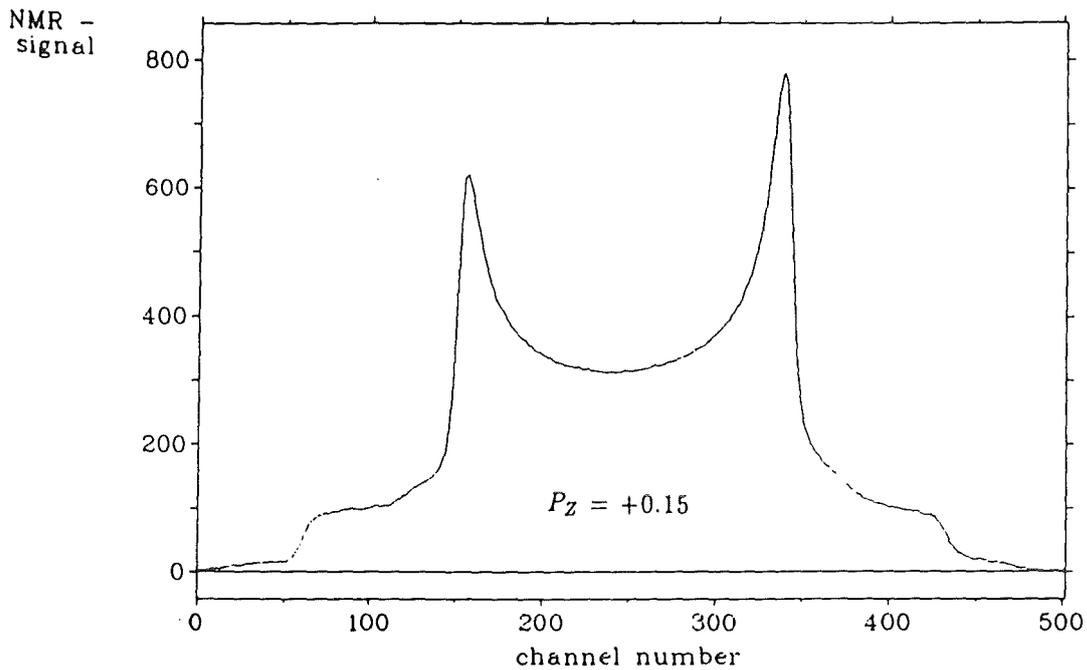


Figure 12: typisches NMR-Spektrum bei dynamischer Polarisaton.

bei natürlicher Polarisation von 0.0011. Es konnte trotz sorgfältiger Messung nicht rauschfrei aufgenommen werden.

Für die quantitative Bestimmung der Polarisation stehen *zwei* Methoden zur Verfügung: die Verhältnismethode und die Flächenmethode

1. *Verhältnismethode.* Bei der Verhältnismethode berechnet man die Polarisation aus dem Verhältnis der Signalhöhen. Diese sind proportional zur Anzahl der am Übergang beteiligten Deuteronspins. Die Polarisation P_Z ist gegeben durch:

$$P_Z = \frac{1 - R^2}{R^2 + R + 1} \quad (10)$$

mit R =linke Peakhöhe/rechte Peakhöhe. Die Formel 10 ist gültig, wenn die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Boltzmannverteilung folgen. Dies ist hier erfüllt (siehe Anh. D.3).

Die Verhältnismethode ist eine *Absolutmethode*, die Polarisation wird allein aus der Asymmetrie des Deuteron NMR-Signals bestimmt, wenn die Probe dynamisch polarisiert ist.

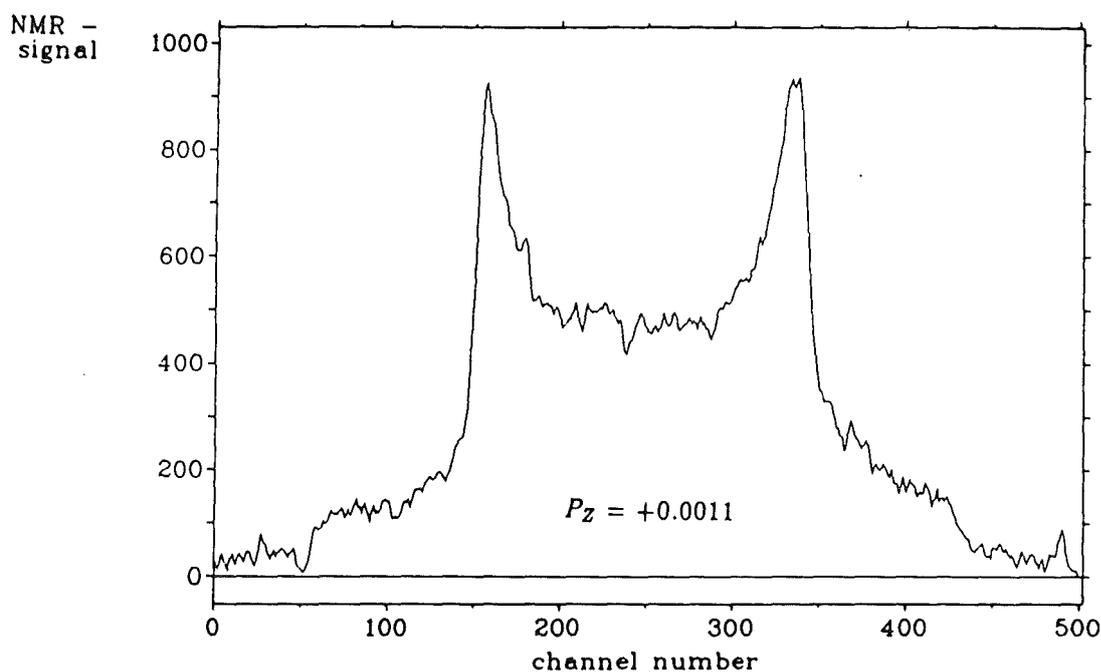


Figure 13: NMR-Spektrum bei natürlicher Polarisation.

2. *Flächenmethode.* Die Flächenmethode beruht auf der Messung der Fläche unter dem NMR-Signal. Sie wird einmal bei natürlicher Polarisation und einmal bei dynamischer Polarisation gemessen. Die Polarisation wird *relativ* zur natürlichen Polarisation bestimmt:

$$P_Z = P_{nat} \cdot \frac{A_{dyn}}{A_{nat}} \quad (11)$$

Der Zusammenhang zwischen natürlicher Polarisation P_{nat} und dem Magnetfeld B bzw Temperatur T wird in Anhang B gegeben.

Zur Berechnung des Peakhöhenverhältnisses werden die NMR-Spektren mit einem theoretisch ermittelten NMR-Spektrum angepaßt. Die Berechnung der theoretischen Kurve folgt der Methode von Hamada et al. [HAM 81]. Es stellte sich heraus, daß Parameter der Kurve, die mit Festkörpereigenschaften der Probe verknüpft sind (z.B. durch Spin-Spin-Wechselwirkung bewirkte Verbreiterung der Spitzen) für alle Spektren konstant sind. Die freien Parameter des Fits sind die Asymmetrie des Signals und das 'Rauschen' unter dem Signal [OTT 86]. Sie wurden variiert, um die bestmögliche Anpassung an das gemessene Spektrum zu erzielen. Aus der theoretischen Kurve wird das Peakhöhenverhältnis bestimmt.

	Flächenmethode	Verhältnismethode
P^+	0.145 ± 0.012	0.156 ± 0.017
P^-	0.153 ± 0.010	0.153 ± 0.015

Table 7: Polarisaton P_Z ausgewertet nach 2 unabhängigen Methoden (siehe Text)

Die Fläche unter den Spektren wird nach einem sorgfältigen Untergrundabzug (elektronisch bedingt) direkt aufintegriert.

Beide Methoden liefern innerhalb des Fehlers konsistente Ergebnisse. Die Polarisationswerte sind in Tabelle 7 wiedergegeben.

Der oben angegebene Fehler ist der systematische Fehler bei der Bestimmung der Polarisation (Normierungsfehler). Der statistische Fehler beträgt 3% und wurde zum Fehler der Vektoranalysierstärke quadratisch addiert.

5.6 Systematische Fehler

Der systematische Fehler bei der Messung des Wirkungsquerschnitts setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

1. 5% durch die Monte-Carlo-Korrektur, verursacht durch die Unsicherheit in der Bestimmung des Polynoms
2. 4% durch die Targetdicke
3. je 2% durch die Raumwinkel der Detektoren
4. 1% durch den einfallenden Strahl

Dies ergibt einen systematischen Fehler von 14%. Er ist in den angegebenen Fehlern nicht enthalten.

Systematische Fehler durch Raumwinkel etc. treten bei der iT_{11} -Messung nicht auf, wie aus der Gl 8 ersichtlich ist. Der systematische Fehler wird daher allein durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Polarisation verursacht. Er ist in Tab 7 angegeben.

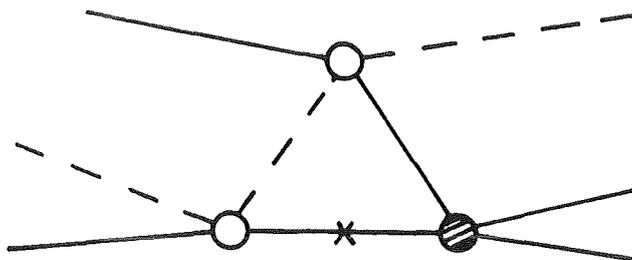
6 Ergebnisse

6.1 Faddeev-Rechnungen

In diesem Kapitel wird das Modell für das 3-Körper-Streuproblem von H. Garrcilazo vorgestellt [GAR 87]. Seine Rechnungen sind gegenwärtig die einzigen, die den Deuteronauflbruch, d.h. den Kanal mit 3 Teilchen im Endzustand beschreiben können. Die anderen Modelle beschränken sich auf die Reaktionskanäle mit 2 Teilchen im Endzustand [BLA 81] [AFN 85] [LAM 87] [RIN 83].

Das 3-Körper-Streuprobem wird als eine Folge von 2-Körper-Wechselwirkungen betrachtet. Um lösbar Gleichungen zu erhalten, macht H. Garrcilazo in seinem Modell zwei Näherungen:

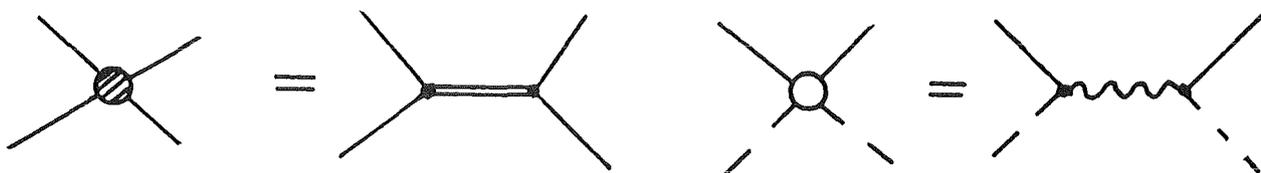
1. Das nicht an der Wechselwirkung beteiligte Teilchen befindet sich auf der Massenschale (angedeutet durch ein Kreuz).



2. Die 2-Körper Wechselwirkungen sind separabel (Isobar-Ansatz), d.h. die Übergangsmatrix kann wie folgt geschrieben werden:

$$t(p_i, p_f, S) = g(p_i) \cdot \tau(S) \cdot g(p_f)$$

wobei p_i, p_f der Impuls im Anfangs- bzw. Endzustand und $g(p)$ der Formfaktor ist. Die Funktionen $\tau(S)$ (S =Gesamtenergie) werden so konstruiert, daß sie die 2-Körper-Streuphase richtig wiedergeben. Die 2-Körper-Wechselwirkungen können dann mit Diagrammen so geschrieben werden:



Garcilazo berechnet in seinem Modell die Funktionen $\tau(S)$ für folgende 2-Körper-Partialwellen:

πN -System ($L_{2T,2J}$): $S_{11}, S_{31}, P_{11}, P_{31}, P_{13}, P_{33}$

NN-System (${}^{2S+1}L_J$): ${}^3S_1 - {}^3D_1, {}^1S_0$

Mit diesen Näherungen läßt sich das 3-Körper-Problem durch einen Satz von 3 gekoppelten Integralgleichungen für die 3 Übergangsamplituden schreiben. Das Gleichungssystem wird bis zu einem Gesamtdrehimpuls $J < 6$ gelöst, und bis $J = 14$ wird die Stoßnäherung (s.u.) berechnet.

Die Amplitude für die Deuteronauflösungsreaktion erhält man durch die Summe über diese Übergangsamplituden multipliziert mit Faktoren, die den Übergang vom 2-Teilchen-Untersystem zu 3-Teilchen-System beschreiben. Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt ist dann proportional zum Betragsquadrat der Auflösungsamplituden, während die Vektoranalysierstärke durch eine Interferenz verschiedener Amplituden gegeben ist [GYL 86A].

Um nun die Sensitivität des Modells auf die Eingabe aus der 2-Körper-Streuung zu untersuchen und um aus dem Vergleich mit dem Experiment etwas über die Notwendigkeit dieser Eingaben zu lernen, wurden verschiedene Rechnungen durchgeführt. Die Unterschiede lassen sich am besten an Fig 14 verdeutlichen. Die Deuteronauflösungsreaktion ist als Folge von 2-Körper-Wechselwirkungen dargestellt. Das erste Diagramm entspricht der Stoßnäherung ('impulse approximation', IA), d.h. das Pion wechselwirkt nur mit *einem* Nukleon. Der Wirkungsquerschnitt in dieser Näherung ist proportional zur πN -Übergangsamplitude multipliziert mit der Deuteronwellenfunktion. Das zweite Diagramm ist das Diagramm niedrigster Ordnung mit einer NN-Endzustandswechselwirkung (NN-FSI), die Diagramme 3-6 sind Diagramme von Prozessen höherer Ordnung.

Es wurden folgende Rechnungen durchgeführt:

- Rechnung in IA. Hier wurde nur das Diagramm 1 berechnet.
- Rechnung ohne kleine πN -Partialwellen. Es wurde nur die dominante P_{33} -Partialwelle in der πN -Wechselwirkung berücksichtigt.
- Rechnung ohne NN-FSI. Hier wurden alle Diagramme, in denen die beiden Nukleonen zuletzt miteinander wechselwirkten, gleich 0 gesetzt. In Fig 14 sind dies die Diagramme 2 und 6.
- Rechnung nur mit 1S_0 -Partialwelle der NN-Wechselwirkung (die ${}^3S_1 - {}^3D_1$ wurde nicht berücksichtigt).

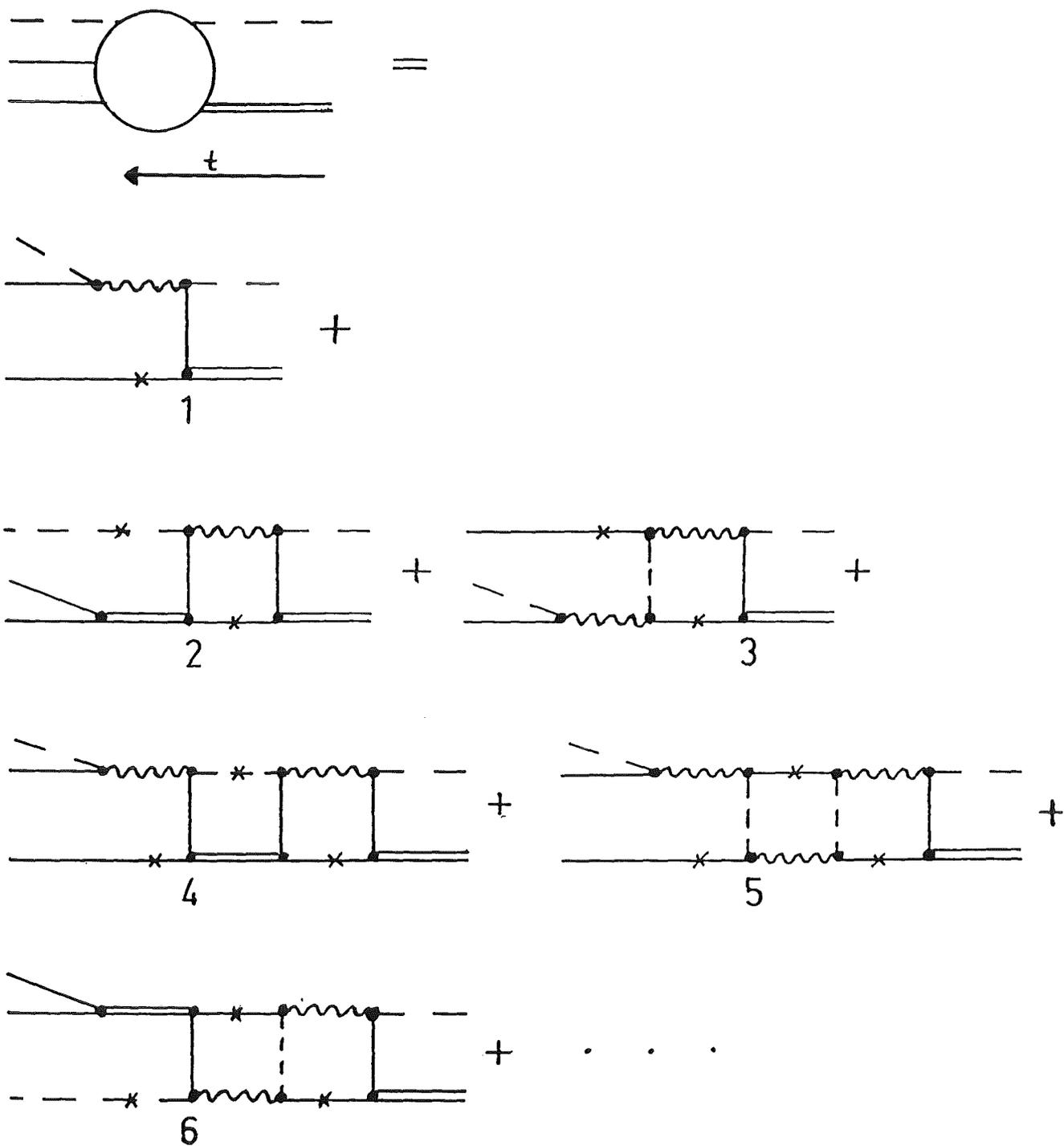


Figure 14: Deuteronauflösungsreaktion dargestellt als Folge von 2-Körper-Wechselwirkungen.

- Rechnung nur mit 3S_1 - 3D_1 -Partailwelle der NN-Wechselwirkung (die 1S_0 wurde nicht berücksichtigt).
- vollständige Rechnung. Es wurden all πN - und NN-Partialwellen berücksichtigt.
- Rechnung ohne D-Zustand. Im Eingangskanal wurde der Anteil des D-Zustandes der Deuteronwellenfunktion gleich 0 gesetzt.

6.2 Wirkungsquerschnittsmessung

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ ist in Abb 15 als Funktion des Protonimpulses p_p dargestellt. Es wurde bei 9 Pion-Proton-Winkelpaaren gemessen. Die Werte des Wirkungsquerschnittes sind im Anhang A aufgelistet. Durch die Verwendung des LD_2 -Targets konnte die Messung für alle Winkelpaare zu kleineren Protonimpulsen erweitert werden. Der Fehler der Daten in diesem Bereich wurde deutlich reduziert (Fig 16). Es kann nun ein detaillierter Vergleich mit der Theorie gemacht werden.

6.3 Diskussion der Wirkungsquerschnittsmessung

Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes ist für alle 9 gemessenen Winkelpaare ähnlich. Er weist bei einem Protonimpuls von $550 MeV/c - 600 MeV/c$ ein Maximum auf. Dieses ist am ausgeprägtesten bei den Winkelpaaren der freien πp -Streuung (Diagonale von links oben nach rechts unten). Hier ist die quasifreie πp -Streuung dominant und die IA-Rechnung beschreibt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes. Die Deuteronaufbruchreaktion kann in diesem Bereich als Streuung des Pion am einzelnen Nukleon, hier dem Proton, betrachtet werden.

Entfernt man sich vom kinematischen Bereich der quasifreien πp -Streuung, so nimmt der Wirkungsquerschnitt sehr schnell ab (typisch eine Größenordnung bei $\Delta p_p = 70 MeV/c$, $\Delta\Theta_\pi = 15^\circ$, $\Delta\Theta_p = 8^\circ$). Hier dominiert immer noch quasifreie πp -Streuung, allerdings ist jetzt die Deuteronwellenfunktion sehr viel kleiner.

Weit weg vom kinematischen Bereich der quasifreien πp -Streuung werden Mehrfachstreuungsprozesse wichtig. Die NN-FSI ist in den kinematischen Bereichen am größten, in denen der Relativimpuls der beiden Nukleonen klein ist. Der Grenzfall der NN-FSI ist die Bildung des Deuterons, also die elastische πd -Streuung. Betrachtet man Fig 6, so sollte also neben der kinematischen Linie für die elastische πd -Streuung die Effekte der NN-FSI besonders groß sein. Die FSI sollte weiterhin um den Protonimpuls konzentriert sein, der dem halben Deuteronimpuls in der elastischen πd -Streuung entspricht (Deuteronimpuls $p_d = 631 MeV/c$ bei $T_\pi = 294 MeV$ und $\Theta_\pi = 125^\circ$).

Die NN-FSI zeigt sich als Erhebung im Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei einem Protonimpuls von $p_p \approx 300 MeV/c$. Er wird durch die vollständige Rechnung von Garcilazo (Fig 15, durchgezogene Linie) gut beschrieben. Zum Vergleich ist eine IA-Rechnung (gestrichelte Linie) einge-

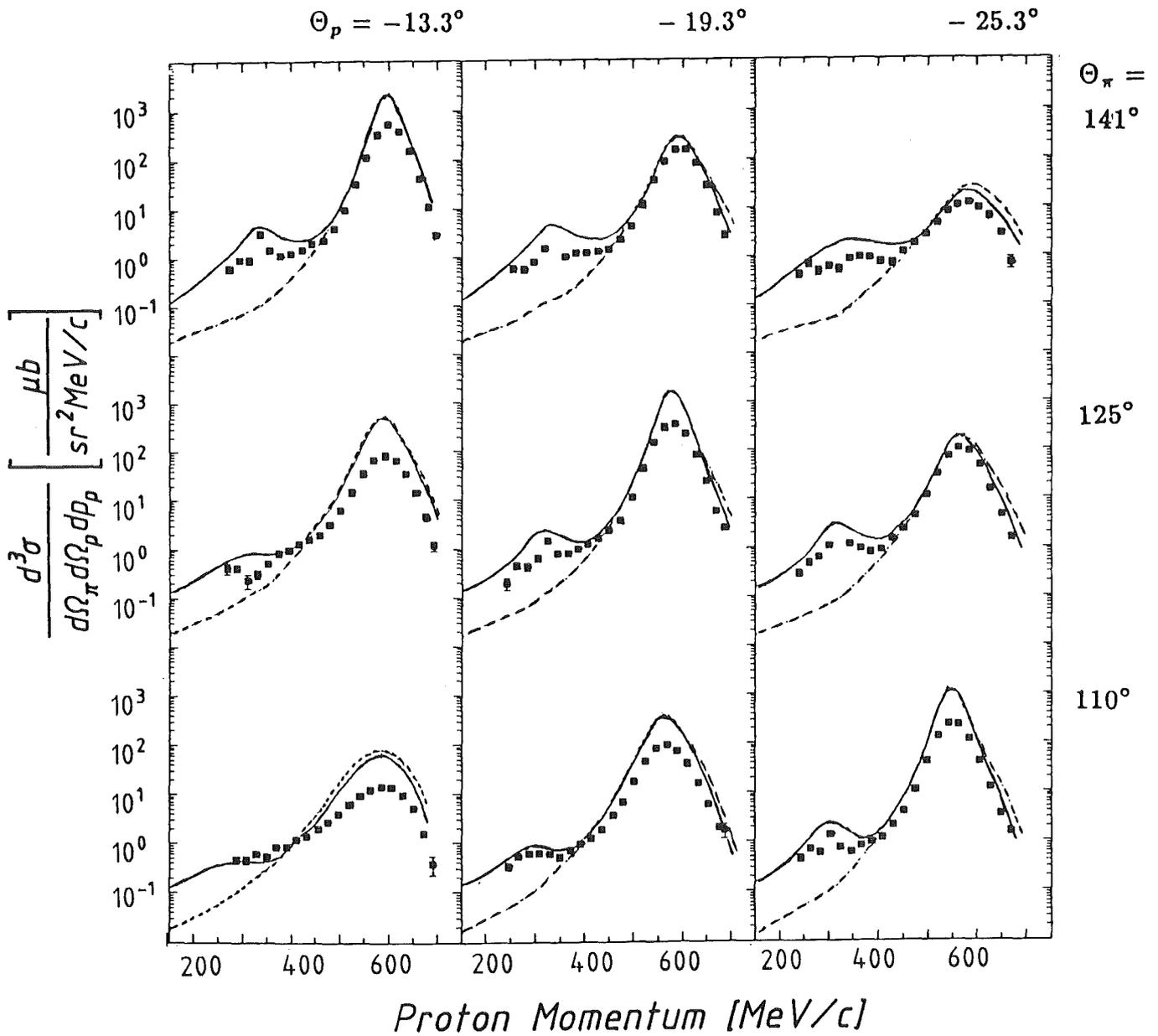


Figure 15: Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ als Funktion des Protonenimpulses bei $T_\pi = 294 \text{ MeV}$. Vergleich mit Faddeev Rechnung: vollständige Rechnung (durchgezogene Linie) und IA-Rechnung (gestrichelte Linie).

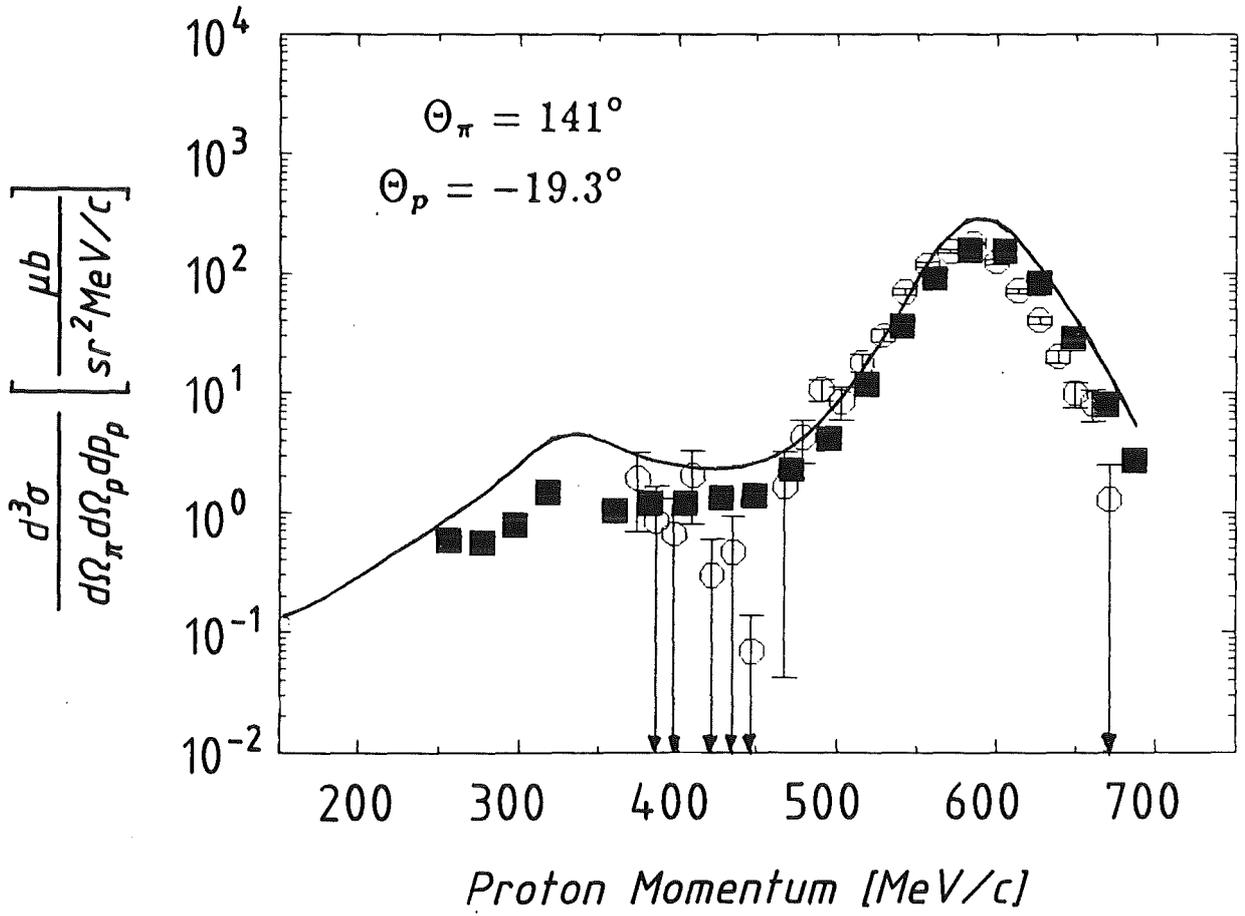


Figure 16: Vergleich bei $\Theta_\pi = 141^\circ$, $\Theta_p = -19.3^\circ$: ■ dieses Experiment, ○ Gyles et al. [GYL 86A]

zeichnet. Sie unterschätzt den Wirkungsquerschnitt im Bereich der NN-FSI um mehr als eine Größenordnung. Je mehr man sich vom kinematischen Bereich der NN-FSI zum Bereich der quasifreien Streuung bewegt, desto geringer wird der Unterschied zwischen vollständiger Rechnung und der Rechnung in der Impulsapproximation, bis er im Bereich der quasifreien Streuung völlig verschwindet.

Die beiden Nukleonen können in einem Zustand mit Isospin $T=0$ oder $T=1$ sein. Der $T=0$ Zustand hat Gesamtdrehimpuls $J=1$, während der $T=1$ Zustand Gesamtdrehimpuls $J=0$ hat. Das einzige gebundene Zweinukleonsystem, das Deuteron, hat Isospin $T=0$. Fig 17 zeigt den Vergleich mit Rechnungen, bei denen nur der $T=0$ Anteil (lange Striche) bzw. der $T=1$ Anteil (strichpunktierte Linie) bei der Rechnung berücksichtigt wurde. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der vollständigen Rechnung, bei der punktierten Linie wurde die NN-FSI ganz ausgeschaltet. Man sieht, daß die Erhebung im Wirkungsquerschnitt nahezu allein durch den $T=0$ Anteil der NN-Wechselwirkung verursacht wird. Er trägt zu 80% zum Wirkungsquerschnitt bei, der $T=1$ Anteil nur zu 20%. Die Dominanz des $T=0$ Anteils wird auch in der Pionproduktionsreaktion $NN \rightarrow \pi NN$ gefunden [DUB 86]. Sie wird verständlich, wenn man bedenkt, daß der wahrscheinlichste Zwischenzustand des πNN -Systems die Quantenzahlen $J^P = 2^+$ hat. Das Deuteron besitzt die Quantenzahlen $S = 1$ und $L = 0$. Wechselwirkt das Pion mit dem Nukleon, so geschieht dies bevorzugt in der P_{33} -Partialwelle, d.h. Drehimpuls $L = 1$. $L+S$ koppeln zu $J = 2$. Das Pion hat eine negative Eigenparität und die Parität eines $L = 1$ Zustandes ist ebenfalls negativ ($P(L) = (-1)^L$). Insgesamt ergeben sich damit für den Zwischenzustand die Quantenzahlen $J^P = 2^+$ (die Nukleonen haben positive Eigenparität). Genauso wie der Zustand gebildet wurde, kann er auch wieder zerfallen, d.h. die beiden Nukleonen befinden sich bevorzugt in einem Zustand mit den Quantenzahlen des Deuterons: $J = 1$ bzw. $T=0$.

Fig 18 zeigt die Sensitivität der Rechnung zum Anteil des D-Zustandes der Deuteronwellenfunktion. Die Unterschiede sind hier im Gebiet zwischen der NN-FSI und der quasifreien Streuung am ausgeprägtesten. Bei einem Protonimpuls um $p_p = 300 \text{ MeV}/c$ (große NN-FSI) ist der Unterschied nicht so groß, im Bereich der quasifreien Streuung stimmen beide Rechnungen überein.

Der Vergleich mit der Rechnung ohne kleine πN -Partialwellen, der vollständigen Rechnung und den Daten (Fig 19) zeigt folgendes: Im Bereich der quasifreien Streuung werden die Daten durch die Rechnung ohne kleine πN -Partialwellen schlechter beschrieben als mit der vollständigen Rechnung.

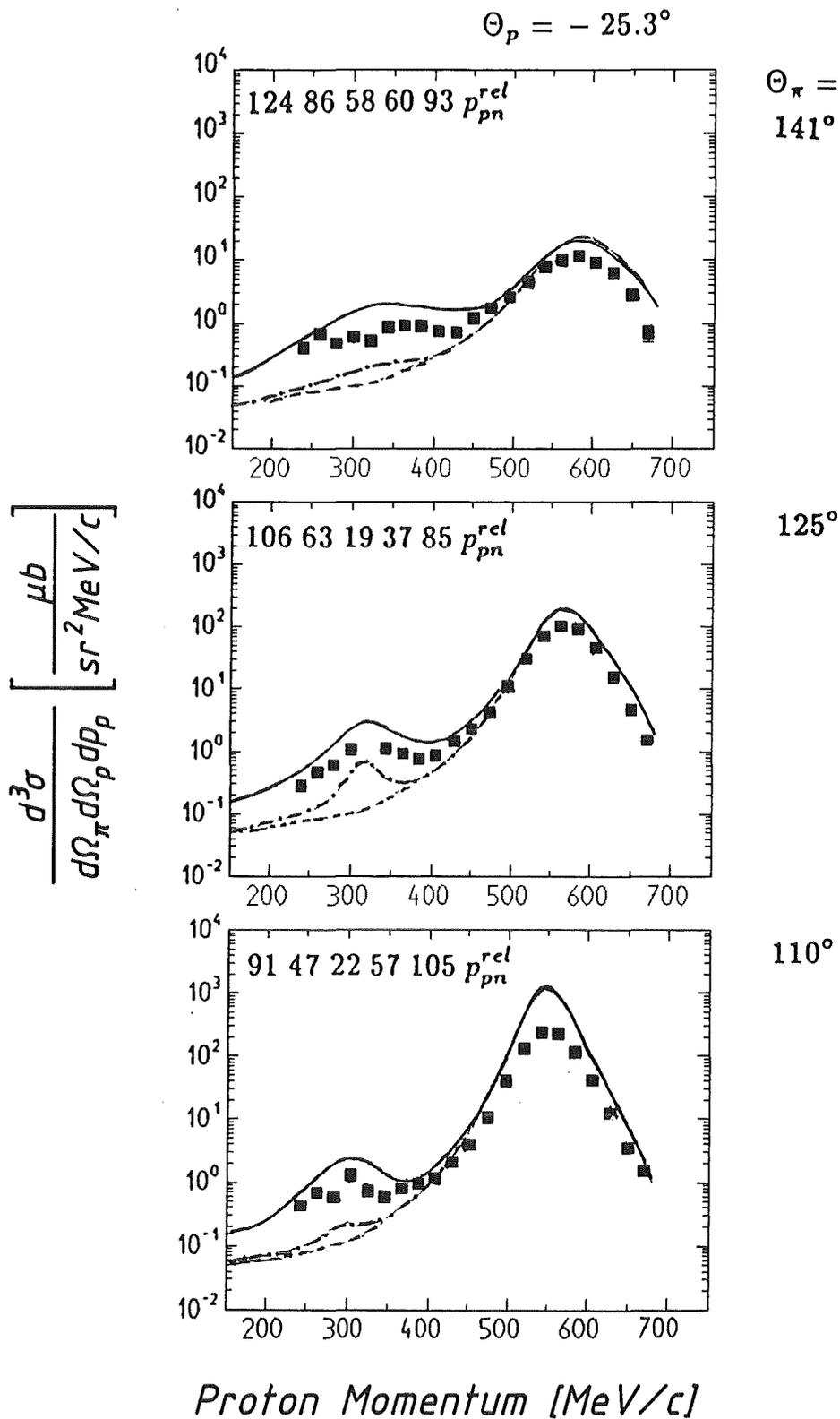


Figure 17: Rechte Spalte von Fig 15. Vergleich mit Rechnung: vollständige Rechnung (durchgezogene Linie), nur T=0 Anteil der FSI (lange Striche), nur T=1 Anteil (strichpunktierte Linie), keine FSI (punktierte Linie).

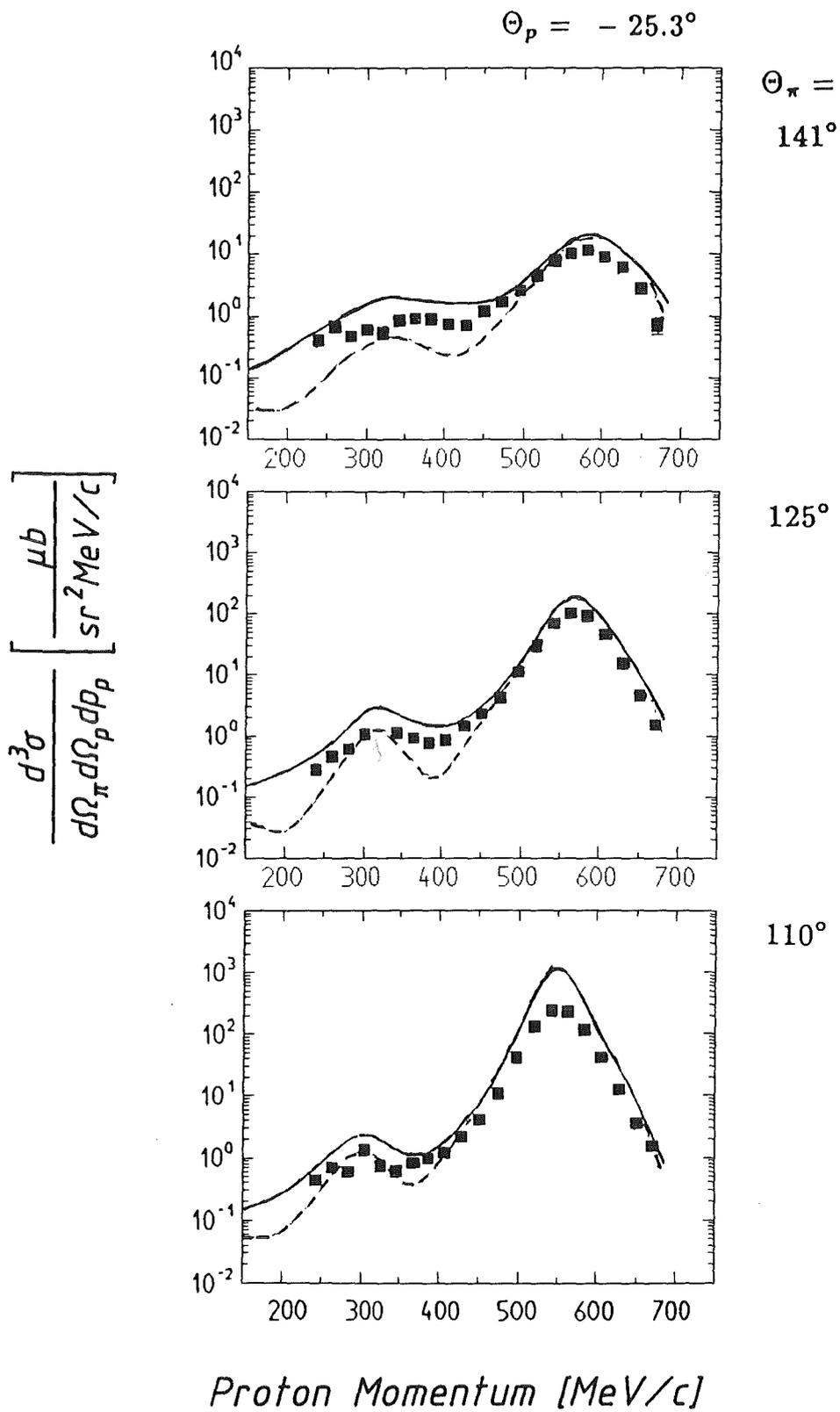


Figure 18: Rechte Spalte von Fig 15. Vergleich mit Rechnung: vollständige Rechnung (durchgezogene Linie), Rechnung mit Deuteronwellenfunktion ohne D-Zustand (punktirierte Linie).

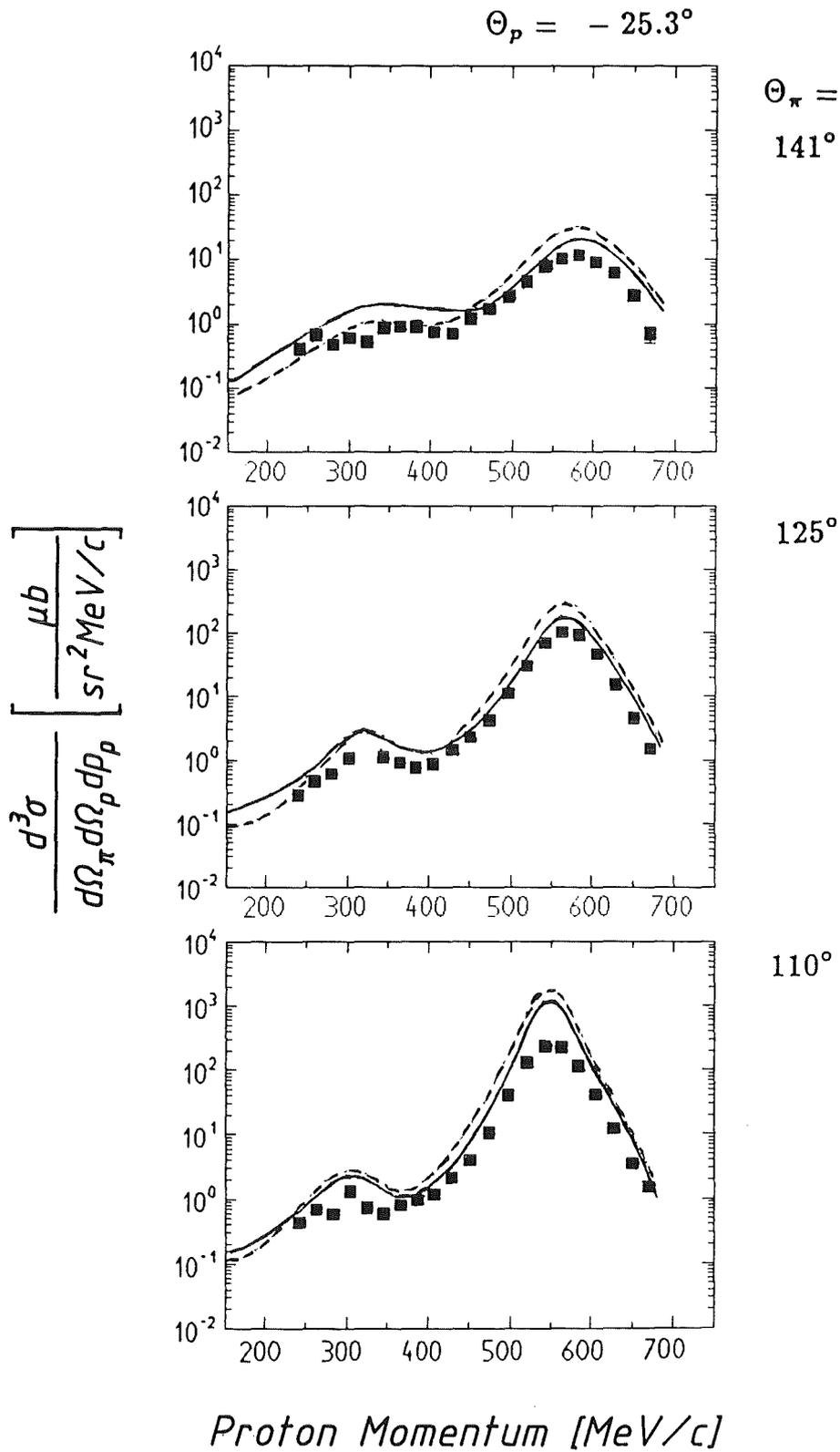


Figure 19: Rechte Spalte von Fig 15. Vergleich mit Rechnung: volle Rechnung (durchgezogene Linie), Rechnung ohne kleine πN -Partialwellen (gestrichelte Linie).

Alle Vergleiche (FSI, D-Zustand und kleine πN -Partialwellen) zeigen deutlich, daß alle Wechselwirkungsmechanismen in den Faddev 3-Körper-Rechnungen berücksichtigt werden müssen, um den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt beschreiben zu können.

6.4 iT_{11} -Messung

Fig 20,21,22,23 zeigen die Ergebnisse der Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11} bei 134 MeV bzw. 228 MeV. Die Daten werden wieder verglichen mit der Rechnung von H. Garcilazo. Eingezeichnet sind die vollständige Rechnung (durchgezogene Linie) und die IA-Rechnung (punktierter Linie).

6.5 Diskussion der iT_{11} -Messung

Die Vektoranalysierstärke iT_{11} zeigt im Bereich der quasifreien Streuung, markiert durch einen Pfeil auf der Diagonalen von links oben nach rechts unten, einen glatten Verlauf und ist hier für $\Theta_\pi \geq 108.5^\circ$ ($T_\pi = 134$ MeV) bzw. $\Theta_\pi \geq 117.5^\circ$ ($T_\pi = 228$ MeV) kleiner als 0.05. Für kleinere Pionwinkel wird iT_{11} positiv, so ist $iT_{11} = 0.15$ bei $\Theta_\pi = 95.9^\circ$, $T_\pi = 228$ MeV. Im quasifreien Bereich werden die Daten durch die vollständige Rechnung (durchgezogene Linie), aber auch schon durch die IA-Rechnung (punktierter Linie) beschrieben. Die Frage ist, ob die Deuteronaufbruchreaktion im quasifreien Bereich als Streuung eines Pions an einem polarisierten Proton betrachtet werden kann. Dazu wurde die der Vektoranalysierstärke entsprechende Größe in der πp -Streuung, A_y , für $T_\pi = 134, 228$ MeV mit einer Streuphasenanalyse berechnet. In Fig 24 sind A_y multipliziert mit dem Faktor $1/\sqrt{3}$ und iT_{11} verglichen. Man sieht, daß das Bild der Streuung eines Pions am polarisierten Proton zutrifft.

Entfernt man sich vom kinematischen Bereich der quasifreien πp -Streuung, so werden bedingt durch die Abnahme des Wirkungsquerschnittes [GYL 86A](s.a. Kap 6.2) die Fehler der Daten schnell größer. Um trotzdem signifikante Aussagen machen zu können, werden die iT_{11} -Daten bei den beiden kleinsten Pionwinkeln $\Theta_\pi = 106.7^\circ, 95.9^\circ$ ($T_\pi = 228$ MeV) über die Protonwinkel gemittelt. Die theoretischen Vorhersagen bei den verschiedenen Protonwinkeln unterscheiden sich nur gering für diese beiden π -Winkel. Weiterhin zeigen bei diesen beiden π -Winkeln die volle Rechnung und die Rechnung in der Impulsapproximation für den Bereich kleiner Protonimpulse (großer NN-FSI) die größten Unterschiede. Fig 25 zeigt die über die Protonwinkel gemittelten Daten. Auch die theoretischen Vorhersagen wurden über die Protonwinkel gemittelt. Der Vergleich zeigt, daß die Rechnung ohne NN-FSI im Bereich kleiner Protonimpulse die Daten nicht beschreiben kann. Zusätzlich eingezeichnet sind die Rechnungen, bei der nur der T=1 bzw. T=0 Anteil der FSI berücksichtigt wurde. Die durchgezogene Kurve entspricht der vollen Theorie.

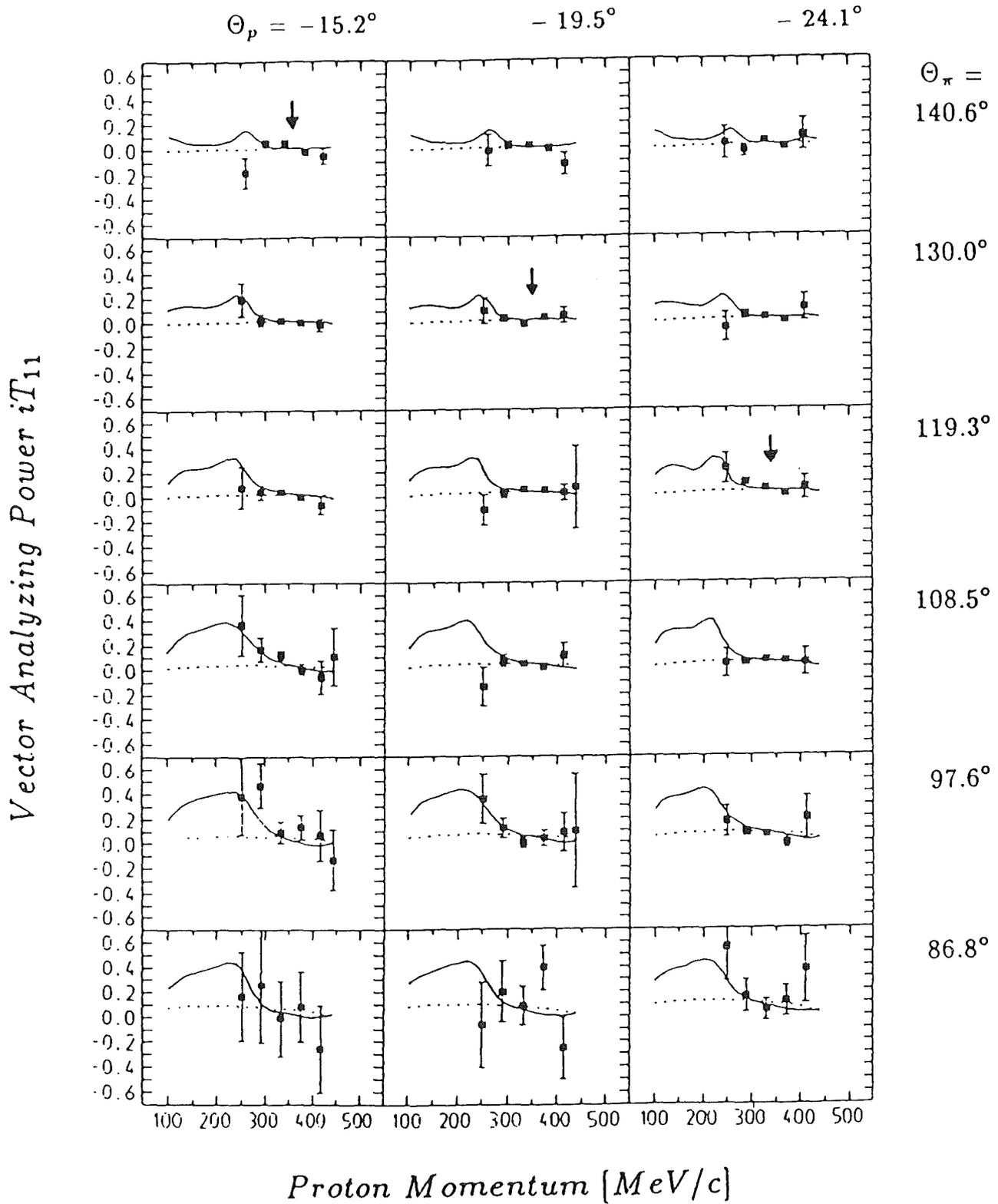


Figure 20: Vektoranalysierstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 134 \text{ MeV}$: vollständige Rechnung (durchgezogene Linie), IA-Rechnung (punktierete Linie).

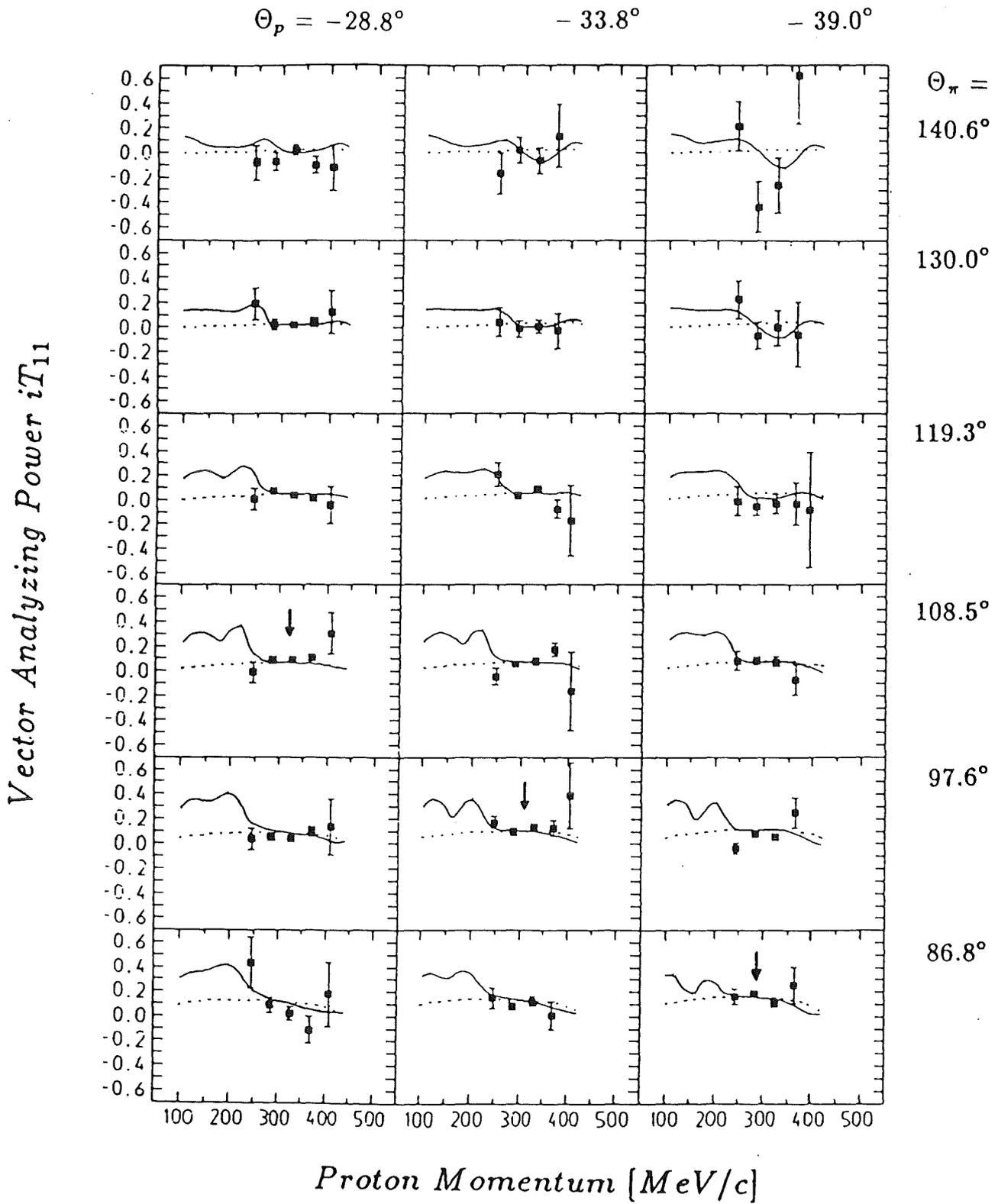


Figure 21: Vektoranalyserstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 134 \text{ MeV}$ für größere Protonwinkel.

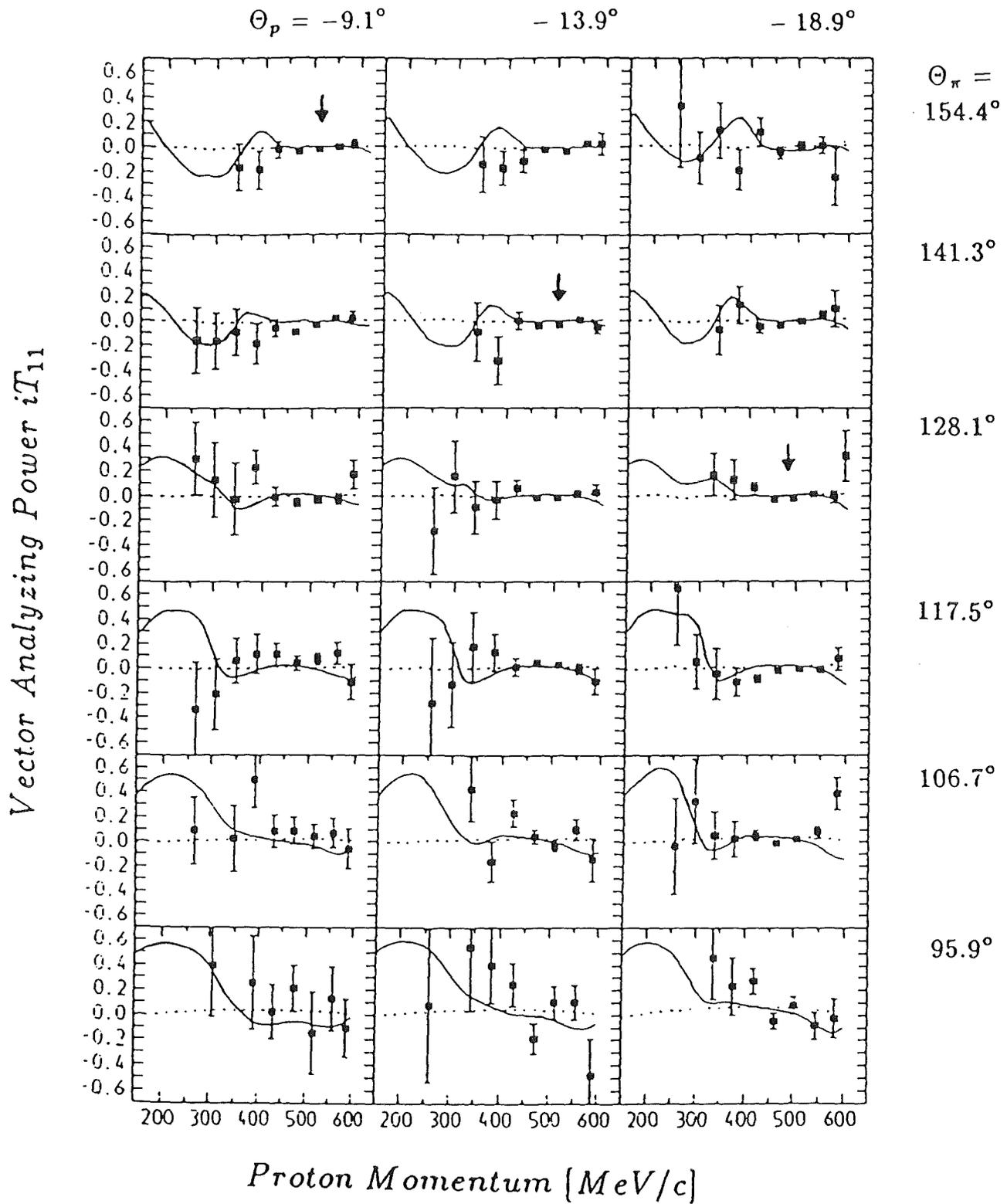


Figure 22: Vektoranalysierstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 228 \text{ MeV}$: vollständige Rechnung (durchgezogene Linie), IA-Rechnung (punktierte Linie).

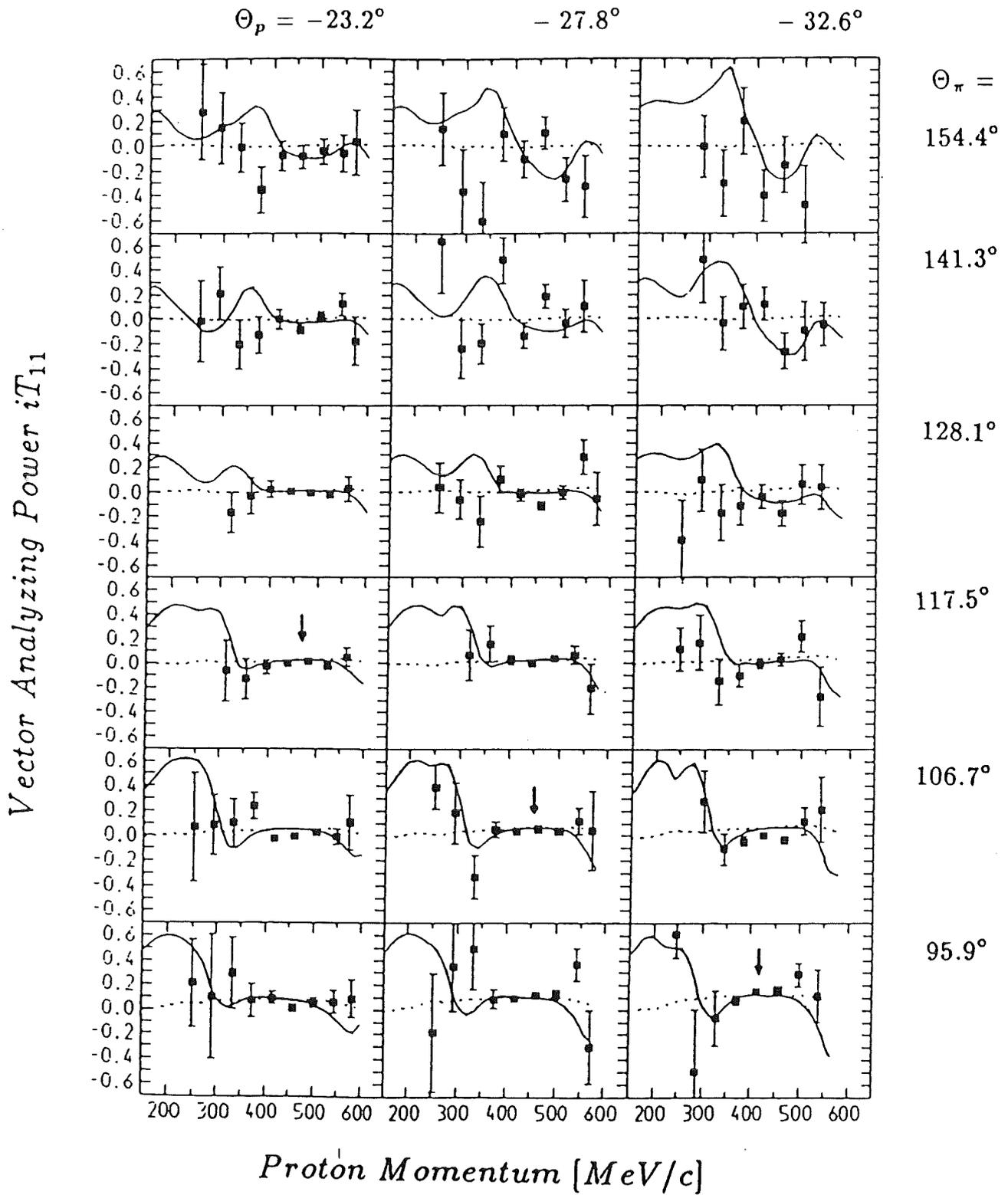


Figure 23: Vektoranalysierstärke iT_{11} als Funktion des Protonimpulses p_p bei $T_\pi = 228$ MeV für größere Protonwinkel.

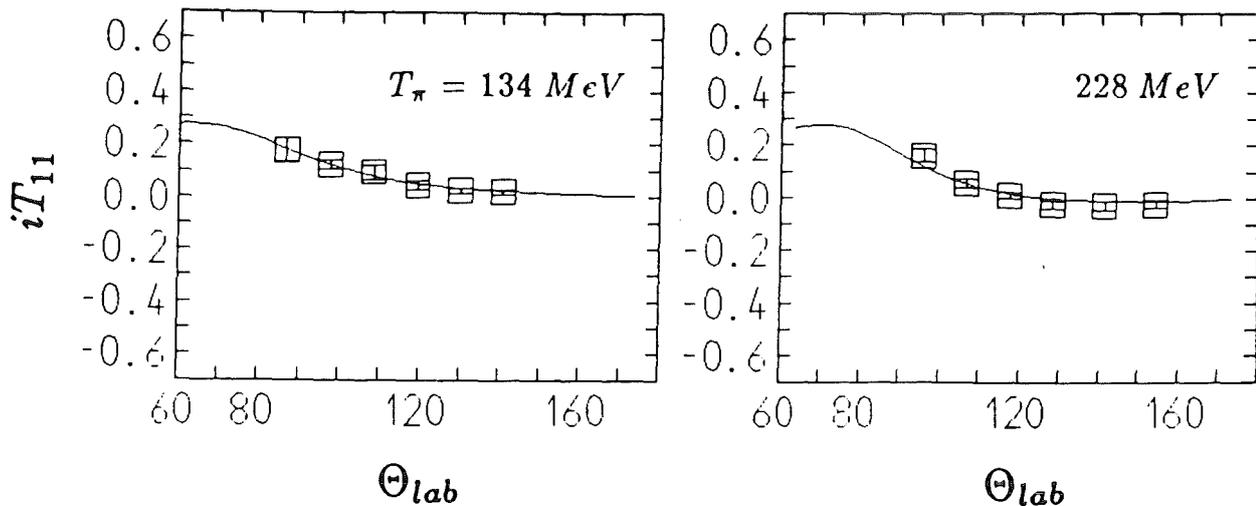


Figure 24: Vergleich von iT_{11} mit A_y der πp -Streuung (siehe Text)

Im weiteren wird die Vektoranalysierstärke iT_{11} bei 4 Winkelpaaren $(\Theta_\pi, \Theta_p) = (106.7^\circ, 27.8^\circ), (106.7^\circ, 32.6^\circ), (95.9^\circ, 27.8^\circ), (95.9^\circ, 32.6^\circ)$ untersucht ($T_\pi = 228 \text{ MeV}$). Diese Winkelpaare werden gewählt, weil iT_{11} hier im quasifreien Bereich von 0 verschieden ist. Fig 26 zeigt den Vergleich zwischen der vollen Rechnung und der Rechnung ohne D-Zustand in der Deuteronwellenfunktion. Im quasifreien Gebiet stimmen beide Rechnungen wiederum überein, während bei großen Protonimpulsen ($p_p > 520 \text{ MeV}/c$) große Unterschiede zwischen den Rechnungen bestehen. Leider ist hier der Fehler der Datenpunkte so groß, daß keine Aussage über den Einfluß des D-Zustandes gemacht werden kann.

Fig 27 zeigt für die gleichen Winkelpaare die volle Rechnung und die Rechnung ohne kleine πN -Partialwellen. Hier unterscheiden sich die Rechnungen im Bereich der quasifreien πN -Streuung. Die Daten zeigen, daß die kleinen πN -Partialwellen für die korrekte Beschreibung der Vektoranalysierstärke notwendig sind.

Der Vergleich mit den Rechnungen zeigt, wie schon beim Wirkungsquerschnitt, daß nur die vollständige Rechnung die Daten beschreiben kann.

In Fig 28 ist die Vektoranalysierstärke bei 4 verschiedenen Einschußenergien dargestellt (jeweils 2 Winkelpaare). Zum Vergleich mit den Daten ist die vollständige Rechnung eingezeichnet. Sie wurde für die Winkelpaare $(\Theta_\pi, \Theta_p) = (107^\circ, -33^\circ), (87^\circ, -38^\circ)$ durchgeführt. Die eingezeichneten Daten sind die gemessenen iT_{11} -Werte bei den Winkelpaaren, die den

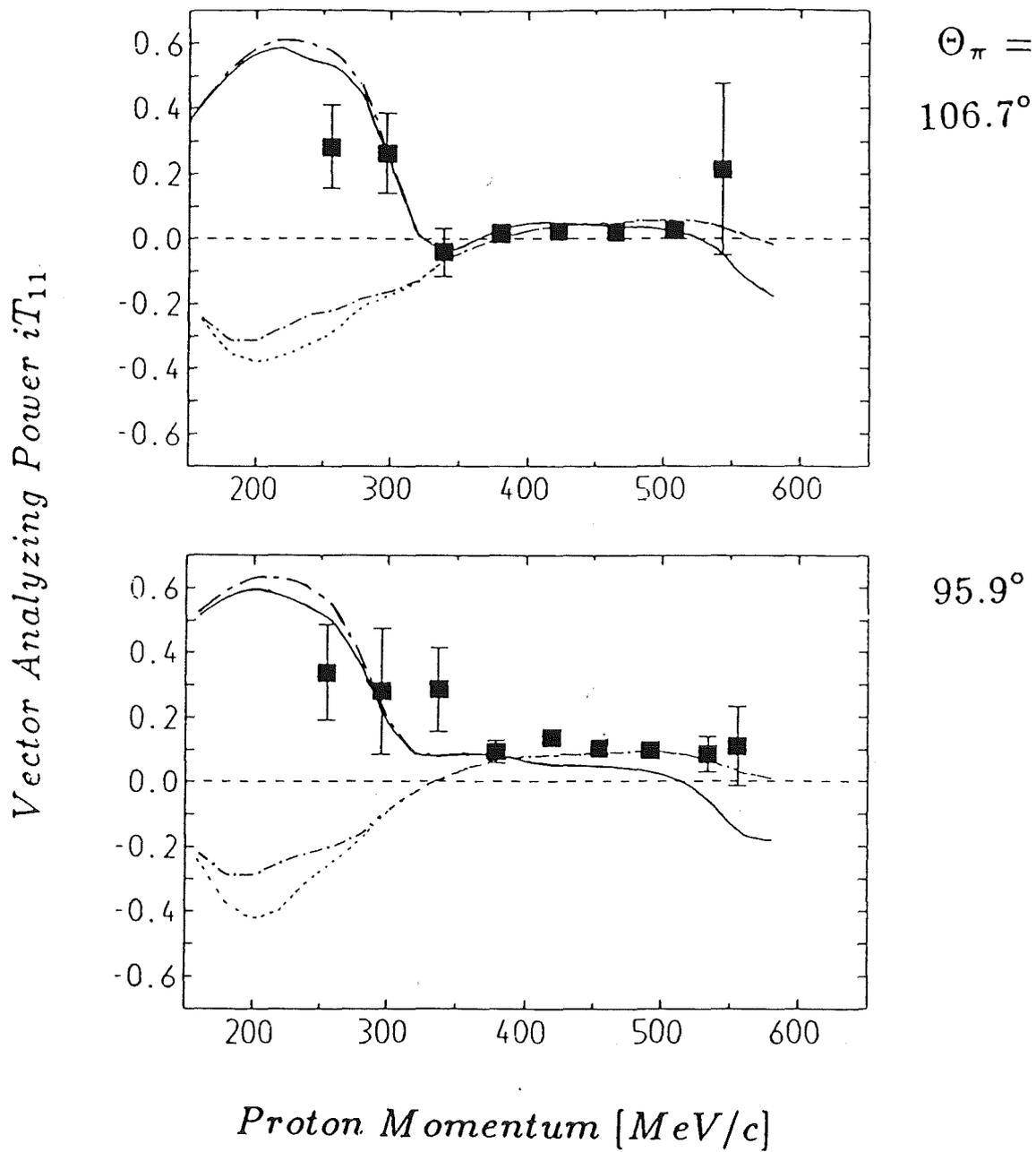


Figure 25: iT_{11} gemittelt über Protonwinkel für Pionwinkel $\Theta_\pi = 106.7^\circ$, 95.9° . Vergleich mit voller Rechnung (durchgezogene Linie), Rechnung ohne FSI (punktierte Linie)

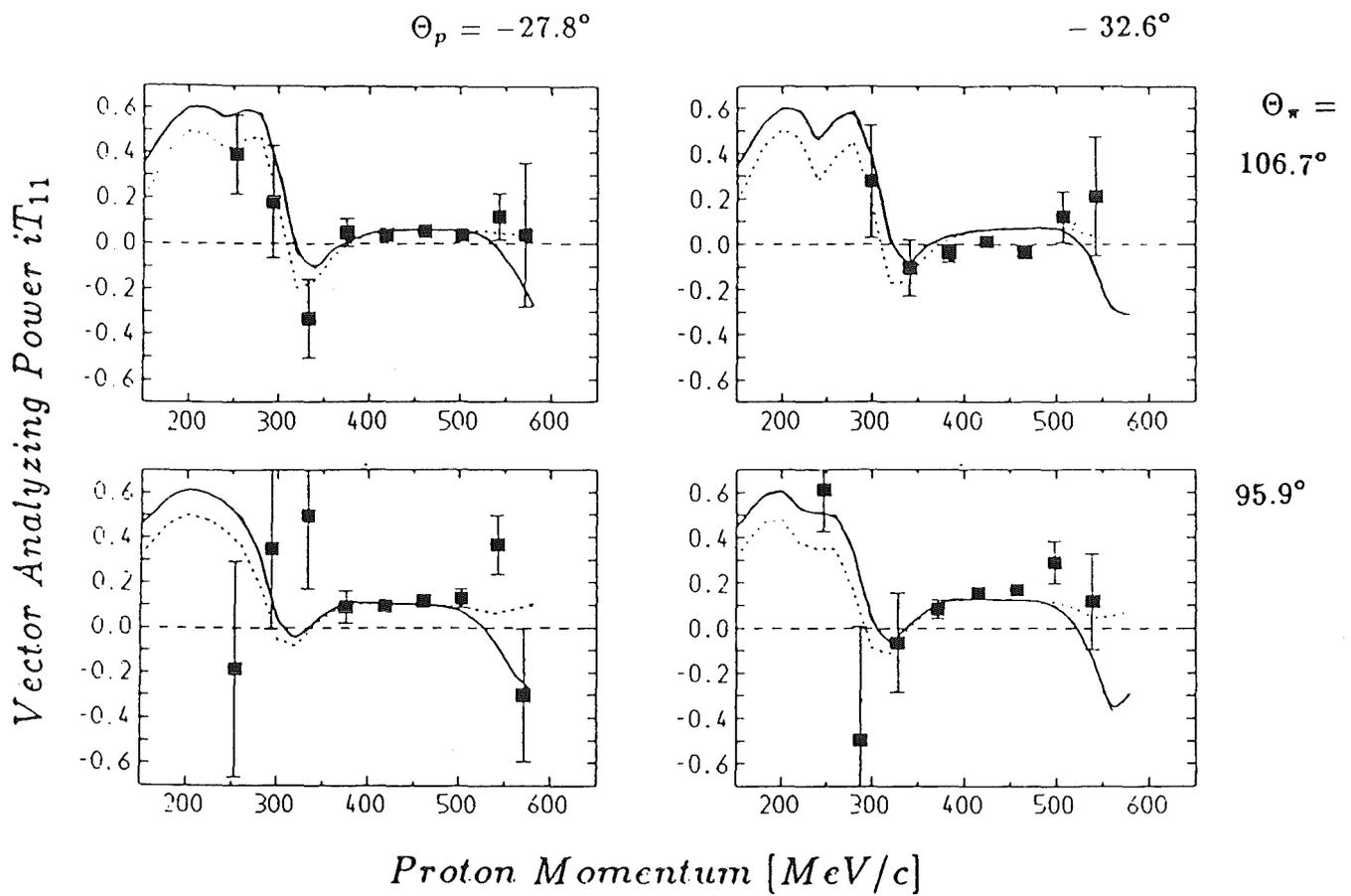


Figure 26: iT_{11} für 4 Winkelpaare (siehe Text). Vergleich mit voller Rechnung (durchgezogene Kurve), Rechnung ohne D-Zustand (punktierter Kurve)

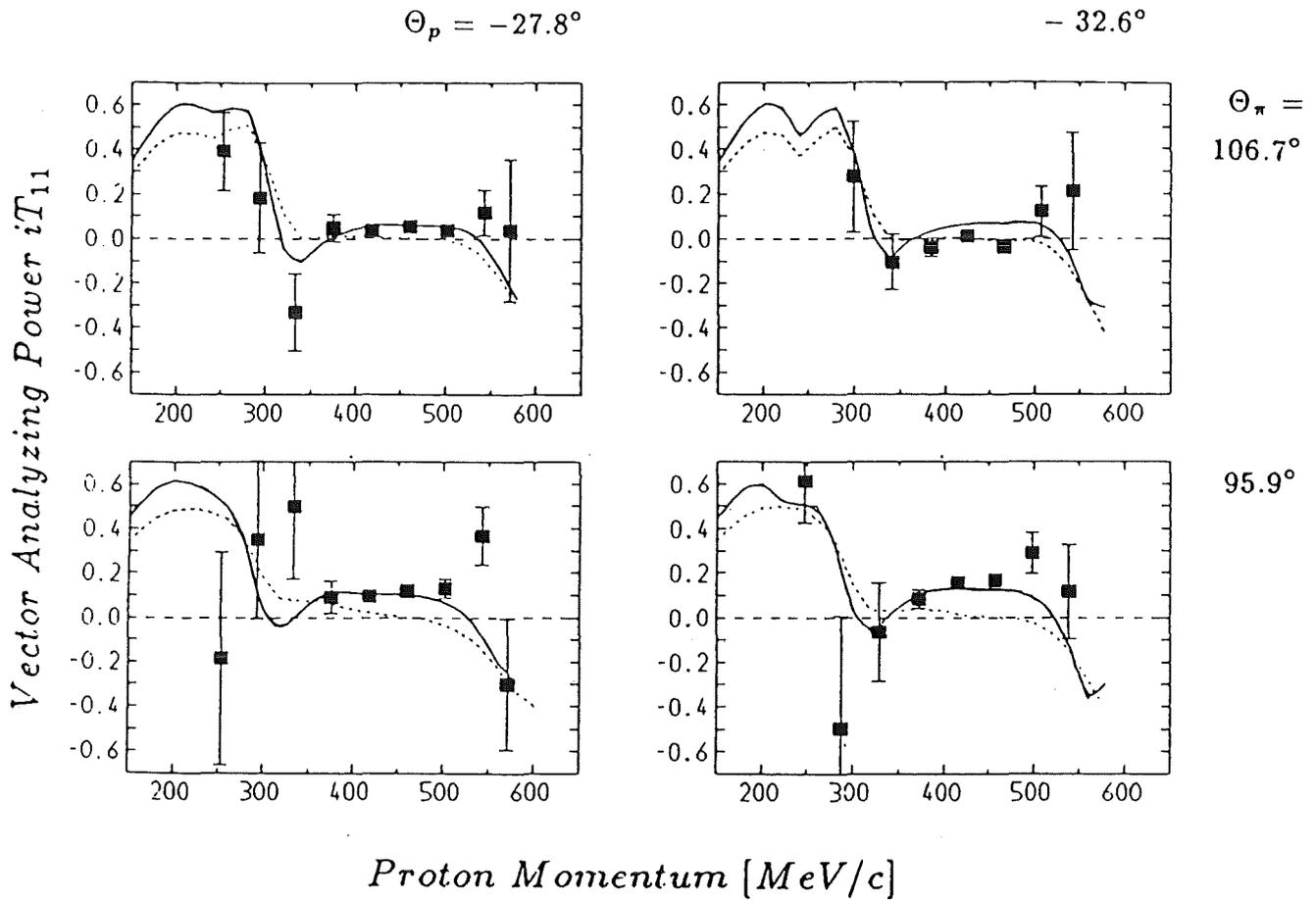


Figure 27: iT_{11} für 4 Winkelpaare (siehe Text). Vergleich mit voller Rechnung (durchgezogene Kurve), Rechnung ohne kleine πN -Partialwellen (punktierete Kurve)

gerechneten Winkelpaaren am nächsten liegen. Man sieht, daß das Modell von H. Garcilazo in der Lage ist, die Vektoranalysierstärke über den gemessenen Energiebereich korrekt zu beschreiben.

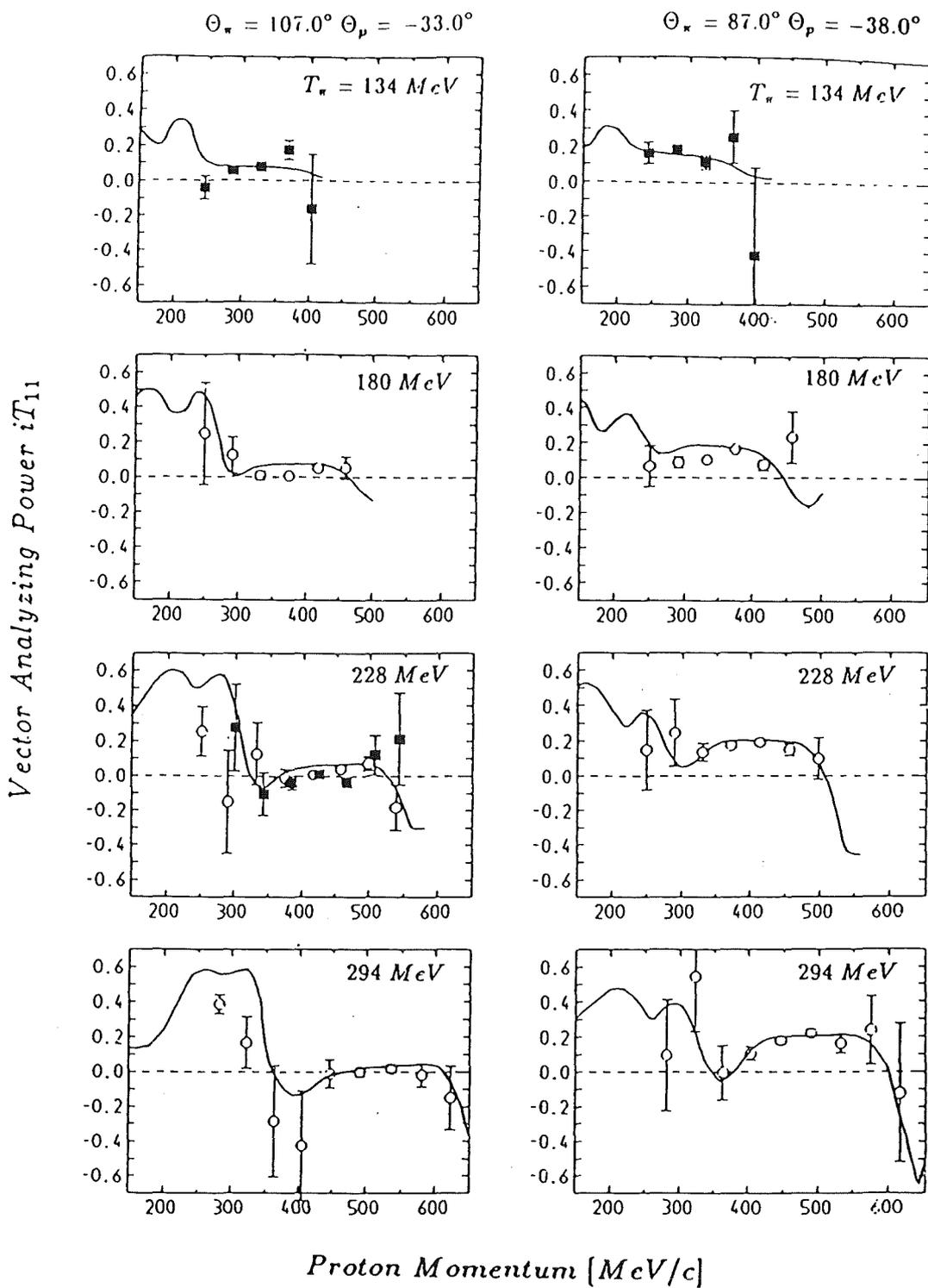


Figure 28: Energieabhängigkeit der Vektoranalysierstärke iT_{11} . ■ dieses Experiment, ○ Gyles et al. [GYL 86A]. Vergleich mit vollständiger Rechnung (siehe Text).

7 Zusammenfassung und Ausblick

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt wird durch die relativistische Faddeev-Theorie von Garcilazo gut beschrieben. Speziell im Bereich der NN-Endzustandswechselwirkung ist die Übereinstimmung sehr gut. Es wurde gezeigt, daß in diesem Bereich die IA-Rechnung den Verlauf der Daten nicht wiedergeben kann. Sie unterschätzt den Wirkungsquerschnitt hier um mehr als eine Größenordnung. Im kinematischen Gebiet der quasifreien Streuung dagegen liefert die IA-Rechnung eine gute Beschreibung.

Auch die Vektoranalysierstärke iT_{11} wird durch die Theorie gut beschrieben. Bedingt durch die geringe Targetpolarisation von $P_Z = 0.15$ und die Abnahme des Wirkungsquerschnittes ist der Fehler weit weg vom Bereich der quasifreien Streuung relativ groß. Eine wesentliche Verringerung der Fehler kann nur durch eine höhere Targetpolarisation erzielt werden. Deuteronpolarisationen von $P_Z = 0.4$ wurden kürzlich am SIN erreicht [OTT 87]. Mit dieser höheren Polarisation wäre dann die Messung von iT_{11} weit weg vom quasifreien Bereich mit kleinen Fehlern möglich.

Bei $T_\pi = 134 \text{ MeV}$ zeigt iT_{11} in der Deuteronaufbruchreaktion keine besonderen Strukturen. Solche besonderen Strukturen waren in der Tensorpolarisation t_{20} der elastischen πd -Streuung bei dieser Energie gesehen worden [GRU 82].

Untersucht man die Theorie auf ihre Sensitivität gegenüber den verschiedenen Anteilen der 2-Körper-Wechselwirkung und vergleicht dann die Rechnungen mit den Daten, so läßt sich folgendes feststellen:

1. Die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts im Bereich der NN-FSI wird zu mehr als 80% durch den $T=0$ Anteil der NN-Wechselwirkung verursacht, der $T=1$ Anteil trägt weniger als zu 20% bei.
2. Die kleinen Partialwellen der πN -Wechselwirkung sind notwendig. Die dominante P_{33} -Partialwelle kann die Daten der Vektoranalysierstärke iT_{11} bei $\Theta_\pi = 95.9^\circ, 106.7^\circ, \Theta_p = 27.8^\circ, 32.6^\circ$ ($T_\pi = 228 \text{ MeV}$) nicht beschreiben.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das πNN -System durch die relativistische Faddeev-Theorie von Garcilazo über den gesamten gemessenen Phasenbereich gut beschrieben wird.

A Tabelle des Wirkungsquerschnittes

Wirkungsquerschnitt für $\pi p \rightarrow \pi pn$. ($T_\pi = 294 \text{ MeV}$)

Θ_π [deg]	Θ_p [deg]	p_p [MeV/c]	$d^3\sigma / d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ [$\mu\text{b} / (\text{sr})^2(\text{MeV}/c)$]	
141.0	-13.3	273.57	0.6053E+00	$\pm 0.9920E-01$
141.0	-13.3	294.41	0.9184E+00	$\pm 0.1048E+00$
141.0	-13.3	315.27	0.9139E+00	$\pm 0.1164E+00$
141.0	-13.3	335.69	0.3206E+01	$\pm 0.1513E+00$
141.0	-13.3	356.52	0.1488E+01	$\pm 0.1279E+00$
141.0	-13.3	378.22	0.1134E+01	$\pm 0.1304E+00$
141.0	-13.3	400.39	0.1265E+01	$\pm 0.1358E+00$
141.0	-13.3	422.54	0.1497E+01	$\pm 0.1445E+00$
141.0	-13.3	444.04	0.1963E+01	$\pm 0.1673E+00$
141.0	-13.3	466.17	0.2301E+01	$\pm 0.1621E+00$
141.0	-13.3	488.48	0.3952E+01	$\pm 0.1995E+00$
141.0	-13.3	510.86	0.9615E+01	$\pm 0.2860E+00$
141.0	-13.3	532.61	0.3280E+02	$\pm 0.6353E+00$
141.0	-13.3	553.32	0.1135E+03	$\pm 0.1406E+01$
141.0	-13.3	575.11	0.3303E+03	$\pm 0.2644E+01$
141.0	-13.3	597.54	0.5341E+03	$\pm 0.4087E+01$
141.0	-13.3	619.85	0.3827E+03	$\pm 0.4495E+01$
141.0	-13.3	640.85	0.1537E+03	$\pm 0.2656E+01$
141.0	-13.3	660.98	0.4167E+02	$\pm 0.9918E+00$
141.0	-13.3	681.15	0.1103E+02	$\pm 0.5018E+00$
141.0	-13.3	695.23	0.2898E+01	$\pm 0.4311E+00$
141.0	-19.3	255.82	0.5907E+00	$\pm 0.9586E-01$
141.0	-19.3	276.42	0.5605E+00	$\pm 0.9965E-01$
141.0	-19.3	297.10	0.7871E+00	$\pm 0.1069E+00$
141.0	-19.3	317.69	0.1476E+01	$\pm 0.1216E+00$
141.0	-19.3	359.74	0.1033E+01	$\pm 0.1218E+00$
141.0	-19.3	381.87	0.1192E+01	$\pm 0.1297E+00$
141.0	-19.3	404.50	0.1187E+01	$\pm 0.1296E+00$
141.0	-19.3	427.11	0.1308E+01	$\pm 0.1438E+00$

Θ_π [deg]	Θ_p [deg]	p_p [MeV/c]	$d^3\sigma / d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ [$\mu b / (sr)^2 (MeV/c)$]	
141.0	-19.3	449.10	0.1398E+01	$\pm 0.1638E+00$
141.0	-19.3	471.87	0.2279E+01	$\pm 0.1629E+00$
141.0	-19.3	494.88	0.4173E+01	$\pm 0.2190E+00$
141.0	-19.3	517.79	0.1170E+02	$\pm 0.3597E+00$
141.0	-19.3	539.95	0.3627E+02	$\pm 0.7956E+00$
141.0	-19.3	560.92	0.9046E+02	$\pm 0.1254E+01$
141.0	-19.3	582.76	0.1556E+03	$\pm 0.1633E+01$
141.0	-19.3	604.90	0.1511E+03	$\pm 0.1690E+01$
141.0	-19.3	626.37	0.8238E+02	$\pm 0.1231E+01$
141.0	-19.3	647.97	0.2833E+02	$\pm 0.6206E+00$
141.0	-19.3	669.79	0.7976E+01	$\pm 0.3380E+00$
141.0	-19.3	686.95	0.2765E+01	$\pm 0.4344E+00$
141.0	-25.3	238.89	0.4095E+00	$\pm 0.7291E-01$
141.0	-25.3	259.21	0.6739E+00	$\pm 0.1164E+00$
141.0	-25.3	279.49	0.4769E+00	$\pm 0.9130E-01$
141.0	-25.3	300.15	0.6024E+00	$\pm 0.8973E-01$
141.0	-25.3	321.28	0.5365E+00	$\pm 0.1029E+00$
141.0	-25.3	342.66	0.8647E+00	$\pm 0.9759E-01$
141.0	-25.3	363.33	0.9219E+00	$\pm 0.1113E+00$
141.0	-25.3	383.44	0.9086E+00	$\pm 0.1145E+00$
141.0	-25.3	404.92	0.7557E+00	$\pm 0.1239E+00$
141.0	-25.3	427.55	0.7132E+00	$\pm 0.1285E+00$
141.0	-25.3	449.55	0.1211E+01	$\pm 0.1407E+00$
141.0	-25.3	472.31	0.1745E+01	$\pm 0.1480E+00$
141.0	-25.3	495.25	0.2654E+01	$\pm 0.1996E+00$
141.0	-25.3	518.03	0.4604E+01	$\pm 0.2260E+00$
141.0	-25.3	539.96	0.7911E+01	$\pm 0.3003E+00$
141.0	-25.3	560.60	0.1051E+02	$\pm 0.3298E+00$
141.0	-25.3	581.88	0.1195E+02	$\pm 0.3579E+00$
141.0	-25.3	603.14	0.9280E+01	$\pm 0.3306E+00$
141.0	-25.3	625.63	0.6264E+01	$\pm 0.2677E+00$
141.0	-25.3	648.80	0.2791E+01	$\pm 0.2134E+00$
141.0	-25.3	669.38	0.7052E+00	$\pm 0.1942E+00$

Θ_π [deg]	Θ_p [deg]	p_p [MeV/c]	$d^3\sigma / d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ [$\mu b / (sr)^2 (MeV/c)$]	
125.0	-13.3	268.95	0.4031E+00	$\pm 0.9812E-01$
125.0	-13.3	289.28	0.4144E+00	$\pm 0.7345E-01$
125.0	-13.3	309.97	0.2295E+00	$\pm 0.7133E-01$
125.0	-13.3	331.34	0.3126E+00	$\pm 0.6716E-01$
125.0	-13.3	352.52	0.5100E+00	$\pm 0.7514E-01$
125.0	-13.3	373.65	0.8333E+00	$\pm 0.8717E-01$
125.0	-13.3	395.21	0.9552E+00	$\pm 0.9673E-01$
125.0	-13.3	416.71	0.1268E+01	$\pm 0.1151E+00$
125.0	-13.3	437.54	0.1595E+01	$\pm 0.1424E+00$
125.0	-13.3	458.95	0.1990E+01	$\pm 0.1268E+00$
125.0	-13.3	480.51	0.3188E+01	$\pm 0.1439E+00$
125.0	-13.3	502.03	0.6235E+01	$\pm 0.1699E+00$
125.0	-13.3	525.40	0.1485E+02	$\pm 0.2656E+00$
125.0	-13.3	547.95	0.3570E+02	$\pm 0.4816E+00$
125.0	-13.3	569.24	0.6813E+02	$\pm 0.7305E+00$
125.0	-13.3	591.24	0.8221E+02	$\pm 0.8648E+00$
125.0	-13.3	613.25	0.6633E+02	$\pm 0.8749E+00$
125.0	-13.3	634.18	0.3426E+02	$\pm 0.6958E+00$
125.0	-13.3	654.61	0.1454E+02	$\pm 0.4334E+00$
125.0	-13.3	675.61	0.4673E+01	$\pm 0.2914E+00$
125.0	-13.3	692.39	0.1173E+01	$\pm 0.2883E+00$
125.0	-19.3	242.42	0.1981E+00	$\pm 0.5195E-01$
125.0	-19.3	263.01	0.4446E+00	$\pm 0.7694E-01$
125.0	-19.3	283.56	0.4303E+00	$\pm 0.8086E-01$
125.0	-19.3	303.67	0.6202E+00	$\pm 0.8625E-01$
125.0	-19.3	323.79	0.1408E+01	$\pm 0.9875E-01$
125.0	-19.3	344.68	0.7706E+00	$\pm 0.8735E-01$
125.0	-19.3	365.63	0.7889E+00	$\pm 0.9849E-01$
125.0	-19.3	386.05	0.9600E+00	$\pm 0.1129E+00$
125.0	-19.3	406.39	0.1205E+01	$\pm 0.1167E+00$
125.0	-19.3	427.72	0.1597E+01	$\pm 0.1277E+00$
125.0	-19.3	449.77	0.2355E+01	$\pm 0.1379E+00$

Θ_π [deg]	Θ_p [deg]	p_p [MeV/c]	$d^3\sigma / d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ [$\mu\text{b} / (\text{sr})^2 (\text{MeV}/c)$]	
125.0	-19.3	472.60	0.3700E + 01	$\pm 0.1478E + 00$
125.0	-19.3	495.63	0.1100E + 02	$\pm 0.2685E + 00$
125.0	-19.3	518.55	0.4220E + 02	$\pm 0.6062E + 00$
125.0	-19.3	540.69	0.1434E + 03	$\pm 0.1403E + 01$
125.0	-19.3	561.62	0.3047E + 03	$\pm 0.2097E + 01$
125.0	-19.3	583.37	0.3518E + 03	$\pm 0.2478E + 01$
125.0	-19.3	605.37	0.2199E + 03	$\pm 0.2423E + 01$
125.0	-19.3	626.62	0.8077E + 02	$\pm 0.1443E + 01$
125.0	-19.3	647.90	0.2273E + 02	$\pm 0.5995E + 00$
125.0	-19.3	669.48	0.5527E + 01	$\pm 0.2824E + 00$
125.0	-19.3	686.21	0.2550E + 01	$\pm 0.3977E + 00$
125.0	-25.3	239.13	0.2816E + 00	$\pm 0.3969E - 01$
125.0	-25.3	259.52	0.4610E + 00	$\pm 0.7537E - 01$
125.0	-25.3	279.85	0.6106E + 00	$\pm 0.8493E - 01$
125.0	-25.3	300.58	0.1057E + 01	$\pm 0.9252E - 01$
125.0	-25.3	343.22	0.1120E + 01	$\pm 0.9524E - 01$
125.0	-25.3	363.96	0.9275E + 00	$\pm 0.1028E + 00$
125.0	-25.3	384.15	0.7691E + 00	$\pm 0.1160E + 00$
125.0	-25.3	405.72	0.8750E + 00	$\pm 0.1126E + 00$
125.0	-25.3	428.43	0.1443E + 01	$\pm 0.1257E + 00$
125.0	-25.3	450.58	0.2300E + 01	$\pm 0.1330E + 00$
125.0	-25.3	473.50	0.4252E + 01	$\pm 0.1681E + 00$
125.0	-25.3	496.56	0.1129E + 02	$\pm 0.3007E + 00$
125.0	-25.3	519.48	0.3077E + 02	$\pm 0.5714E + 00$
125.0	-25.3	541.57	0.7136E + 02	$\pm 0.1025E + 01$
125.0	-25.3	562.36	0.1025E + 03	$\pm 0.1381E + 01$
125.0	-25.3	583.82	0.9286E + 02	$\pm 0.1258E + 01$
125.0	-25.3	605.26	0.4648E + 02	$\pm 0.8191E + 00$
125.0	-25.3	627.94	0.1536E + 02	$\pm 0.3858E + 00$
125.0	-25.3	650.76	0.4594E + 01	$\pm 0.2363E + 00$
125.0	-25.3	670.33	0.1515E + 01	$\pm 0.2226E + 00$

Θ_π [deg]	Θ_p [deg]	p_p [MeV/c]	$d^3\sigma / d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ [$\mu\text{b} / (\text{sr})^2(\text{MeV}/c)$]	
110.0	-13.3	286.69	0.4631E+00	$\pm 0.7847E-01$
110.0	-13.3	307.40	0.4551E+00	$\pm 0.7932E-01$
110.0	-13.3	328.15	0.5892E+00	$\pm 0.8213E-01$
110.0	-13.3	348.67	0.5171E+00	$\pm 0.8430E-01$
110.0	-13.3	369.13	0.8225E+00	$\pm 0.8665E-01$
110.0	-13.3	389.98	0.8236E+00	$\pm 0.9804E-01$
110.0	-13.3	410.78	0.1191E+01	$\pm 0.1084E+00$
110.0	-13.3	432.69	0.1409E+01	$\pm 0.1071E+00$
110.0	-13.3	455.31	0.1931E+01	$\pm 0.1115E+00$
110.0	-13.3	476.41	0.2651E+01	$\pm 0.1277E+00$
110.0	-13.3	497.43	0.3865E+01	$\pm 0.1383E+00$
110.0	-13.3	520.23	0.6136E+01	$\pm 0.1644E+00$
110.0	-13.3	542.18	0.9285E+01	$\pm 0.2253E+00$
110.0	-13.3	562.82	0.1261E+02	$\pm 0.2751E+00$
110.0	-13.3	584.13	0.1451E+02	$\pm 0.3226E+00$
110.0	-13.3	605.52	0.1370E+02	$\pm 0.3398E+00$
110.0	-13.3	628.44	0.9444E+01	$\pm 0.2960E+00$
110.0	-13.3	650.85	0.5041E+01	$\pm 0.2506E+00$
110.0	-13.3	671.52	0.1545E+01	$\pm 0.1883E+00$
110.0	-13.3	690.43	0.3831E+00	$\pm 0.1538E+00$
110.0	-19.3	245.77	0.3306E+00	$\pm 0.5479E-01$
110.0	-19.3	266.45	0.5271E+00	$\pm 0.7436E-01$
110.0	-19.3	287.31	0.5939E+00	$\pm 0.7169E-01$
110.0	-19.3	308.17	0.6027E+00	$\pm 0.7888E-01$
110.0	-19.3	329.06	0.5702E+00	$\pm 0.7875E-01$
110.0	-19.3	349.75	0.5100E+00	$\pm 0.7984E-01$
110.0	-19.3	370.44	0.6885E+00	$\pm 0.8925E-01$
110.0	-19.3	391.57	0.9169E+00	$\pm 0.9320E-01$
110.0	-19.3	412.62	0.1166E+01	$\pm 0.1078E+00$
110.0	-19.3	434.76	0.1790E+01	$\pm 0.1165E+00$
110.0	-19.3	457.64	0.3449E+01	$\pm 0.1391E+00$

Θ_π [deg]	Θ_p [deg]	p_p [MeV/c]	$d^3\sigma / d\Omega_\pi d\Omega_p dp_p$ [$\mu\text{b} / (\text{sr})^2(\text{MeV}/c)$]	
110.0	-19.3	479.00	0.6612E+01	$\pm 0.1843E+00$
110.0	-19.3	500.30	0.1702E+02	$\pm 0.2836E+00$
110.0	-19.3	523.40	0.4370E+02	$\pm 0.5031E+00$
110.0	-19.3	545.63	0.8070E+02	$\pm 0.7715E+00$
110.0	-19.3	566.52	0.9493E+02	$\pm 0.1024E+01$
110.0	-19.3	588.03	0.7135E+02	$\pm 0.9287E+00$
110.0	-19.3	609.47	0.3880E+02	$\pm 0.7310E+00$
110.0	-19.3	631.83	0.1591E+02	$\pm 0.4099E+00$
110.0	-19.3	654.36	0.5682E+01	$\pm 0.2567E+00$
110.0	-19.3	675.18	0.1909E+01	$\pm 0.2261E+00$
110.0	-19.3	687.15	0.1677E+01	$\pm 0.5281E+00$
110.0	-25.3	242.10	0.4383E+00	$\pm 0.6203E-01$
110.0	-25.3	262.58	0.6912E+00	$\pm 0.8337E-01$
110.0	-25.3	283.01	0.5799E+00	$\pm 0.8044E-01$
110.0	-25.3	303.73	0.1305E+01	$\pm 0.9206E-01$
110.0	-25.3	324.59	0.7353E+00	$\pm 0.8328E-01$
110.0	-25.3	345.58	0.5950E+00	$\pm 0.8297E-01$
110.0	-25.3	366.64	0.8098E+00	$\pm 0.8579E-01$
110.0	-25.3	387.16	0.9623E+00	$\pm 0.9447E-01$
110.0	-25.3	407.60	0.1190E+01	$\pm 0.1104E+00$
110.0	-25.3	429.04	0.2138E+01	$\pm 0.1163E+00$
110.0	-25.3	451.23	0.3941E+01	$\pm 0.1368E+00$
110.0	-25.3	474.17	0.1055E+02	$\pm 0.2336E+00$
110.0	-25.3	497.21	0.4024E+02	$\pm 0.5090E+00$
110.0	-25.3	520.08	0.1298E+03	$\pm 0.1022E+01$
110.0	-25.3	542.09	0.2357E+03	$\pm 0.1894E+01$
110.0	-25.3	562.76	0.2253E+03	$\pm 0.2218E+01$
110.0	-25.3	584.02	0.1146E+03	$\pm 0.1650E+01$
110.0	-25.3	605.17	0.4130E+02	$\pm 0.8186E+00$
110.0	-25.3	627.40	0.1217E+02	$\pm 0.3408E+00$
110.0	-25.3	649.88	0.3532E+01	$\pm 0.1956E+00$
110.0	-25.3	669.76	0.1537E+01	$\pm 0.2231E+00$

B Polarisationsobservable

Die Theorie von Polarisationsobservablen wird in den Übersichtsartikeln [DAR 70, GRE 81, MAD 70, OHL 72, SIM 74] ausführlich dargestellt. In diesem Kapitel werden die für ein Spin 1 System (Deuteron) wichtigen Zusammenhänge wiedergegeben.

Es seien $|\Psi\rangle_i, |\Psi\rangle_f$ Wellenfunktionen von Einteilchenzuständen im Anfangs- und Endzustand und der Operator \underline{M} beschreibe den Übergang. Es gilt dann:

$$|\Psi\rangle_f = \underline{M} |\Psi\rangle_i \quad (12)$$

Für ein Spin 1 Teilchen lassen sich $|\Psi\rangle_i$ und $|\Psi\rangle_f$ durch 3-komponentige Funktionen und \underline{M} durch eine 3×3 Matrix darstellen.

Hat man nun ein Ensemble von Spin 1 Teilchen (Deuteron-target), so muß zu einer Beschreibung mit Dichtematrizen übergegangen werden. Sei $|\mu_k\rangle$ eine Basis, dann kann $|\Psi\rangle$ nach dieser Basis entwickelt werden:

$$|\Psi\rangle = \sum_k a_k |\mu_k\rangle \quad (13)$$

mit $a_k = \langle \mu_k | \Psi \rangle$.

Ein Ensemble von N Teilchen wird dann durch folgende Dichtematrix beschrieben:

$$\begin{aligned} \rho_{k,k'} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_k^i \cdot a_{k'}^{i*} \\ &= \langle a_k \cdot a_{k'}^* \rangle \end{aligned} \quad (14)$$

Die letzte Zeile drückt die Mittelung der Amplituden a_k über die N Teilchen aus.

Im Dichtematrixformalismus lassen sich nun die Erwartungswerte von Operatoren auf einfache Weise darstellen. So gilt für den Erwartungswert eines beliebigen Operators \underline{A} (Tr = Spur):

$$\langle A \rangle = \frac{\text{Tr}(\rho \underline{A})}{\text{Tr}(\rho)} \quad (15)$$

Die Dichtematrix ρ_f des Endzustandes läßt sich durch folgende Vorschrift berechnen (ρ_i = Dichtematrix des Anfangszustandes):

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger \quad (16)$$

Jede Dichtematrix kann in eine Summe von sphärischen Tensoroperatoren τ_{kq} entwickelt werden. Es gilt für Teilchen mit Spin s :

$$\rho = \frac{1}{2s+1} \sum_{kq} t_{kq} \tau_{kq}^\dagger \quad \text{mit } 0 \leq k \leq 2s, \quad -k \leq q \leq k \quad (17)$$

Die Darstellung mit Tensoroperatoren hat wegen ihrer einfacheren Transformationseigenschaften bei Drehung des Koordinatensystems Vorteile gegenüber der Darstellung mit der Dichtematrix. Setzt man nun Gleichung 17 in 16 ein und bildet auf beiden Seiten die Spur, so erhält man für ein Spin 1 System:

$$\begin{aligned} I(\Theta, \Phi) &= Tr \rho_f = Tr(M \rho_i M^\dagger) = \\ &= \frac{1}{3} \sum_{k,q} t_{kq} \cdot Tr(M \tau_{kq}^\dagger M^\dagger) \end{aligned} \quad (18)$$

$I(\Theta, \Phi)$ ist die Intensität der in Θ und Φ gestreuten, auslaufenden Teilchen. Sie ist zum Wirkungsquerschnitt proportional. Für die Intensität I_0 bei unpolarisiertem Target gilt:

$$I_0(\Theta, \Phi) = Tr \rho_f = Tr\left(\frac{1}{3} M M^\dagger\right)$$

Setzt man dies in Gleichung 18 ein so erhält man:

$$\begin{aligned} I(\Theta, \Phi) &= I_0(\Theta, \Phi) \left\{ 1 + \sum_{k,q,k \neq 0} t_{kq} \frac{Tr(M \tau_{kq}^\dagger M^\dagger)}{Tr(M M^\dagger)} \right\} \\ &= I_0(\Theta, \Phi) \left\{ 1 + \sum_{k,q,k \neq 0} t_{kq} T_{kq}^* \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

Die Größen

$$T_{kq}^* \equiv \frac{Tr(M \tau_{kq}^\dagger M^\dagger)}{Tr(M M^\dagger)}$$

heißen *Analysierstärken* und sie enthalten die physikalisch interessante Information über den Streuvorgang. Die Größen t_{kq} beschreiben die Polarisation des Anfangszustandes, d.h. des Targets. Sie sind im Experiment wählbar. Sowohl für die t_{kq} , als auch für die T_{kq} gilt:

$$\begin{aligned} T_{kq}^* &= (-1)^q \cdot T_{k,-q} \quad \text{bzw.} \\ t_{kq}^* &= (-1)^q \cdot t_{k,-q} \end{aligned} \quad (20)$$

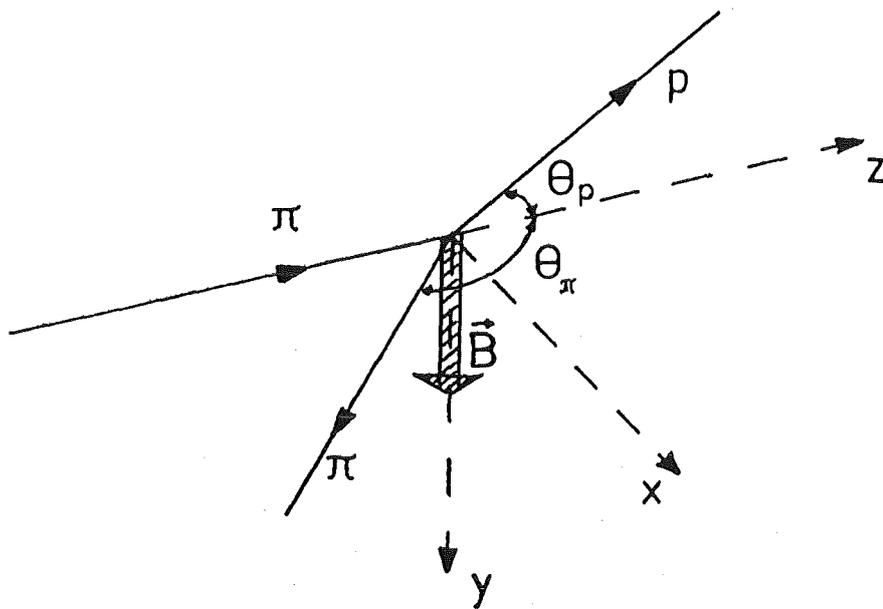


Figure 29: Koordinatensystem

Legt man das Koordinatensystem entsprechend der Madison Konvention, (z-Achse parallel zum Impuls \vec{k}_{in} des einfallenden Teilchens, y-Achse senkrecht zur Streuebene, $y \parallel \vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$, s.a. Fig 29), und ist die Parität eine Erhaltungsgröße der Reaktion (starke Wechselwirkung), so gilt für die T_{kq} :

$$T_{kq} = (-1)^{k+q} \cdot T_{k-q} \quad (21)$$

Mit Gleichung 20 und 21 folgt daraus für die T_{kq} :

$$\langle T_{10} \rangle = \text{Re} \langle (T_{1\pm 1}) \rangle = \text{Im} \langle (T_{2q}) \rangle = 0$$

und

$$\langle T_{1-1} \rangle = \langle T_{11} \rangle$$

$$\langle T_{2-1} \rangle = \langle T_{21} \rangle$$

$$\langle T_{2-2} \rangle = \langle T_{22} \rangle$$

Setzt man dies in Gleichung 19 ein, so vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$I(\Theta, \Phi) = I_0(\Theta, \Phi) (1 + 2 \langle it_{11} \rangle \langle iT_{11} \rangle + \langle t_{20} \rangle \langle T_{20} \rangle + 2 \langle t_{21} \rangle \langle T_{21} \rangle + 2 \langle t_{22} \rangle \langle T_{22} \rangle) \quad (22)$$

Um Gleichung 22 anwenden zu können, muß jetzt nur noch die Targetpolarisation durch die Größen t_{kq} ausgedrückt werden.

Die Spins der Deuteronen werden in einem homogenen Magnetfeld ausgerichtet (s.a. Kap 4.3). Legt man nun die z-Achse des Koordinatensystems parallel zum Magnetfeld, so läßt sich die Targetpolarisation einfach beschreiben, der Polarisationszustand ist in diesem Fall rotationssymmetrisch um diese Achse. Die Dichtematrix ρ wird *diagonal* und für die t_{kq}

gilt:

$$t_{kq} = 0 \text{ für } q \neq 0 \quad (23)$$

Das bedeutet aber, daß die Targetpolarisation durch zwei Parameter, \hat{t}_{10} und \hat{t}_{20} beschrieben wird. Es gilt (\hat{t}_{00} ist normiert auf 1):

$$\hat{t}_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}}(N^+ - N^-) = \sqrt{\frac{3}{2}}P_Z \quad (24)$$

$$\hat{t}_{20} = \sqrt{\frac{1}{2}}(N^+ + N^- - 2N^0) = \sqrt{\frac{1}{2}}P_{ZZ} \quad (25)$$

Hierbei sind N^+ , N^0 und N^- die Wahrscheinlichkeiten, ein Deuteron im Zustand $m = +1, 0, -1$ zu finden ($N^+ + N^0 + N^- = 1$). Die Größen P_Z, P_{ZZ} wurden wegen ihrer einfachen Interpretierbarkeit eingeführt.

Fällt die Richtung des Magnetfeldes nicht mit der in der Madison-Konvention definierten z -Achse ($z \parallel \vec{k}_{in}$) zusammen, so müssen die t_{kq} aus den \hat{t}_{kq} berechnet werden. Sind α und β die Winkel, die die Richtung des Magnetfeldes und damit die Symmetrieachse der Spins bezüglich des in der Madison-Konvention festgelegten Koordinaten Systems beschreiben (Fig 29), so gilt allgemein:

$$t_{kq} = \sum_{q'} D_{q'q}^k(0, \alpha, \frac{\pi}{2} - \beta) \hat{t}_{kq'} = (-i)^q d_{0q}^k(\alpha) e^{iq\beta} \hat{t}_{k0} \quad (26)$$

Die Funktionen $D_{q'q}^k$ sind die normalen Rotationsmatrizen [ROS 57]. Setzt man diese ein, so ergibt sich für die t_{kq} explizit:

$$\begin{aligned} t_{11} &= \frac{-i}{\sqrt{2}} \hat{t}_{10} \sin \alpha e^{i\beta} \\ t_{20} &= \frac{1}{2} \hat{t}_{20} (3 \cos^2 \alpha - 1) \\ t_{21} &= -i \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{t}_{20} \sin \alpha \cos \alpha e^{i\beta} \\ t_{22} &= -\sqrt{\frac{3}{8}} \hat{t}_{20} \sin^2 \alpha e^{2i\beta} \end{aligned}$$

Legt man das Magnetfeld senkrecht zur Streuebene, dann ist $\alpha = 90^\circ$ und $\beta = 0^\circ$ und

$$\langle it_{11} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{t}_{10}$$

$$\begin{aligned}
\langle t_{20} \rangle &= \frac{-1}{2} \hat{t}_{20} \\
\langle t_{21} \rangle &= 0 \\
\langle t_{22} \rangle &= -\sqrt{\frac{3}{8}} \hat{t}_{20}
\end{aligned}$$

Setzt man diese Ergebnisse in Gleichung 22 ein, so vereinfacht sich diese beträchtlich:

$$\begin{aligned}
I(\Theta, \Phi) = I_0(\Theta, \Phi) & (1 + \sqrt{2} \hat{t}_{10} \langle iT_{11} \rangle - \frac{1}{2} \hat{t}_{20} \langle T_{20} \rangle + \\
& - 2\sqrt{\frac{3}{8}} \hat{t}_{20} \langle T_{22} \rangle) \quad (27)
\end{aligned}$$

Wie in Anhang C gezeigt werden wird, kann man die Terme mit \hat{t}_{20} vernachlässigen, $\hat{t}_{20} = 1/\sqrt{2} \cdot P_{ZZ}$, und P_{ZZ} ist ≤ 0.03 . Die Größe $\hat{t}_{10} = \sqrt{3/2} P_Z$ ändert das Vorzeichen, je nachdem, ob $N^- > N^+$ (positive Polarisation) oder $N^- < N^+$ (negative Polarisation) ist. Sei P^+ (P^-) der Wert der positiven (negativen) Polarisation und I^+ , I^- die gemessenen Intensitäten, so folgt:

$$\begin{aligned}
I^+ &= I_0(1 + \sqrt{3} P^+ \langle iT_{11} \rangle) \\
I^- &= I_0(1 - \sqrt{3} P^- \langle iT_{11} \rangle)
\end{aligned}$$

oder

$$\langle iT_{11} \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{I^+ - I^-}{P^- I^+ + P^+ I^-} \quad (28)$$

C Herleitung der Formeln für P_Z und P_{ZZ}

In diesem Abschnitt werden Formeln für die Vektor- und Tensorpolarisation abgeleitet als Funktion des Magnetfeldes und der Temperatur der Probe.

Die Energie eines Deuteronzustandes ist gegeben durch (vgl Gl 5):

$$\begin{aligned} E_m &= g\mu_N B m + \frac{e^2 q Q}{8} (3 \cos^2 \theta - 1) (3m^2 - I(I+1)) \\ &= -h\nu_D m + h\nu_Q (3 \cos^2 \theta - 1) (3m^2 - I(I+1)) \end{aligned} \quad (29)$$

mit $\nu_D =$ Larmorfrequenz des Deuterons $= 16.34 \text{ MHz}$ bei $B = 2.5 \text{ T}$ und $\nu_Q = \frac{e^2 q Q}{8h} = 19.5 \text{ kHz}$.

Das heißt, die Quadrupolaufspaltung beträgt nur einige Promille der Zeemanaufspaltung. Sie wird bei der weiteren Berechnung vernachlässigt. Die Energie des Deuteronzustandes ist also gegeben durch:

$$E_m = -h\nu_D m$$

Geht man von der 'Equal Spin Temperature' Theorie (EST) aus (siehe Anh D.3), so kann man dem Spinsystem der Deuteronen eine Temperatur T_{SS} zuordnen und die Besetzung der Zustände folgt der Boltzmann-Statistik. So gilt z.B. für N^+ :

$$N^+ = C \cdot e^{\frac{-E^+}{kT_{SS}}} \quad \text{mit } C = \text{const} \quad (30)$$

Führt man die folgenden Größen

$$2x := \tilde{x} := \frac{h\nu_D}{kT_{SS}}$$

ein, so folgt für die Polarisation P_Z und P_{ZZ} :

$$\begin{aligned} P_Z &= \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^0 + N^-} = \frac{e^{\tilde{x}} - e^{-\tilde{x}}}{e^{\tilde{x}} + e^0 + e^{-\tilde{x}}} \\ P_{ZZ} &= \frac{N^+ + N^- - 2N^0}{N^+ + N^0 + N^-} = \frac{e^{\tilde{x}} + e^{-\tilde{x}} - 2e^0}{e^{\tilde{x}} + e^0 + e^{-\tilde{x}}} \end{aligned}$$

Unter Verwendung von $2 \sinh x = e^x - e^{-x}$ und $2 \cosh x = e^x + e^{-x}$ folgt:

$$\begin{aligned} P_Z &= \frac{2 \sinh \tilde{x}}{1 + 2 \cosh \tilde{x}} \\ P_{ZZ} &= \frac{2 \cosh \tilde{x} - 2}{1 + 2 \cosh \tilde{x}} \end{aligned}$$

Nun gilt :

$$\begin{aligned} \sinh 2x &= 2 \sinh x \cosh x, & \cosh 2x &= \sinh^2 x + \cosh^2 x, \\ \cosh^2 x - \sinh^2 x &= 1, & \tanh x &:= \sinh x / \cosh x \end{aligned}$$

Man erhält dann (mit $2x = \tilde{x}$):

$$\begin{aligned} P_Z &= \frac{4 \sinh x \cosh x}{\cosh^2 x - \sinh^2 x + 2(\cosh^2 x + \sinh^2 x)} \\ &= \frac{4 \sinh x \cosh x}{3 \cosh^2 x + \sinh^2 x} \\ P_{ZZ} &= \frac{2(\cosh^2 x + \sinh^2 x) - 2(\cosh^2 x - \sinh^2 x)}{\cosh^2 x - \sinh^2 x + 2(\cosh^2 x + \sinh^2 x)} \\ &= \frac{4 \sinh^2 x}{3 \cosh^2 x + \sinh^2 x} \end{aligned}$$

Teilt man nun durch $\cosh^2 x$, so erhält man:

$$\begin{aligned} P_Z &= \frac{4 \tanh x}{3 + \tanh^2 x} = \frac{4 \tanh\left(\frac{h\nu_D}{kT_{SS}}\right)}{3 + \tanh^2\left(\frac{h\nu_D}{kT_{SS}}\right)} \\ P_{ZZ} &= \frac{4 \tanh^2 x}{3 + \tanh^2 x} = \frac{4 \tanh^2\left(\frac{h\nu_D}{kT_{SS}}\right)}{3 + \tanh^2\left(\frac{h\nu_D}{kT_{SS}}\right)} \end{aligned}$$

Man kann nun mit diesen Formeln die Vektor- und Tensorpolarisation des Deuterontargets in Abhängigkeit von Magnetfeld und der Temperatur berechnen. Dies ist nur möglich, wenn die Probe im thermischen Gleichgewicht, also nicht dynamisch polarisiert ist. Dann ist T_{SS} gleich der normalen Temperatur T_Z , die gemessen werden kann (vgl. Anh D.3). Mit $B = 2.5 T$ und $T_Z = T_{SS} = 0.5 K$ ist die natürliche Polarisation

$$P_Z = 0.0011$$

Drückt man P_{ZZ} in Abhängigkeit von P_Z aus, so ergibt sich folgender Zusammenhang nach kurzer Rechnung:

$$P_{ZZ} = 2 - \sqrt{4 - 3P_Z^2} \quad (31)$$

Bei einer dynamischen Polarisation von typischerweise $P_Z = 0.2$ beträgt die Tensorpolarisation nur $P_{ZZ} = 0.015$. Für die Berechnung der Vektoranalysierstärke iT_{11} können deshalb Terme proportional zu P_{ZZ} bzw. t_{20} vernachlässigt werden.

D Hauptkomponenten des polarisierten Targets

D.1 Der ^3He -Kryostat

Der verwendete ^3He -Kryostat ist eine Eigenentwicklung des SIN. Abb.30 zeigt einen senkrechten Schnitt durch den Kryostaten. Er ist zylindrisch aufgebaut. Außen befindet sich ein ^4He -Reservoir, das einen Wärmeschutzschild für den ^3He -Kryostaten bildet und die supraleitenden Spulen kühlt. Der ^3He -Kreislauf und Teile des Mikrowellen- und NMR-Systems bilden den inneren Teil des Kryostaten. Durch Pumpen am ^4He wird dieses auf eine Temperatur von $T = 2.2\text{K}$ abgekühlt. Diese Temperatur ist ausreichend, um ^3He zu verflüssigen. Durch Pumpen am ^3He wird dann eine Endtemperatur von $T = 0.5\text{K}$ erreicht. Das Target selbst steht in thermischen Kontakt mit der ^3He -Flüssigkeit. Das ^3He befindet sich in einem geschlossenem Kreislauf, verdampftes ^3He wird in einer LN_2 -Kühlfalle gereinigt und steht dann wieder für die Verflüssigung zur Verfügung. Das ^4He wird vom Vorratsgefäß (Dewar) in den Kryostaten gepumpt und nach Gebrauch der Rückgewinnungsanlage am SIN zugeführt.

D.2 Die Magnetspule

Das Magnetfeld von 2.5T wird mit einer supraleitenden Helmholtzspule erzeugt. Dieses Magnetfeld ist über das gesamte Targetvolumen von $18\text{mm} \cdot 18\text{mm} \cdot 5\text{mm}$ sehr homogen ($\Delta B(r)/B < 5 \cdot 10^{-5}$). Das ist Voraussetzung für eine gleichmäßige Polarisierung der Deuteronen. Zeitliche Änderungen des Magnetfeldes hervorgerufen durch minimale Verluste in den Spulen werden durch ein periodisches Auffrischen des Magnetfeldes (alle 24 Stunden) ausgeglichen ($\Delta B(t)/B < 5 \cdot 10^{-5}$). Das Magnetfeld war damit während des gesamten Experiments auf besser als 0.1% konstant.

D.3 Mikrowellensystem und dynamische Polarisation

Theoretisch wird die dynamische Polarisation mit der 'Equal-Spin-Temperatur' Theorie (EST) beschrieben [BOE 75,BOR 68,BOR 71,MEY 86]. Man geht von 2 Energiereservoirs mit den Temperaturen T_{SS} und T_Z aus. Die Temperatur T_{SS} wird dem Spinsystem der Deuteronen zugeordnet, T_Z ist die 'normale' Temperatur der Probe. Die elektronischen Zeeman-Niveaus sind gemäß T_Z besetzt. Ist die Probe im thermischen Gleichgewicht, so sind beide Temperaturen gleich. Bestrahlt man nun die Probe mit Wellen, deren Frequenz nicht genau der Zeeman-Frequenz entspricht, so kann die En-

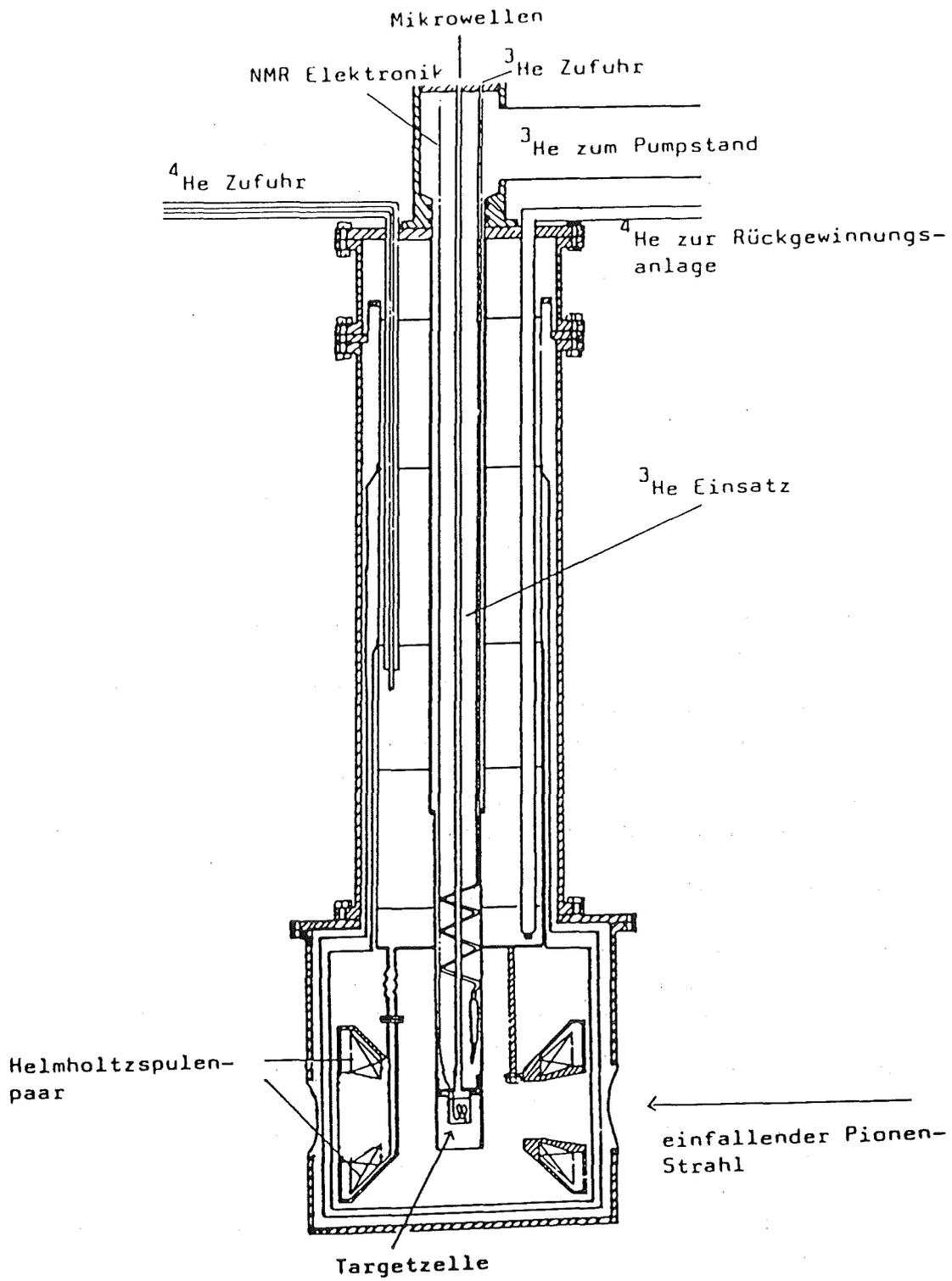


Figure 30: Der ³He-Kryostat.

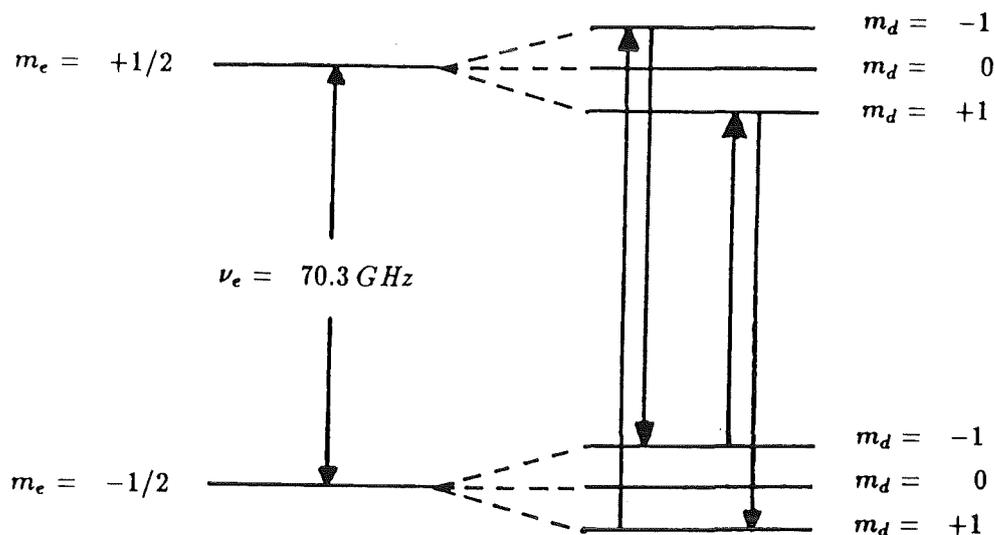


Figure 31: Niveauschema der Deuteronen im Magnetfeld.

ergiebilanz nur ausgeglichen werden, wenn die fehlende Energiedifferenz dem Deuteron-Spinsystem zugeführt oder entnommen wird. Die Temperatur T_{SS} des Deuteron-Spinsystems ändert sich. Durch die schnelle Spin-Spin-Wechselwirkung (Spin flip flop) innerhalb des Deuteronsystems ist dieses ständig im thermischen Gleichgewicht. (Erst dann ist die Angabe einer Temperatur sinnvoll.) Die Relaxation des Deuteronspinsystems (Wechselwirkung mit dem Gitter) ist langsam im Vergleich zur Spin-Spin-Wechselwirkung. Durch Bestrahlung mit elektromagnetischen Wellen kann also die Temperatur T_{SS} gezielt verändert werden. Eine Erniedrigung von T_{SS} z.B. entspricht einer größeren Differenz in der Besetzung der Zustände $m = +1$ und $m = -1$ und damit einer höheren Polarisation. Die Methode der dynamischen Polarisation besteht also darin, die Deuteronpolarisation mit Hilfe von Übergängen zwischen elektronischen Niveaus zu erhöhen.

Dem deuterierten Butanol wird dazu eine Substanz (Porphyreoxide) beigemischt, die ein unangesättigtes Elektron ('freies Radikal') enthält. (Im Butanolmolekül koppeln alle Elektronen zu Paaren mit Spin 0.) Aufgrund des im Vergleich mit dem Deuteron großen magnetischen Moments der Elektronen ($\mu_B \approx 2000 \cdot \mu_N$) sind bei einer Temperatur von $0.5 K$ und einem Magnetfeld von $2.5 T$ diese unangesättigten Elektronen zu 99% polarisiert. Die Energiedifferenz zwischen den Elektronenniveaus mit $m = \pm 1/2$ beträgt $2.91 \cdot 10^{-4} eV$ (bei $B = 2.5 T$), dies entspricht einer Frequenz von $\nu_e = 70.3 GHz$. Strahlt man nun eine gegenüber $70.3 GHz$ etwas verschobene Mikrowellenfrequenz $\nu_e - \delta \approx 70.2 GHz$ bzw. $\nu_e + \delta \approx 70.4 GHz$ ein, so werden Übergänge induziert, bei denen gleichzeitig ein Elektron- und ein Deuteronspin unklappt. Bei der anschließenden Relaxation des Elektron-

spins ($t_{rel} \approx 10^{-3} s$) bleiben die Deuteronspins ($t_{rel} \approx 5 h$) unverändert. Bei Einstrahlung einer Frequenz von $\approx 70.2 GHz$ wird der $m = +1$, bei $\approx 70.4 GHz$ der $m = -1$ Zustand bevölkert (siehe Fig 31).

Die Mikrowellen werden durch zwei Festkörperdioden erzeugt. Über eine Frequenzweiche und einen Hohlleiter werden diese in das Target eingestrahlt.

D.4 Das NMR-System

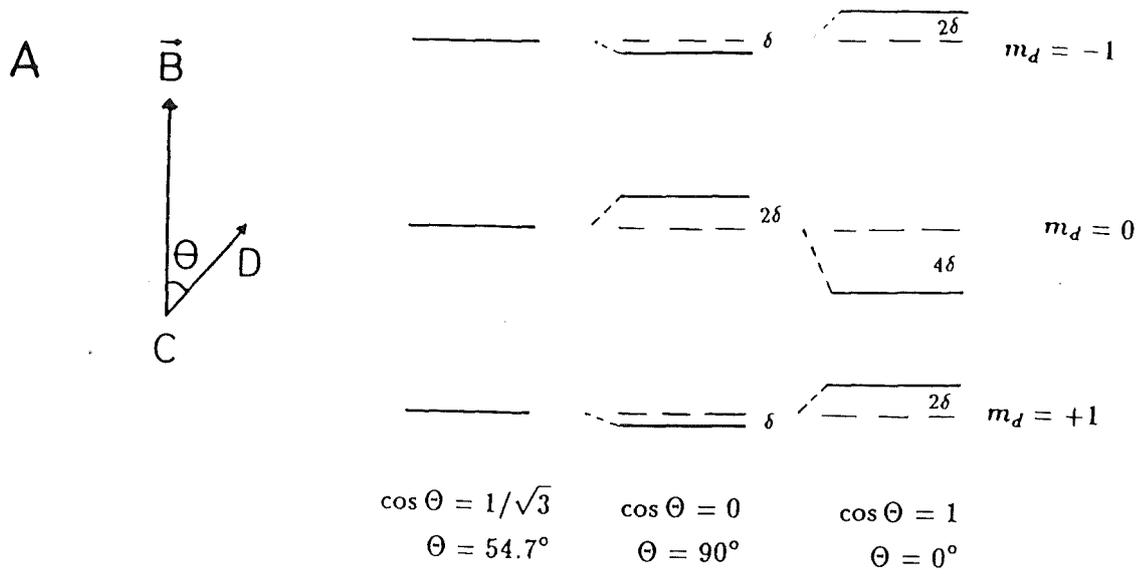
Die Polarisation der Deuteronen wird mit der Methode der Kernspinresonanz (NMR) gemessen. Es werden Übergänge zwischen den magnetischen Zuständen des Deuteronensystems induziert. Dazu werden elektromagnetische Wellen einer Frequenz von $\nu_D \approx 16.3 MHz$ eingestrahlt. Die bei dem Übergang absorbierte Energie wird gemessen. Sie ist proportional zur Zahl der Deuteronspins, die von einem Zustand in den anderen Zustand, $m = +1 \leftrightarrow m = 0$ bzw. $m = 0 \leftrightarrow m = -1$, übergehen. Diese Zahl wiederum ist proportional zum Unterschied in der Besetzung der Zustände $m = +1, 0, -1$, d.h. zur Polarisation.

Zur Messung des NMR-Signals wird ein LC-Schwingkreis benützt. Durch einen Frequenzgenerator, der eine von der Frequenz unabhängige Leistung abgibt, wird der LC-Kreis gespeist. Die Spule befindet sich direkt in der Probe. Gemessen wird nun die über dem LC-Kreis abfallende Spannung, welche zur Energie proportional ist, die von der Spule an die Probe abgegeben wird [PRO 81].

Die Form des Signals wird bei Berücksichtigung der Quadrupolaufspaltung verständlich. Ohne Quadrupolaufspaltung hat man die normale äquidistante Aufspaltung im Magnetfeld. Man würde nur bei einer Frequenz (hier $16.3 MHz$) ein Signal erhalten. Die Quadrupolwechselwirkung bewirkt eine Verbreiterung des Signals. Der Wert der Quadrupolaufspaltung hängt nun vom Winkel Θ ab, den die Achse der $C - D$ -Bindung mit dem Magnetfeld \vec{B} einnimmt (siehe Abb 32). In amorphen Proben sind die Achsen der $C - D$ -Bindungen über alle Richtungen gleich verteilt. Die Anzahl pro Energieintervall ist damit proportional zu

$$\frac{dn}{dE} \sim \frac{d \cos \Theta}{d E_Q} \sim \frac{d \cos \Theta}{d (3 \cos^2 \Theta - 1)} \sim \frac{1}{\cos \Theta}$$

(Aufgrund der Spin-Spin-Wechselwirkung wird dn/dE bei $\Theta = \pi/2$ nicht unendlich groß). Überlagert man nun die zu den beiden Übergängen $m = 0 \leftrightarrow m = +1$ und $m = -1 \leftrightarrow m = 0$ gehörenden Anteile, so ergibt sich die Form des beobachteten NMR-Spektrums.



$$E_Q \sim h\nu_Q(3 \cos^2 \Theta - 1)(3m^2 - I(I + 1)) = \delta(3 \cos^2 \Theta - 1)(3m^2 - I(I + 1))$$

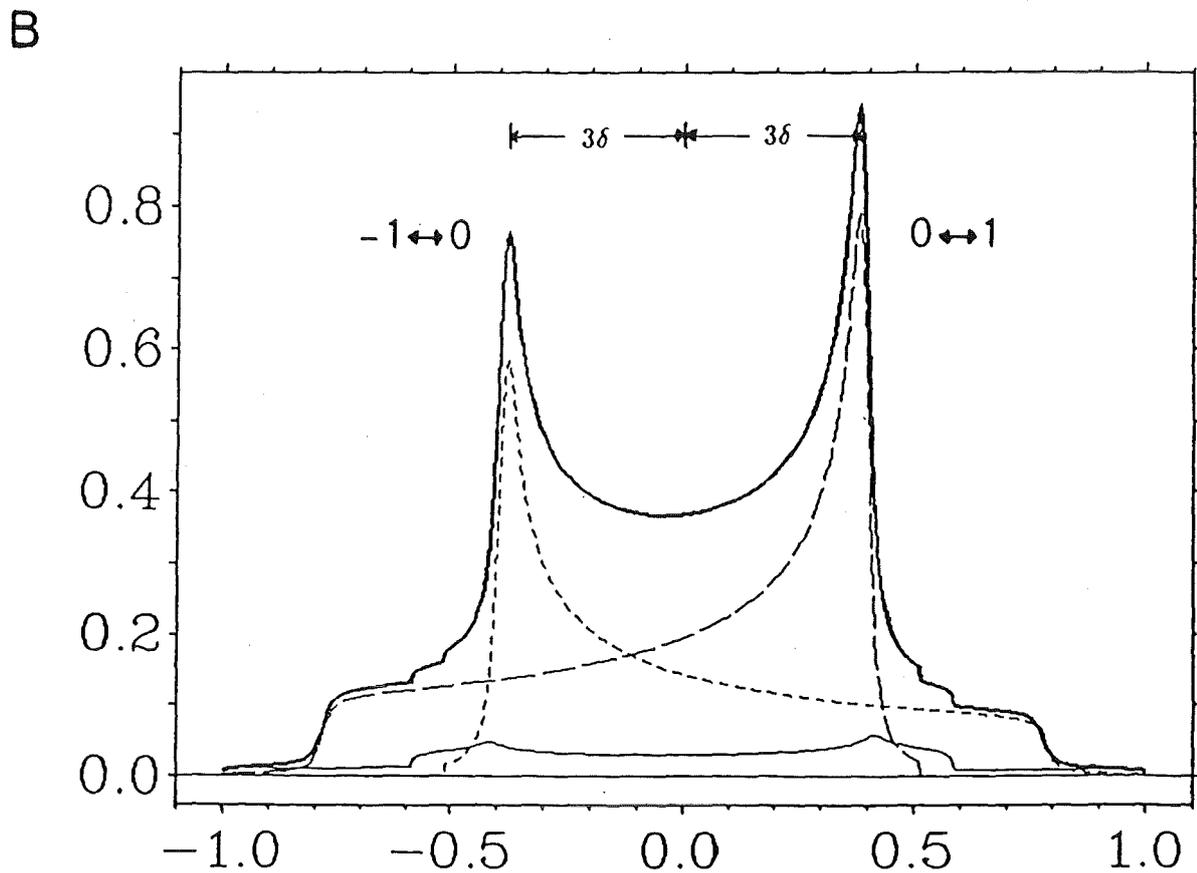


Figure 32: A: Deuteronniveaus mit Berücksichtigung der Quadrupolwechselwirkung. B: Komponenten des NMR-Signals.

Literaturverzeichnis

- [AFN 85] I.R. Afnan *et al.*, Phys. Rev. C **32**, 2006 (1985)
- [BAY 74] Yu.D. Bayukov *et al.*, Yad. Fiz. **20**, 59 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 30 (1975)]
- [BAY 77] Yu.D. Bayukov *et al.*, Nucl. Phys. **A282**, 389 (1977)
- [BLA 81] B. Blankleider *et al.*, Phys. Rev. C **24**, 1638 (1981)
- [BOE 75] W. de Boer, Phys. Rev. B **12**, 828 (1975)
- [BOR 68] M. Borghini, Phys Lett. **26A**, 242 (1968)
- [BOR 71] M. Borghini, Nucl. Instrum. Methods **95**, 93 (1971)
- [DAR 70] S.E. Darden, Proc. 3rd Int. Symp. on Polarisation Phenomena in Nuclear Reaktionen, ed. H.H. Barschall, W.Haeberli 1970 p.39
- [DAK 79] L.G. Dakhno *et al.*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **30**, 467 (1979) [JETP Lett. **30**, 437 (1979)]
- [DAK 80] L.G. Dakhno *et al.*, Yad. Fiz. **31**, 630 (1980) [Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 328 (1980)]
- [DAK 81] L.G. Dakhno *et al.*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **34**, 296 (1981) [JETP Lett. **34**, 283 (1981)]
- [DAK 83] L.G. Dakhno *et al.*, Phys. Lett. **123B**, 33 (1983)
- [DAK 84] L.G. Dakhno *et al.*, Nucl. Phys. **A414**, 477 (1984)
- [DUB 86] J. Dubach *et al.*, Phys. Rev. C **33**, 373 (1986)
- [GAR 82] H. Garcilazo, Phys. Rev. Lett. **48**, 577 (1982)
- [GAR 87] H. Garcilazo, Phys. Rev. C, to be published
- [GOE 85] F. Goetz *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 1563 (1985)
- [GRE 81] W. Grein und M.P. Locher, J. Phys. G **7**, 1355 (1981)
- [GRU 82] W. Gruebler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49**, 444 (1982)
- [GYL 86A] W. Gyles *et al.*, Phys. Rev. C **33**, 583 (1986)

- [GYL 86B] W. Gyles *et al.*, Phys. Rev. C **33**, 595 (1986)
- [HAM 81] O. Hamada *et al.*, Nucl. Instrum. and Methods **189**, 561 (1981)
- [HOF 79] J.H. Hoftiezer *et al.*, Phys. Lett. **88B**, 73 (1979)
- [HOF 81] J.H. Hoftiezer *et al.*, Phys. Rev. C **23**, 407 (1981)
- [LAM 87] G.H. Lamot *et al.*, Phys. Rev. C **35**, 239 (1987)
- [MAD 70] Madison Convention: Proc. 3rd Int. Symp. on Polarisation Phenomena in Nuclear Reaktionen, ed. H.H. Barschall, W.Haerberli 1970 p.XXV
- [MAT 82] A. Matsuyama, Nucl. Phys. **A379**, 415 (1982)
- [MEY 86] W. Meyer, Helvetia Physica Acta **59**, 728 (1986)
- [MUT 84] G.S. Mutchler, Progress at LAMPF-1984, S.70
- [OHL 72] G.G. Ohlsen, Rep. Prog. Phys. **35**, 717 (1972)
- [OTT 86] C.R. Ottermann *et al.*, Phys. Rev. C **33**, 1802 (1986)
- [OTT 87] C.R. Ottermann, private Mitteilung
- [PRO 81] G.F. Pröbstle, Dissertation, KfK 3235, 1981
- [RIN 83] A.S. Rinat *et al.*, Nucl. Phys. **A397**, 381 (1983)
- [ROS 57] M.E. Rose, Elementary Theory of Angular Momentum, Wiley, New York, 1957
- [SIM 74] M. Simonius, lecture notes in physics, vol 30, Springer-Verlag, Berlin, 1974, S. 38.
- [SMI 84A] G.R. Smith *et al.*, Phys. Rev. C **29**, 2206 (1984)
- [SMI 84B] G.R. Smith *et al.*, Phys. Rev. C **30**, 980 (1984)
- [USE] SIN Users' Handbook 1981
- [WIE 86] U. Wiedner, private Mitteilung