

KfK 3781

Juli 1984

**Untersuchung der Neutron-
Proton-Wechselwirkung im
Energiebereich von
20 bis 50 MeV**

**J. Wilczynski
Institut für Kernphysik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 3781

UNTERSUCHUNG DER NEUTRON-PROTON-WECHSELWIRKUNG
IM ENERGIEBEREICH VON 20 BIS 50 MEV

von

J. Wilczynski

von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

UNTERSUCHUNG DER NEUTRON-PROTON-WECHSELWIRKUNG IM ENERGIEBEREICH VON 20 BIS 50 MEV

Zur Verbesserung der Kenntnis der Isospin-Singulett-Streumplituden des Nukleon-Nukleon-Systems im Energiebereich unter 100 MeV wurden zwei Experimente durchgeführt, die mit Hilfe von Sensitivitätsrechnungen ausgewählt wurden. Am Neutronenkollimator POLKA des Karlsruher Zyklotrons wurden die Analysierstärken A_y und A_{yy} der elastischen \vec{n} -p- bzw. \vec{n} - \vec{p} -Streuung im Energiebereich von 20 bis 50 MeV gemessen. Die polarisierten Neutronen wurden durch die Quellreaktionen $D(\vec{d}, \vec{n})X$ erzeugt und haben im Energiebereich von 20 bis 50 MeV einen Polarisationsgrad von 30% bis 50%. Die Analysierstärke A_y wurde mit zwei unterschiedlichen experimentellen Methoden bestimmt. Im Winkelbereich von $\theta_{lab} = 16^\circ$ bis $\theta_{lab} = 61^\circ$ wurde die Asymmetrie der elastisch an einem szintillierenden Target gestreuten Neutronen mit Hilfe von Flüssigszintillatoren gemessen, während für zwei Rückwärtsstreuwinkel die Asymmetrie der Rückstoßprotonen bei Streuwinkeln von $\theta_{lab} = 14^\circ$ und $\theta_{lab} = 20^\circ$ mit Hilfe von zwei ΔE -E-Teleskopen bestimmt wurde. Die Ergebnisse dieses Experimentes weisen deutlich kleinere statistische Fehler als ältere Messungen auf und verbessern die n-p-Datenbasis erheblich. Bei der Bestimmung der Analysierstärke A_{yy} wurde ein polarisiertes Protonentarget eingesetzt, das mit der "brute force" Methode polarisiert wurde und eine Protonenpolarisation von $\approx 60\%$ erreichte. Da die polarisierten Protonen in Form einer Titanhydridprobe vorlagen, wurde der Effekt der \vec{n} - \vec{p} -Streuung durch eine Differenzmessung bestimmt. Die Ergebnisse dieses Experimentes werden mit älteren Messungen verglichen. In einer Phasenanalyse, in der pp- und np-Daten im Energiebereich von 20 bis 50 MeV getrennt untersucht wurden, wurden die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten zusammen mit ausgesuchten anderen Daten des NN-Systems verwendet. Durch den Einfluß der neuen Daten konnte die Kenntnis der Isospin-Singulett-Streuphasen 1P_1 und 3D_3 verbessert werden.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF THE NEUTRON-PROTON-INTERACTION IN THE ENERGY RANGE FROM 20 TO 50 MEV

In the framework of the investigation of the isospin singlet part of the nucleon-nucleon-interaction in the energy range below 100 MeV two experiments were conducted, which were selected by sensitivity calculations. At the Karlsruhe polarized neutron facility POLKA the analyzing powers A_y and A_{yy} of the elastic \vec{n} -p- and \vec{n} - \vec{p} -scattering were measured in the energy range from 20 to 50 MeV. Neutrons with a polarization of 30% to 50% were produced by the reactions $D(\vec{d}, \vec{n})X$. The analyzing power A_y was determined using two different experimental methods. In the angular range from $\theta_{lab} = 16^\circ$ to $\theta_{lab} = 61^\circ$ the analyzing power A_y was determined by the detection of the neutrons which were scattered from a scintillating target. At two backward scattering angles the asymmetry of the recoil protons was measured at scattering angles of $\theta_{lab} = 14^\circ$ and $\theta_{lab} = 20^\circ$ by two ΔE -E telescopes. The results of this experiment improve considerably the n-p data base by showing much smaller statistical error bars than older measurements. By the determination of the analyzing power A_{yy} a proton target was polarized by the "brute force" method achieving a polarization of $\approx 60\%$. The polarized target consisted of a compressed TiH_2 powder, therefore the \vec{n} - \vec{p} -scattering was determined by a difference measurement. The results of this experiment are compared to older data. In the energy range from 20 to 50 MeV the new data were analyzed together with other selected data of the nucleon-nucleon-system in phase shift analyses. The knowledge of the isospin singlet phase shifts 1P_1 and 3D_3 was improved by the new data.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
I. Einleitung	1
II. Formalismus der Nukleon-Nukleon-Streuung	
II.1 Definition der T,S und M-Matrix	5
II.2 Dichtematrix und Erwartungswert eines Operators	9
II.3 Einführung der Wolfenstein-Amplituden	11
II.4 M-Matrix im Isospinraum	12
II.5 Partialwellendarstellung der M-Matrix	14
II.6 Anmerkung zur Nomenklatur der Observablen	18
II.7 Parametrisierung der S-Matrix nach Streuphasen	20
II.8 Coulomb-Effekte	21
III. Sensitivitätsrechnungen	23
IV. Experimente mit polarisierten Neutronen	
IV.1 Der Karlsruher Neutronenkollimator POLKA	30
IV.1.1 Energiespektrum der polarisierten Neutronen	32
IV.1.2 Polarisation des Neutronenstrahls	34
IV.2 Messung der Analysierstärke A_y der elastischen \vec{n} -p-Streuung	
IV.2.1 Meßverfahren	37
IV.2.2 Experimentdurchführung	38
IV.2.3 Elektronik und Datenaufnahme	40
IV.2.4 Datenanalyse	43
IV.2.5 Diskussion der Ergebnisse	52
IV.3 Messung der Analysierstärke A_{yy} der elastischen \vec{n} - \vec{p} -Streuung	
IV.3.1 Meßverfahren	54
IV.3.2 Das polarisierte Protonentarget	56
IV.3.3 Experimentdurchführung	61
IV.3.4 Elektronik und Datenaufnahme	63

	Seite	
IV.3.5	Datenanalyse	65
IV.3.5.1	Reduktion der Daten	65
IV.3.5.2	Normierung des Neutronenflusses	67
IV.3.5.3	Bestimmung der Analysierstärke A_{yy} durch Subtraktion der \vec{n} -Ti \vec{H}_2 - und \vec{n} -Ti-Spektren	67
IV.3.6	Diskussion der Ergebnisse	71
V.	Phasenanalyse des Nukleon-Nukleon-Systems	
V.1	Einführung	76
V.2	Phasenanalyse des Proton-Proton-Systems	78
V.3	Phasenanalyse des Neutron-Proton-Systems	81
	Literaturverzeichnis	86

I. Einleitung

Eins der wichtigsten Probleme der Kernphysik, eine exakte mikroskopische Theorie zu finden, die die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung über den gesamten Energiebereich quantitativ beschreibt, ist bis heute noch nicht gelöst.

Mit der Quantenchromodynamik (QCD) existiert zwar eine exakte mikroskopische Feldtheorie, die die Wechselwirkung der Bestandteile der Nukleonen, der Quarks, durch den Austausch von Feldquanten beschreibt, doch ist diese Theorie nicht in der Lage, die NN-Wechselwirkung in ihrer Gesamtheit quantitativ zu beschreiben.

Die Ursache dafür ist die Stärke der hadronischen Wechselwirkung. Aufgrund ihrer Stärke kann die hadronische Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen nicht durch den Austausch eines einzelnen Quants beschrieben werden. Daher müssen Beiträge höherer Ordnung berücksichtigt werden, die den Austausch von mehreren Quanten repräsentieren und die mit den entsprechenden Potenzen der Kopplungskonstante α_s der hadronischen Wechselwirkung skalieren. Diese Terme können nicht mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden, wenn die Kopplungskonstante Werte von $\alpha_s \sim 1$ annimmt.

In der QCD ist die Kopplungskonstante α_s als Funktion des Impulsübertrages Q und einer Normierungsgröße Λ_{QCD} wie folgt definiert:

$$\alpha_s(Q^2) \sim 1 / \log(Q^2 / \Lambda_{\text{QCD}}^2) , \quad (\text{BR084})$$

wobei der Wert des Parameters Λ_{QCD} vom Renormierungsverfahren abhängig ist. ($\Lambda_{\text{QCD}} \approx 120 \pm 50 \text{ MeV}/c$, BR084)

Aus dieser Form der Kopplungskonstante ist ersichtlich, daß α_s bei Prozessen mit großen Impulsüberträgen und kleinen Abständen der Wechselwirkungspartner ($r \ll 1 \text{ Fm}$) klein wird ("asymptotische Freiheit"). Wechselwirkungen dieser Art können durch Quark- und Gluonen-Prozesse mikros-

kopisch beschrieben und mit der Störungstheorie berechnet werden.

Im Bereich der klassischen Kernphysik und speziell in der NN-Wechselwirkung in dem Energiebereich, der im Rahmen dieser Arbeit von Interesse ist ($E < 100$ MeV), sind die Impulsüberträge klein und die Abstände zwischen den Wechselwirkungspartnern groß ($r \gg 1$ Fm), so daß eine mikroskopische Beschreibung dieser Prozesse im Rahmen der QCD nicht möglich ist.

Mangels einer exakten Theorie muß deshalb auf Modelle zurückgegriffen werden, die die Form der NN-Wechselwirkung exakt beschreiben. Damit die freien Parameter dieser Modelle bestimmt werden können, sollte die Beschreibung der NN-Wechselwirkung durch Experimente möglichst genau und vollständig sein. Da diese Bedingung derzeit noch nicht erfüllt ist, ist eine Verbesserung der Kenntnis der NN-Observablen speziell im Energiebereich bis 100 MeV erforderlich.

Im Energiebereich unter 100 MeV wurden bisher in p-p-Streuexperimenten sieben unabhängige Observablen

- der differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$
- die Analysierstärke A_y
- die Spinkorrelationsparameter C_{KP} , A_{yy} , A_{xx}
- die Rotationsparameter R , A

gemessen, während in n-p-Streuexperimenten erst drei unabhängige Observablen

- der differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$,
- der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}
- die Analysierstärke A_y
- der Spinkorrelationsparameter A_{yy}

gemessen wurden.

(Zur Nomenklatur der Observablen siehe Tab. 1 und Kap.II.6.)

Weil die obengenannten Observablen nur für einige

Streuwinkel und nicht für den gesamten Winkelbereich bestimmt wurden, muß die Winkelverteilung der Observablen durch eine Kurvenanpassung an die experimentellen Daten festgelegt werden. Eine spezielle Art der Anpassung, in der alle gemessenen Observablen durch einen gemeinsamen Satz von Parametern, die Streuphasen, beschrieben werden, wird Phasenanalyse genannt. (Siehe Kap.V)

Verschiedene Phasenanalysen (ARN73, BIN74, ARN77) zeigen, daß eine eindeutige Rekonstruktion der Streuamplituden im Energiebereich bis 100 MeV mit dem verfügbaren Datenmaterial speziell im n-p-System nicht möglich ist. Insbesondere zwei Isospin-Singulett-Parameter, die Streuphase 1P_1 und der 3S_1 - 3D_1 Bahndrehimpuls-Mischungsparameter ϵ_1 , sind durch Phasenanalysen nicht eindeutig zu bestimmen. Die beiden Parameter stimmen nicht mit den Vorhersagen verschiedener Modelle überein und lassen sich nicht durch eine glatte Energieabhängigkeit charakterisieren. Außerdem sind die Parameter 1P_1 und ϵ_1 aufgrund der unzureichenden Anzahl der bisher gemessenen unabhängigen Observablen miteinander korreliert, so daß eine unabhängige Bestimmung der Parameter derzeit nicht möglich ist. In Abbildung 1, in der die Ergebnisse von zwei Phasenanalysen mit den Vorhersagen von vier verschiedenen Modellen verglichen werden, ist neben den Parametern 1P_1 und ϵ_1 die Streuphase 3D_3 dargestellt, die ebenfalls nicht eindeutig durch Phasenanalysen und Modelle beschrieben wird.

Diese Arbeit soll dazu beitragen, die Kenntnis der NN-Wechselwirkung zu verbessern. Nach einer Darstellung des Formalismus der NN-Wechselwirkung wird durch Sensitivitätsrechnungen gezeigt, welche Experimente für eine bessere Bestimmung der Streuphasen nötig sind. Im Anschluß daran wird die Durchführung von zwei n-p-Streuexperimenten beschrieben. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Experimente zusammen mit ausgesuchten anderen Daten des Nukleon-Nukleon-Systems in diesem Energiebereich in einer neuen Phasenanalyse verwendet.

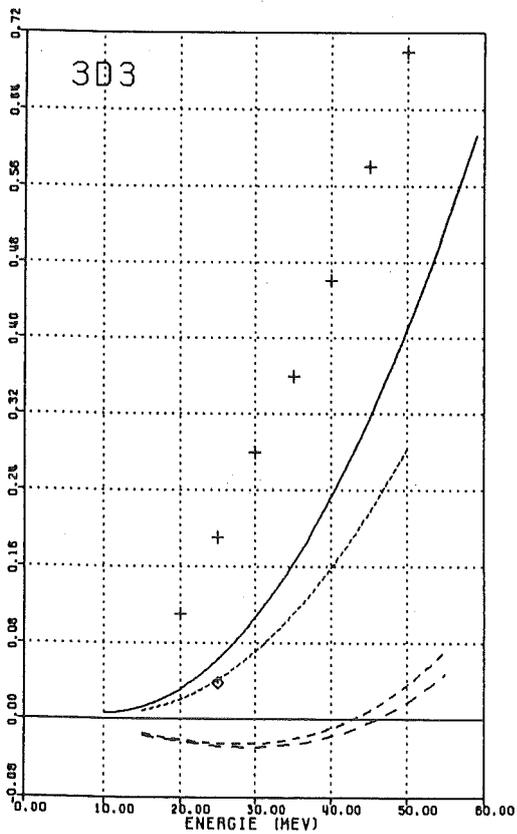
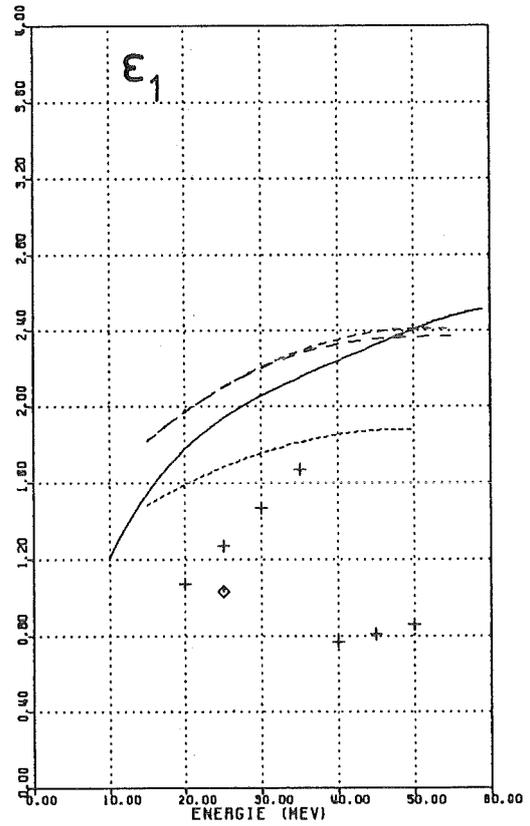
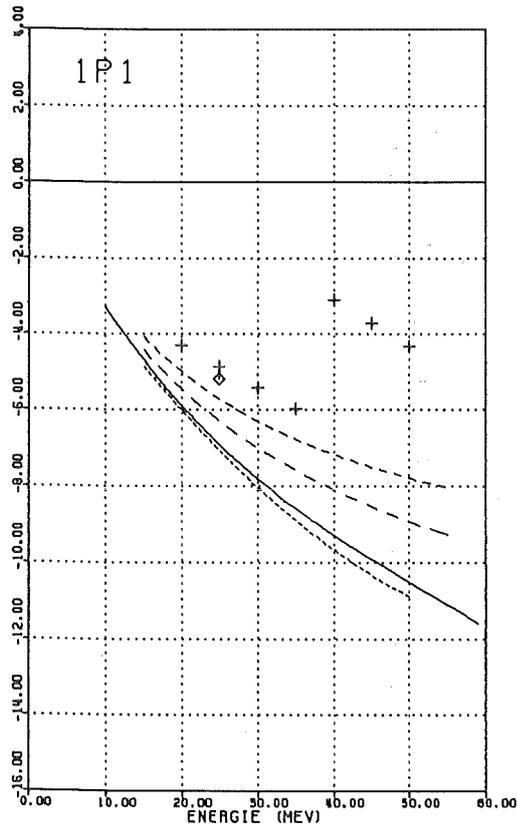


Abb. 1:

n-p-Streuphasen 1P_1 , ϵ_1 und 3D_3 als Funktion der Neutronenenergie

- + Phasenanalyse Arndt (ARN82)
- ◇ Phasenanalyse Signell (SIG76)
- Bonn-Potential (one boson exchange) (MAC82)
- Paris-Potential (boson exchange + soft core) (LOI84)
- Bonn-Jülich-Potential, MDFPΔ1 (mesonic degrees of freedom potential with $\Delta(\pi)$) (MÜT82)
- - Bonn-Jülich-Potential, MDFPΔ2 (mesonic degrees of freedom potential with $\Delta(\pi\rho)$) (MÜT82)

II. Formalismus der Nukleon-Nukleon-Streuung

In diesem Kapitel wird der Formalismus der Streutheorie skizziert, der von der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung zu den fundamentalen Matrizen der Streutheorie führt. Im weiteren wird gezeigt, wie aus diesen Matrizen Observable der Nukleon-Nukleon-Streuung berechnet werden können und wie diese Observable durch die Symmetrieeigenschaften der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beeinflusst werden. Eine Darstellung der Verbindung zwischen Experiment und theoretischer Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bildet den Abschluß dieses Kapitels.

II.1 Definition der T, S und M-Matrix

Die Streuung von zwei Nukleonen wird gewöhnlich durch die Streuamplitude beschrieben. Die Streuamplitude ist eine Funktion der kinematischen Variablen (Streuwinkel, Impuls) und der Quantenzahlen, die die Wellenfunktionen der Teilchen beschreiben. Die Aufgabe der Streutheorie besteht darin, für eine gegebene Form der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung die Streuamplitude mit Hilfe der Schrödinger-Gleichung zu bestimmen. Im Schwerpunktsystem ist die Streuung zweier Nukleonen gleichbedeutend mit der Streuung eines Teilchens an einem Potential. Die Wellenfunktion Ψ der Nukleonen muß deshalb eine Lösung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung

$$(1) \quad i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle \quad ; \quad H = H^0 + V$$

sein, wobei der Hamilton-Operator H sich aus dem Hamilton-Operator H^0 des freien Teilchens und dem Operator der Wechselwirkung V zusammensetzt. Außerdem muß die Nukleon-Nukleon-Wellenfunktion Ψ asymptotisch, d.h. vor der Wechselwirkung ($t \rightarrow -\infty$) und bei großem Abstand der Nukleonen, gegen die Wellenfunktion ψ^0 der freien Nukleonen konvergieren.

$$(2) \quad \lim_{t \rightarrow -\infty} \left\| \Psi(t) - \psi^0(t) \right\| \rightarrow 0$$

Mit Hilfe des Möller-Operators Ω^+ kann aus Gleichung (2) die formale Lösung des Streuproblems abgeleitet werden:

$$(3) \quad \begin{aligned} \Omega^+ &= \lim_{\tau \rightarrow -\infty} (e^{iH\tau} \cdot e^{-iH^0\tau}) && \text{(MÖL45)} \\ |\Psi(t)\rangle &= \Omega^+ |\psi^0(t)\rangle \end{aligned}$$

Wenn man die Lösung der stationären Schrödinger-Gleichung der freien Nukleonen vor der Wechselwirkung in der Form

$$(4) \quad \begin{aligned} |\psi^0(0)\rangle &= \int f^0(\mathbf{p}) \cdot |\psi_p^0\rangle \cdot d\mathbf{p} \\ |\psi_p^0\rangle &\cong \text{Eigenfunktion des Hamilton-Operators} \\ &\quad H^0 = \mathbf{p}^2 / 2m \\ f^0(\mathbf{p}) &\cong \text{Impulsverteilung der Wellenfunktion} \end{aligned}$$

darstellt und den Grenzübergang in Gleichung (3) etwas umformt, ergibt sich eine Beziehung, die eine Berechnung der Wellenfunktion der gestreuten Teilchen ermöglicht :

$$(5) \quad \begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \int |\Psi_p^+\rangle \cdot e^{-iE_p t} \cdot f^0(\mathbf{p}) \cdot d\mathbf{p} && \text{(GLÖ83)} \\ \text{mit} \quad |\Psi_p^+\rangle &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{i\epsilon}{E_p + i\epsilon - H} |\psi_p^0\rangle \end{aligned}$$

Mit Hilfe der Resolventenoperatoren $G^0(z) = (z - H^0)^{-1}$ und $G(z) = (z - H)^{-1}$, $z = E_p + i\epsilon$, und der Resolventenidentität

$$(6) \quad G(z) = G^0(z) + G^0(z) \cdot V \cdot G(z)$$

läßt sich die Wellenfunktion $|\Psi_p^+\rangle$ in einen freien und einen gestreuten Teil aufspalten und durch eine Lippmann-Schwinger-Gleichung darstellen.

$$(7) \quad |\Psi_p^+\rangle = |\psi_p^0\rangle + \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{E_p + i\epsilon - H^0} V |\Psi_p^+\rangle$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein System durch eine Streuung aus einem Anfangszustand $|p\rangle$ in einen bestimmten

Endzustand $|\mathbf{p}_f\rangle$ übergeht, ist als Ableitung des Absolutquadrates der Übergangsamplitude A nach der Zeit definiert. Die Definitionsgleichung für die Übergangsamplitude lautet :

$$(8) \quad A_{\mathbf{p}_f} (t) \equiv \langle \psi^0_{\mathbf{p}_f} (t) | \Psi(t) \rangle$$

Durch Einsetzen von Gleichung (5) und (7) in Gleichung (8) und den Grenzübergang zu einem Zeitpunkt nach der Wechselwirkung, erhält man eine Beziehung zwischen der Übergangsamplitude A und den fundamentalen Matrizen der Streutheorie, der Übergangsmatrix T und der Streumatrix S .

$$(9) \quad \lim_{t \rightarrow \infty} A_{\mathbf{p}_f} (t) = \int [\delta^3(\mathbf{p}-\mathbf{p}_f) - 2\pi i \cdot \delta(E_{\mathbf{p}_f} - E_{\mathbf{p}}) \cdot T_{\mathbf{p}_f \mathbf{p}}] \cdot f^0(\mathbf{p}) \cdot d\mathbf{p}$$

$$\equiv \int S_{\mathbf{p}_f \mathbf{p}} \cdot f^0(\mathbf{p}) \cdot d\mathbf{p}$$

mit $T_{\mathbf{p}_f \mathbf{p}} \equiv \langle \psi^0_{\mathbf{p}_f} | \mathbf{v} | \psi^+_{\mathbf{p}} \rangle$

Daraus ergibt sich in Matrix-Notation die Beziehung

$$(10) \quad S = 1 - 2\pi i \cdot T .$$

Bisher wurde nicht berücksichtigt, daß Nukleonen durch einen zusätzlichen Freiheitsgrad, den Spin, ausgezeichnet sind. Da Orts- bzw. Impulsraum und Spinraum orthogonal sind, muß die Wellenfunktion zweier Nukleonen als Tensorprodukt von Orts- und Spinwellenfunktion bzw. von Impuls- und Spinwellenfunktion aufgefaßt werden. Der Spinraum zweier Nukleonen, die den Spin 1/2 tragen, ist vierdimensional und wird von den orthonormalen Basisvektoren $|\chi_i\rangle = |s_i m_i\rangle$ aufgespannt. Die vier orthonormalen Basisvektoren des Spinraumes sind $|\chi_0\rangle = |s=0 m=0\rangle$, $|\chi_1\rangle = |s=1 m=1\rangle$, $|\chi_2\rangle = |s=1 m=0\rangle$, $|\chi_3\rangle = |s=1 m=-1\rangle$.

Ein reiner Spinzustand läßt sich demnach immer nach den Basisvektoren $|\chi_i\rangle$ entwickeln: $|\lambda\rangle = \sum_i a_i |\chi_i\rangle$. Da die Wechselwirkung im allgemeinen spinabhängig ist, muß die Lippmann-Schwinger-Gleichung, die die Wellenfunktion nach

der Streuung definiert, verallgemeinert werden. Mit der in Impuls- und Spinraumanteil faktorisierten Wellenfunktion $|\Psi_p\rangle = |\mathbf{p}\rangle |\lambda\rangle$ lautet die Lippmann-Schwinger-Gleichung (7) :

$$(11) \quad |\mathbf{p}\lambda^+\rangle = |\mathbf{p}\rangle |\lambda\rangle + \sum_i |\chi_i\rangle \langle \chi_i | G_0 V | \mathbf{p}\lambda^+\rangle.$$

Durch Multiplikation mit $\langle \mathbf{r} |$ und bei Berücksichtigung folgender Normierungen

$$\langle \mathbf{r} | \mathbf{p} \rangle \equiv \psi_p^0(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-3/2} \cdot e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}}$$

$$\langle \mathbf{p} | \mathbf{p}' \rangle = \delta^3(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$$

$$\int d\mathbf{p} |\mathbf{p}\rangle \langle \mathbf{p}| = 1, \quad \sum_i |\chi_i\rangle \langle \chi_i| = 1$$

wird Gleichung (11) in den Ortsraum transformiert und beschreibt nach dem Grenzübergang $r \rightarrow \infty$ die Wellenfunktion nach der Streuung:

$$\begin{aligned} \Psi_p^+ = (2\pi)^{-3/2} \cdot \{ \sum_i [e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} \cdot a_i \cdot |\chi_i\rangle \\ + |\chi_i\rangle \cdot \frac{e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}}}{r} \cdot \sum_j \{ \mathbf{M}_{ji}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \cdot a_j \}] \} \end{aligned}$$

(12)

$$\text{mit } \mathbf{M}_{ji}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \equiv -4\pi^2 m \cdot \langle \chi_i | \langle \mathbf{p}' | \mathbf{T} | \mathbf{p} \rangle | \chi_j \rangle$$

$m \cong$ reduzierte Masse der Nukleonen

Gleichung (12) zeigt, daß die Wellenfunktion nach der Streuung aus einem ungestörten Anteil (1. Summand) und einem gestreuten Anteil in Form einer Kugelwelle (2. Summand) besteht. Die in Gleichung (12) definierte \mathbf{M} -Matrix beinhaltet die vollständige dynamische Information des Streuprozesses und transformiert den Spinzustand des System vor der Streuung in den Spinzustand nach der Streuung.

$$(13) \quad |\lambda^f\rangle = \sum_m a_m^f |\chi_m\rangle = \sum_m |\chi_m\rangle \sum_n \mathbf{M}_{mn} \cdot a_n^i = \mathbf{M} |\lambda^i\rangle$$

Die vollständige Lösung des Streuproblems ergibt sich aus Gleichung (12) nach Integration über die Impulsverteilung vor der Streuung und nach Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung der Wellenfunktion (s. Gl. (5)).

II.2 Dichtematrix und Erwartungswert eines Operators

Zur Berechnung von Observablen wird gewöhnlich das Konzept der Dichtematrix benutzt. Die Spinfunktion eines Systems von zwei Spin-1/2-Teilchen besteht im allgemeinen aus einer Überlagerung verschiedener reiner Spinzustände, so daß der Polarisationszustand eines Systems durch eine Dichtematrix ρ beschrieben werden kann.

$$(14) \quad \rho = \sum_n |\lambda_n\rangle p_n \langle \lambda_n|$$

$|\lambda_n\rangle$ ist ein reiner Zustand des vierdimensionalen Spinraums der beiden Teilchen. p_n ist die Wahrscheinlichkeit, das System im reinen Zustand $|\lambda_n\rangle$ zu finden.

Der Erwartungswert eines Operators O ist definiert durch

$$(15) \quad \langle O \rangle = \frac{\text{Sp}(\rho \cdot O)}{\text{Sp}(\rho)}$$

Mit Hilfe der M -Matrix (Gl.(13)) kann die Dichtematrix ρ_f des Systems nach der Streuung aus der Dichtematrix ρ_i vor der Streuung berechnet werden.

$$(16) \quad \rho_f = \sum_n |\lambda_n^f\rangle p_n \langle \lambda_n^f| = \sum_n M |\lambda_n^i\rangle p_n \langle \lambda_n^i| M^+$$

$$\rho_f = M \rho_i M^+$$

Da die 4x4 Dichtematrix ρ nur im Spinraum definiert ist, kann sie durch ein vollständiges System 16 linear unabhängiger Spinoperatoren $S_{\nu\mu}$ der beiden Teilchen dargestellt werden.

$$(17) \quad S_{\nu\mu} = \sigma_{\nu}^{(1)} \cdot \sigma_{\mu}^{(2)} \quad ; \quad \nu, \mu = 0, 1, 2, 3$$

$\sigma_{\nu=0} = 1$, $\sigma_{\nu=1,2,3} \cong 2 \times 2$ Pauli-Matrizen; die Indices (1), (2) kennzeichnen die orthogonalen Spinräume der beiden Teilchen.

Die Operatoren $\mathbf{S}_{\nu\mu}$ unterliegen der Orthogonalitätsrelation $\text{Sp}(\mathbf{S}_{\nu\mu} \cdot \mathbf{S}_{\lambda\kappa}) = 4 \cdot \delta_{\nu\lambda} \cdot \delta_{\mu\kappa}$.

Damit erhält man für die Dichtematrix ρ die Gleichung

$$(18) \quad \rho = \frac{1}{4} \text{Sp}(\rho) \cdot \sum_{\nu\mu} \langle \mathbf{S}_{\nu\mu} \rangle \cdot \mathbf{S}_{\nu\mu} \quad (\text{WOL52})$$

Das Streuproblem kann als gelöst betrachtet werden, wenn aus dem Polarisationszustand des Systems vor der Streuung $\langle \mathbf{S}_{\lambda\kappa}^i \rangle$ der Erwartungswert der Polarisation des Endzustandes $\langle \mathbf{S}_{\nu\mu}^f \rangle$ bestimmt werden kann.

Aus den Gleichungen (15), (16), (17) und (18) folgt:

$$(19) \quad \langle \mathbf{S}_{\nu\mu}^f \rangle = \frac{\text{Sp}(\rho_f \mathbf{S}_{\nu\mu})}{\text{Sp}(\rho_f)} = \frac{\text{Sp}(\mathbf{M} \rho_i \mathbf{M}^+ \mathbf{S}_{\nu\mu})}{\text{Sp}(\rho_f)}$$

$$= \frac{1}{4} \cdot \frac{\text{Sp}(\rho_i)}{\text{Sp}(\rho_f)} \cdot \sum_{\lambda\kappa} \langle \mathbf{S}_{\lambda\kappa}^i \rangle \cdot \text{Sp}(\mathbf{M} \mathbf{S}_{\lambda\kappa} \mathbf{M}^+ \mathbf{S}_{\nu\mu})$$

$$\lambda, \kappa = 0, 1, 2, 3$$

Mit dem Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$(20) \quad I = \frac{\text{Sp}(\rho_f)}{\text{Sp}(\rho_i)} \quad (\text{WOL52})$$

erhält man die Gleichung

$$(21) \quad \langle \mathbf{S}_{\nu\mu}^f \rangle \cdot I = \frac{1}{4} \sum_{\lambda\kappa} \langle \mathbf{S}_{\lambda\kappa}^i \rangle \cdot \text{Sp}(\mathbf{M} \mathbf{S}_{\lambda\kappa} \mathbf{M}^+ \mathbf{S}_{\nu\mu}),$$

mit deren Hilfe alle Observablen eines Streuexperimentes beschrieben werden können.

II.3 Einführung der Wolfenstein-Amplituden

Aus Gleichung (21) ist ersichtlich, daß 256 Übergänge von 16 verschiedenen Spinzuständen vor der Streuung zu 16 Spinzuständen nach der Streuung möglich sind. Die Symmetrieeigenschaften der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bewirken jedoch, daß nur sechs der 16 Amplituden der M -Matrix von null verschieden und linear unabhängig sind. Die Anzahl der unabhängigen Observablen reduziert sich aus dem gleichen Grund von 256 auf 36.

Da die M -Matrix nur im Spinraum der beiden Nucleonen wirkt, kann sie als Funktion der 16 Basisoperatoren $\sigma_v^1 \cdot \sigma_\mu^2$ und der kinematischen Einheitsvektoren

$$N = \frac{p_i^x p_f}{p_i^x p_f} \quad , \quad P = \frac{p_i^+ p_f}{p_i^+ p_f} \quad , \quad K = \frac{p_f^- p_i}{p_f^- p_i}$$

dargestellt werden. Die Vektoren p_i , p_f sind die Impulse des Projektils vor bzw. nach der Streuung.

In Experimenten hat sich gezeigt, daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung rotationsinvariant (Erhaltung des Gesamtdrehimpulses) und im hohen Maße invariant in Bezug auf Raumspiegelung (Paritätserhaltung) und Zeitumkehr ist. Aus der Symmetrie der Rotationsinvarianz folgt, daß die M -Matrix ein Tensor 0. Stufe (Skalar, Pseudoskalar) sein muß. Die Forderung nach Invarianz der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei Raumspiegelung und Zeitumkehr bewirkt, daß auch die M -Matrix bezüglich dieser Operationen invariant sein muß.

$$\begin{aligned} \text{Raumspiegelung: } & \sigma \rightarrow \sigma \quad , \quad N \rightarrow N \quad , \quad P \rightarrow -P \quad , \quad K \rightarrow -K \\ \text{Zeitumkehr} & : \quad \sigma \rightarrow -\sigma \quad , \quad N \rightarrow -N \quad , \quad P \rightarrow -P \quad , \quad K \rightarrow K \end{aligned}$$

Damit läßt sich als allgemeinste Form für die M -Matrix folgenden Beziehung angeben:

$$\begin{aligned} (22) \quad M = & a + b \cdot (\sigma^1 - \sigma^2) \cdot N + c \cdot (\sigma^1 + \sigma^2) \cdot N \\ & + m \cdot (\sigma^1 \cdot N) \cdot (\sigma^2 \cdot N) + (g+h) \cdot (\sigma^1 \cdot P) \cdot (\sigma^2 \cdot P) \\ & + (g-h) \cdot (\sigma^1 \cdot K) \cdot (\sigma^2 \cdot K) \end{aligned} \quad (\text{WOL52})$$

Die sechs komplexen Koeffizienten a, b, c, m, g, h , die Funktionen der Energie und des Streuwinkels sind, werden Wolfenstein-Amplituden genannt. Die Indices 1, 2 geben an, daß die betreffenden Operatoren nur im Spinraum des Teilchens 1 bzw. 2 wirken.

Die Darstellung der M -Matrix läßt sich noch weiter vereinfachen, wenn man die Streuung identischer Teilchen (pp), (nn) betrachtet. In diesem Fall muß die Wechselwirkung und damit auch die M -Matrix symmetrisch bezüglich einer Vertauschung der Teilchen $1 \leftrightarrow 2$ sein. Das hat zur Folge, daß die Wolfenstein-Amplitude b gleich null wird.

II.4 M -Matrix im Isospinraum

Da es experimentelle Hinweise gibt (Überblick in HEN79), daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung recht ladungssymmetrisch ist, ist es sinnvoll, den M -Matrix-Formalismus auch auf den Isospinraum auszudehnen, in dem Neutron und Proton als unterschiedliche Zustände eines Teilchens mit dem Isospin $t=1/2$ betrachtet werden können.

$$\text{Proton} \cong |t=1/2 \ m_t=1/2 \rangle$$

$$\text{Neutron} \cong |t=1/2 \ m_t=-1/2 \rangle$$

Eine ladungssymmetrische Wechselwirkung hat die Form

$$V \sim \left[\tau_z^1 \cdot \tau_z^2 - \frac{1}{3} \tau^1 \cdot \tau^2 \right] \quad (\text{HEN79})$$

$$\tau_i \cong 2 \times 2 \text{ Isospinmatrix}$$

und ist symmetrisch bezüglich einer Vertauschung der Teilchen $1 \leftrightarrow 2$.

Unter der Voraussetzung, daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ladungssymmetrisch ist, muß die M -Matrix für die np -Streuung ebenso wie für die pp - und nn -Streuung symmetrisch bezüglich Teilchenvertauschung sein. Somit ist auch bei der np -Streuung die Wolfenstein-Amplitude b gleich null und die M -Matrix mittels fünf unabhängiger Streuamplituden darstellbar.

Eine noch weitergehende Vereinfachung des Formalismus erhält man, wenn man annimmt, daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung den Isospin erhält. Die Erhaltung des Isospins, die mit der Ladungsunabhängigkeit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gleichzusetzen ist ($V \sim (\boldsymbol{\tau}^1 \cdot \boldsymbol{\tau}^2)$), erlaubt es, die Isospinwellenfunktion des Nukleon-Nukleon-Systems in Singulett- und Triplet-Zustände zu zerlegen.

$$|t_1 m_{t_1} t_2 m_{t_2}\rangle = \sum_t C(t_1 t_2 t, m_{t_1} m_{t_2} m) |tm\rangle$$

$$C(t_1 t_2 t, m_{t_1} m_{t_2} m) \cong \text{Clebsch-Gordon-Koeffizient}$$

Im Nukleon-Nukleon-System führt diese Zerlegung zu den Isospinwellenfunktionen :

$$\begin{aligned} |pp\rangle &\equiv |t=1 \ m=1\rangle \\ |nn\rangle &\equiv |t=1 \ m=-1\rangle \\ |np\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |t=1 \ m=0\rangle + |t=0 \ m=0\rangle \} \end{aligned}$$

Damit läßt sich die M-Matrix in eine Isospin-Singulett- und eine Isospin-Triplett-Amplitude aufspalten.

$$(23) \quad M = M^{t=0} \cdot P_0 + M^{t=1} \cdot P_1 \quad (\text{HOS68})$$

$$P_0 = \frac{1}{4} [1 - (\boldsymbol{\tau}^1 \cdot \boldsymbol{\tau}^2)] \quad ; \quad P_1 = \frac{1}{4} [3 + (\boldsymbol{\tau}^1 \cdot \boldsymbol{\tau}^2)]$$

P_0 , P_1 sind die Projektionsoperatoren auf Isospin-Singulett- und Triplet-Zustände.

Die physikalischen Streuprozesse werden damit wie folgt beschrieben:

$$\begin{aligned} M(pp \rightarrow pp) &= M(nn \rightarrow nn) = M^{t=1} \\ (24) \quad M(np \rightarrow np) &= \frac{1}{2} (M^{t=1} + M^{t=0}) \quad (\text{HOS68}) \\ M(np \rightarrow pn) &= \frac{1}{2} (M^{t=1} - M^{t=0}) \end{aligned}$$

Da die Matrizen $M^{t=1}$ und $M^{t=0}$, die beide in der Form (22) geschrieben werden können, nicht mehr explizit vom Isospin abhängen, werden die Indices $t=1$ bzw. $t=0$ im weiteren weggelassen.

Eine weitere Folge der Erhaltung des Isospins in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist die Erhaltung des Gesamtspins. Da die Wellenfunktion von Spin-1/2-Teilchen nach dem Pauli-Prinzip antisymmetrisch bezüglich einer Vertauschung der Teilchen sein muß, folgt unmittelbar aus der Erhaltung der Parität und des Isospins die Erhaltung des Spins. Dies ist sofort ersichtlich, wenn man das Pauli-Prinzip in der Form

$$(-1)^L \cdot (-1)^S \cdot (-1)^t = -1$$

schreibt. L , $s=s^1+s^2$, $t=t^1+t^2$ sind der Bahndrehimpuls, der Spin und der Isospin der jeweiligen Wellenfunktion.

II.5 Partialwellendarstellung der M-Matrix

Ausgehend von Gleichung (12) läßt sich mit Hilfe einer Partialwellenzerlegung der Lippmann-Schwinger-Gleichung eine Partialwellendarstellung der M -Matrix finden. (Zur Herleitung s. GLÖ83)

$$\begin{aligned} M_{m_s' m_s}^S &= \frac{1}{ik} \sum_{JLL'} C(L'sJ, m_s - m_s' \quad m_s' \quad m_s) \cdot Y_{L', m_s' - m_s}(\theta, \phi) \\ (25) \quad &\cdot i^{-L'+L} (S_{L', sLs}^J - \delta_{L', L}) \cdot C(LsJ, 0 m_s) \\ &\cdot \sqrt{\pi(2L+1)} \cdot [1 - (-1)^{L+s+t}] \end{aligned}$$

$Y_{Lm}(\theta, \phi) \cong$ Kugelflächenfunktion, $S_{L', sLs}^J \cong$ S-Matrixelement in der Partialwellendarstellung, $k \cong$ Wellenzahlvektor der Relativbewegung.

Die in (24) definierten physikalischen Amplituden erhält man aus (25), indem man die Summation über JLL' unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips ausführt.

Wenn man die Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ durch die Wahl $\phi=0$ eliminiert, erhält die M -Matrix in der $s m_s$ -Darstellung die Form

$$(26) \quad M_{m'_s m_s}^s = \begin{bmatrix} M_{ss} & M_{st} & 0 & M_{st} \\ M_{ts} & M_{11} & M_{10} & M_{1-1} \\ 0 & M_{01} & M_{00} & -M_{01} \\ M_{ts} & M_{1-1} & -M_{10} & M_{11} \end{bmatrix}$$

wobei für die Spin-Singulett-Amplitude M_{00}^0 die Bezeichnung M_{ss} eingeführt wurde und bei allen Spin-Triplett-Amplituden der Index $s=1$ weggelassen wurde. Die Amplituden M_{st} und M_{ts} , die die Übergänge $|s=0 m_s=0\rangle \leftrightarrow |s=1 m_s=0\rangle$ beschreiben, sind bei der Betrachtung identischer Teilchen oder bei Erhaltung des Isospins gleich null.

Durch eine Transformation der Form

$$\begin{aligned} \langle m'_1 m'_2 | M | m_1 m_2 \rangle &= \sum_{ss'} C\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} s', m'_1 m'_2 m'_s\right) \cdot C\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} s, m_1 m_2 m_s\right) \\ &\cdot \langle s' m'_s | M | s m_s \rangle \end{aligned}$$

erhält man die M -Matrix in der $(m'_1 m'_2, m_1 m_2)$ - Darstellung.

$$(27) \quad M_{m'_1 m'_2 m_1 m_2} = \begin{bmatrix} M_{11} & \frac{1}{\sqrt{2}}(M_{10} + M_{ts}) & \frac{1}{\sqrt{2}}(M_{10} - M_{ts}) & M_{1-1} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(M_{01} + M_{st}) & \frac{1}{2}(M_{00} + M_{ss}) & \frac{1}{2}(M_{00} - M_{ss}) & \frac{1}{\sqrt{2}}(M_{st} - M_{01}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(M_{01} - M_{st}) & \frac{1}{2}(M_{00} - M_{ss}) & \frac{1}{2}(M_{00} + M_{ss}) & \frac{1}{\sqrt{2}}(-M_{st} - M_{01}) \\ M_{1-1} & \frac{1}{\sqrt{2}}(M_{ts} - M_{10}) & \frac{1}{\sqrt{2}}(-M_{ts} - M_{10}) & M_{11} \end{bmatrix}$$

Durch einen Vergleich mit Gleichung (22) erhält man folgende Beziehung für die Wolfenstein-Amplituden:

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{1}{4} (2M_{11} + M_{00} + M_{ss}) \\
 b &= \frac{i\sqrt{2}}{4} (M_{st} - M_{ts}) \\
 c &= \frac{i\sqrt{2}}{4} (M_{10} - M_{01}) \\
 (28) \quad m &= \frac{1}{4} (-2M_{1-1} + M_{00} - M_{ss}) \\
 g &= \frac{1}{4} (M_{11} + M_{1-1} - M_{ss}) \\
 h &= \frac{1}{4\cos\theta} (M_{11} - M_{1-1} - M_{00}) \\
 &= \frac{\sqrt{2}}{4\sin\theta} (M_{10} + M_{10})
 \end{aligned}$$

Damit ist man in der Lage für eine gegebene Form der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung jede Observable der Streuung zu berechnen:

Zunächst muß gemäß Gleichung (9) die S-Matrix aus dem Potential V berechnet werden. Anschließend können mit Hilfe der S-Matrix die M-Matrix-Amplituden bestimmt werden (Gleichung (25)). Die Beziehung zwischen Wolfenstein-Amplituden und M-Matrix (Gleichung (28)) erlaubt dann nach Vorschrift (21) die Berechnung von Observablen.

In Tabelle 1 sind die 20 Observablen aufgeführt, die bei Beobachtung des Polarisationszustandes in maximal zwei Kanälen linear unabhängig sind, wenn man Paritätserhaltung und Zeitumkehrinvarianz fordert.

Tabelle 1

Observable als Funktion der Wolfenstein-Amplituden

I_{0000}	$= \sigma$	$= a ^2 + m ^2 + 2 b ^2 + 2 c ^2 + 2 g ^2 + 2 h ^2$
<hr/>		
P_{N000}	$= A_{00N0}$	$= 2 \cdot \text{Re} [(a+m)c^* + (a-m)b^*] / \sigma$
P_{0N00}	$= A_{000N}$	$= 2 \cdot \text{Re} [(a+m)c^* - (a-m)b^*] / \sigma$
<hr/>		
C_{NN00}	$= A_{00NN}$	$= 2 [\text{Re}(am^*) + c ^2 - b ^2 - g ^2 + h ^2] / \sigma$
C_{PP00}	$= A_{00PP}$	$= 2 \cdot \text{Re} [(a-m)g^* + (a+m)h^*] / \sigma$
C_{KK00}	$= A_{00KK}$	$= 2 \cdot \text{Re} [(a-m)g^* - (a+m)h^*] / \sigma$
C_{PK00}	$= -A_{00PK}$	$= 4 \cdot \text{Re} [i(ch^* - bg^*)] / \sigma$
C_{KP00}	$= -A_{00KP}$	$= 4 \cdot \text{Re} [i(ch^* + bg^*)] / \sigma$
<hr/>		
D_{NON0}	$= D_{0NON}$	$= [a ^2 + m ^2 + 2 b ^2 + 2 c ^2 - 2 g ^2 - 2 h ^2] / \sigma$
D_{POPO}		$= [a ^2 - m ^2 + 4 \cdot \text{Re}(gh^* - bc^*)] / \sigma$
D_{OPOP}		$= [a ^2 - m ^2 + 4 \cdot \text{Re}(gh^* + bc^*)] / \sigma$
D_{KOKO}		$= [a ^2 - m ^2 - 4 \cdot \text{Re}(gh^* + bc^*)] / \sigma$
D_{OKOK}		$= [a ^2 - m ^2 - 4 \cdot \text{Re}(gh^* - bc^*)] / \sigma$
D_{POKO}	$= -D_{KOP0}$	$= 2 \cdot \text{Re} [ic(m^* - a^*) - ib(a^* + m^*)] / \sigma$
D_{OPOK}	$= -D_{OK0P}$	$= 2 \cdot \text{Re} [ic(m^* - a^*) + ib(a^* + m^*)] / \sigma$
<hr/>		
K_{ONNO}	$= K_{NOON}$	$= 2 [\text{Re}(am^*) + g ^2 - h ^2 + c ^2] / \sigma$
K_{OPPO}	$= K_{POOP}$	$= 2 \cdot \text{Re} [(a+m)g^* + (a-m)h^*] / \sigma$
K_{OKKO}	$= K_{KOOK}$	$= 2 \cdot \text{Re} [(a+m)g^* - (a-m)h^*] / \sigma$
K_{OPKO}	$= -K_{K00P}$	$= 4 \cdot \text{Re} [i(gc^* - bh^*)] / \sigma$
K_{OKPO}	$= -K_{P00K}$	$= 4 \cdot \text{Re} [i(cg^* - bh^*)] / \sigma$

Die in dieser Tabelle benutzte Nomenklatur wird im nächsten Kapitel erläutert.

II.6 Anmerkung zur Nomenklatur der Observablen

In Tabelle 1 sind die Observablen X_{ijkl} , die bei der Streuung von Spin-1/2-Teilchen auftreten, durch vier Indices gekennzeichnet. Die Indices geben die Richtungen an, in denen Polarisationszustände des Projektils (k,i) vor bzw. nach der Streuung und des Targetteilchens (n,j) vor bzw. nach der Streuung beobachtet werden. Da die hier benutzten Vektoren $\mathbf{N}, \mathbf{P}, \mathbf{K}$ im Schwerpunktsystem definiert sind (Kap. II.3), erhält man die im Experiment meßbaren Observablen durch eine Transformation der Vektoren $\mathbf{N}, \mathbf{P}, \mathbf{K}$ in das Laborsystem.

Im Laborsystem werden die ausgezeichneten Richtungen x, y, z üblicherweise durch die Einheitsvektoren $\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f, \mathbf{p}_r$ definiert, die die Richtung des Projektils vor bzw. nach der Streuung und die Richtung des Targetteilchens nach der Streuung angeben. Mit Hilfe der Definition der Vektoren $\mathbf{N}, \mathbf{P}, \mathbf{K}$ ergibt sich bei der Streuung von Teilchen gleicher Masse folgende Beziehung zwischen Labor- und Schwerpunktsystem:

vor der Streuung:

$$\begin{aligned} z &= \mathbf{p}_i & &= \mathbf{P} \cdot \cos \theta/2 - \mathbf{K} \cdot \sin \theta/2 \\ y &= \mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f & &= \mathbf{N} \\ \mathbf{x} &= (\mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f) \times \mathbf{p}_i & &= \mathbf{P} \cdot \sin \theta/2 + \mathbf{K} \cdot \cos \theta/2 \\ \theta &\cong \text{Streuwinkel im Schwerpunktsystem} \end{aligned}$$

nach der Streuung:

Projektil:

$$\begin{aligned} z &= \mathbf{p}_f & &= \mathbf{P} \\ y &= \mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f & &= \mathbf{N} \\ \mathbf{x} &= (\mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f) \times \mathbf{p}_f & &= \mathbf{K} \end{aligned}$$

Targetteilchen:

$$\begin{aligned} z &= \mathbf{p}_r & &= -\mathbf{K} \\ y &= \mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f & &= \mathbf{N} \\ \mathbf{x} &= (\mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f) \times \mathbf{p}_r & &= \mathbf{P} \end{aligned}$$

Aus historischen Gründen sind für einige Observable noch Bezeichnungen gebräuchlich, die mit weniger als vier Indices auskommen. Da diese Bezeichnungen in der Literatur weitverbreitet sind, werden sie im folgenden benutzt.

Das sind z.B. die Observablen:

$$\text{Polarisation } P \equiv P_{N000}$$

$$\text{Analysierstärke } A_y \equiv A_{00N0}$$

Spinkorrelationsparameter:

$$C_{NN} \equiv C_{NN00}, C_{PP} \equiv C_{PP00}, C_{KK} \equiv C_{KK00}, C_{KP} \equiv C_{KP00},$$

$$C_{PK} \equiv C_{PK00}$$

Analysierstärke:

$$A_{yy} \equiv A_{00NN}$$

$$A_{xx} \equiv A_{00xx}$$

$$= \sin^2\theta/2 \cdot C_{PP} + \cos^2\theta/2 \cdot C_{KK} - 1/2 \cdot \sin\theta \cdot (C_{PK} + C_{KP})$$

$$A_{zz} \equiv A_{00zz}$$

$$= \sin^2\theta/2 \cdot C_{PP} + \cos^2\theta/2 \cdot C_{KK} + 1/2 \cdot \sin\theta \cdot (C_{PK} + C_{KP})$$

$$A_{zx} \equiv A_{00zx}$$

$$= 1/2 \cdot \sin\theta \cdot (C_{PP} - C_{KK}) + \cos^2\theta/2 \cdot C_{PK} - \sin^2\theta/2 \cdot C_{KP}$$

Depolarisationsparameter:

$$D_{NN} \equiv D_{N0N0}, D_{PP} \equiv D_{P0P0}, D_{KK} \equiv D_{K0K0}, D_{KP} \equiv D_{K0P0},$$

$$D_{PK} \equiv D_{P0K0}$$

Rotationsparameter:

$$R \equiv D_{x0x0} = \sin\theta/2 \cdot D_{KP} + \cos\theta/2 \cdot D_{KK}$$

$$A \equiv D_{x0z0} = \cos\theta/2 \cdot D_{KP} - \sin\theta/2 \cdot D_{KK}$$

$$R' \equiv D_{z0x0} = \sin\theta/2 \cdot D_{PP} + \cos\theta/2 \cdot D_{PK}$$

$$A' \equiv D_{z0z0} = \cos\theta/2 \cdot D_{PP} - \sin\theta/2 \cdot D_{PK} .$$

II.7 Parametrisierung der S-Matrix nach Streuphasen

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, wie experimentell beobachtbare Größen (Observable) unter Anwendung von Erhaltungssätzen und Symmetrien aus einer gegebenen Form der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung berechnet werden können. Zum Testen eines Modells der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist es jedoch nicht zweckmäßig, Observable, die auf diese Weise berechnet wurden, direkt mit experimentellen Meßgrößen zu vergleichen. Der übliche Weg ist, die S-Matrix in der Partialwellendarstellung zu parametrisieren. Diese Parameter können dann einerseits aus dem Modell der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung berechnet werden und andererseits durch eine Anpassung (Phasenanalyse) an die Meßgrößen der Experimente bestimmt werden.

Die S-Matrix ist aufgrund der Zeitumkehrinvarianz der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung symmetrisch und aufgrund der Normierung der Streuwellenfunktion unitär. Die Forderung, daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung die Parität erhalten soll, bewirkt eine Aufspaltung der 4x4 S-Matrix in zwei 2x2 Untermatrizen. Eine der beiden 2x2 Untermatrizen beschreibt Übergänge zwischen Zuständen gerader Parität, während die andere Übergänge zwischen Zuständen ungerader Parität darstellt.

$$(29) \quad S_{L's, Ls}^J = \begin{bmatrix} S_{J0, J0}^J & S_{J0, J1}^J & 0 & 0 \\ S_{J1, J0}^J & S_{J1, J1}^J & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{J-11, J-11}^J & S_{J-11, J+11}^J \\ 0 & 0 & S_{J+11, J-11}^J & S_{J+11, J+11}^J \end{bmatrix}$$

(MAC68)

Bei der Beschreibung identischer Teilchen oder bei der Erhaltung des Isospins sind die Matrixelemente $S_{J1,J0}^J$ und $S_{J0,J1}^J$ gleich null, weil in diesen Fällen der Übergang zwischen Zuständen unterschiedlichen Spins verboten ist (Pauli-Prinzip!).

Da eine unitäre 2x2 Matrix durch drei Parameter bestimmt ist, können die 2x2 Untermatrizen z.B. wie folgt parametrisiert werden:

$$\|S^J\| = e^{i\delta} \cdot e^{2i\epsilon} \cdot e^{i\delta} \quad (\text{STA57})$$

wobei $\epsilon = \begin{bmatrix} 0 & \epsilon^J \\ \epsilon^J & 0 \end{bmatrix}$ und $\delta = \begin{bmatrix} \delta_-^J & 0 \\ 0 & \delta_+^J \end{bmatrix}$.

Damit erhält die 2x2 S-Matrix die Form :

$$(30) \quad \|S^J\| = \begin{bmatrix} \cos 2\epsilon^J \cdot e^{2i\delta_-^J} & i \cdot \sin 2\epsilon^J \cdot e^{i(\delta_-^J + \delta_+^J)} \\ i \cdot \sin 2\epsilon^J \cdot e^{i(\delta_-^J + \delta_+^J)} & \cos 2\epsilon^J \cdot e^{2i\delta_+^J} \end{bmatrix}$$

Die in dieser Darstellung benutzten Parameter, werden "Stapp"- oder "Bar"-Streuphasen genannt. Für die Streuphasen wird die in der Spektroskopie übliche Notation $\delta_{\pm}^J = {}^{2s+1}L_J$ benutzt.

In der S^J -Untermatrix, in der der Bahndrehimpuls gleich dem Gesamtdrehimpuls ist ($L=J$), ist $\epsilon^J \equiv \epsilon_S^J$ ein Maß für die Nichterhaltung des Spins, d.h. für die Wahrscheinlichkeit, das System sowohl im Zustand $\delta_-^J = {}^1(L=J)_J$ als auch im Zustand $\delta_+^J = {}^3(L=J)_J$ anzutreffen.

In der S^J -Untermatrix, in der für den Bahndrehimpuls $L=J\pm 1$ gilt, ist $\epsilon^J \equiv \epsilon_L^J$ ein Maß für die Nichterhaltung des Bahndrehimpulses, d.h. für die Wahrscheinlichkeit, das System sowohl im Zustand $\delta_-^J = {}^3(L=J-1)_J$ als auch im Zustand $\delta_+^J = {}^3(L=J+1)_J$ anzutreffen.

II.8 Coulomb-Effekte

Die "Bar"-Parametrisierung hat gegenüber anderen möglichen Parametrisierungen der S-Matrix den Vorteil, daß bei der Streuung geladener Teilchen der Coulomb-Effekt durch Subtraktion der Coulomb-Streuphasen von den totalen "Bar"-Streuphasen in erster Näherung abgetrennt werden kann.

Wenn die S-Matrix in der Form (30) vorliegt, erhält man durch die Transformation

$$(31) \quad S^H = e^{-i\Phi} \cdot S \cdot e^{-i\Phi}$$

eine von Coulomb-Effekten "bereinigte" Matrix S^H , die in erster Näherung nur noch die hadronische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beinhaltet. (Details siehe FRÖ80)

Mit der Diagonalmatrix Φ , die die Coulomb-Streuphasen als Diagonalelemente enthält,

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Phi_- & 0 \\ 0 & \Phi_+ \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} L = J \quad \Rightarrow \quad \Phi_- = \Phi_+ = \Phi_J \\ L = J \pm 1 \quad \Rightarrow \quad \Phi_- = \Phi_{J-1}, \quad \Phi_+ = \Phi_{J+1} \end{array}$$

$$\Phi_L = \sum_{x=1}^L \arctan \frac{q_1 \cdot q_2}{\hbar \cdot v \cdot x} \quad \cong \text{Coulomb-Streuphasen}$$

$v \cong$ Relativgeschwindigkeit, $q_1, q_2 \cong$ Ladung der Teilchen

führt die Transformation (31) durch die Beziehung

$$\delta_{LJ}^H = \delta_{LJ} - \Phi_L$$

zu den sogenannten Kern-"Bar"-Streuphasen. Diese Streuphasen beinhalten aber neben rein hadronischen Anteilen auch noch Interferenzterme, die durch die kohärente Überlagerung von Kern- und Coulomb-Potential verursacht werden. Die Subtraktion der Coulomb-Streuphasen korrigiert nur die elektromagnetische Wechselwirkung außerhalb der Reichweite des hadronischen Potentials.

III. Sensitivitätsrechnungen

Wie bereits erwähnt wurde (s. Kap. I), ist es nicht möglich, die Isospin-Singulett-Streuphasen 1P_1 , ϵ_1 und 3D_3 eindeutig aus den existierenden experimentellen Daten zu bestimmen. Da die Isospin-Singulett-Streuamplituden allein aus n-p-Daten rekonstruiert werden können, muß untersucht werden, welche n-p-Experimente die bestehende Datenbasis sinnvoll ergänzen und welche Genauigkeit in diesen Experimenten erreicht werden muß, damit die Parameter 1P_1 , ϵ_1 und 3D_3 besser bestimmt werden können.

Um zu entscheiden, welche n-p-Experimente dazu besonders geeignet sind, wird der Einfluß der zu untersuchenden Streuphasen auf Observable der n-p-Streuung analysiert. Dazu wird ausgehend von einem Standardsatz von Streuphasen jeweils eine der zu untersuchenden Streuphasen variiert und zusammen mit den unveränderten restlichen Streuphasen des Standardsatzes zur Berechnung von Observablen herangezogen. Auf diese Weise können Observable bestimmt werden, die auf Veränderungen einer Streuphase besonders empfindlich reagieren. Eine präzise Messung dieser Observablen muß dann bei einer genaueren Festlegung der entsprechenden Streuphase hilfreich sein.

Als Standardsatz werden die vom Paris-Potential (LOI84) vorhergesagten Streuphasen benutzt. Das Paris-Potential ist ein halb-phänomenologisches Potential, dessen freie Parameter durch eine Anpassung an experimentelle Daten im Energiebereich bis 300 MeV bestimmt wurden. In diesem Modell wird die Nukleon-Nukleon-Kraft langer und mittlerer Reichweite durch den Austausch von Bosonen ($\pi + 2\pi + \omega$) beschrieben, während die Nukleon-Nukleon-Kraft kurzer Reichweite ($r \leq 0.8$ fm) durch ein phänomenologisches soft-core-Potential dargestellt wird, das für jeden Isospin-Zustand aus einem Zentral-, Spin-Spin-, Tensor-, Spin-Bahn- und quadratischen Spin-Bahn-Term besteht.

Die Variationsrechnungen, mit deren Hilfe geeignete n-p-Experimente zur Bestimmung der Streuphasen 1P_1 , ϵ_1 und 3D_3 ausgewählt werden können, werden bei einer Energie von $E = 25$ MeV ausgeführt, weil die dort existierenden Daten besonders verbesserungsbedürftig sind. Die bei dieser Energie erhaltenen Sensivitäten lassen sich auf den Energiebereich bis 100 MeV übertragen.

In Tabelle 2 sind die Vorhersagen des Paris-Potentials und die Variationen der drei Streuphasen dargestellt. Die Variationen werden so gewählt, daß sie ausgehend von den Vorhersagen des Paris-Potentials die abweichenden Aussagen anderer Modelle und der in Abbildung 1 gezeigten Phasenanalysen berücksichtigen.

Tabelle 2

n-p-Streuphasen für $E = 25$ MeV (Paris-Potential, L0184)

$2S+1$ _{L_J}	Paris-Potential	Variation
1P_1	-7.13	± 2.0
ϵ_1	1.70	± 0.5
3D_3	0.04	± 0.1

In den Abbildungen 2, 3 und 4 sind vier Observable der n-p-Streuung bei einer Energie von $E = 25$ MeV dargestellt, die sensitiv auf eine Variation der zu untersuchenden Streuphasen sind und die beim gegenwärtigen Stand der Technik experimentell zugänglich sind.

Das sind der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und die Analysierstärken A_y , A_{yy} und A_{zz} . Die Analysierstärke A_y beschreibt die Streuung von Neutronen, die senkrecht zur Streuebene polarisiert sind, an unpolarisierten Protonen, während die Analysierstärken A_{yy} und A_{zz} in Streu-

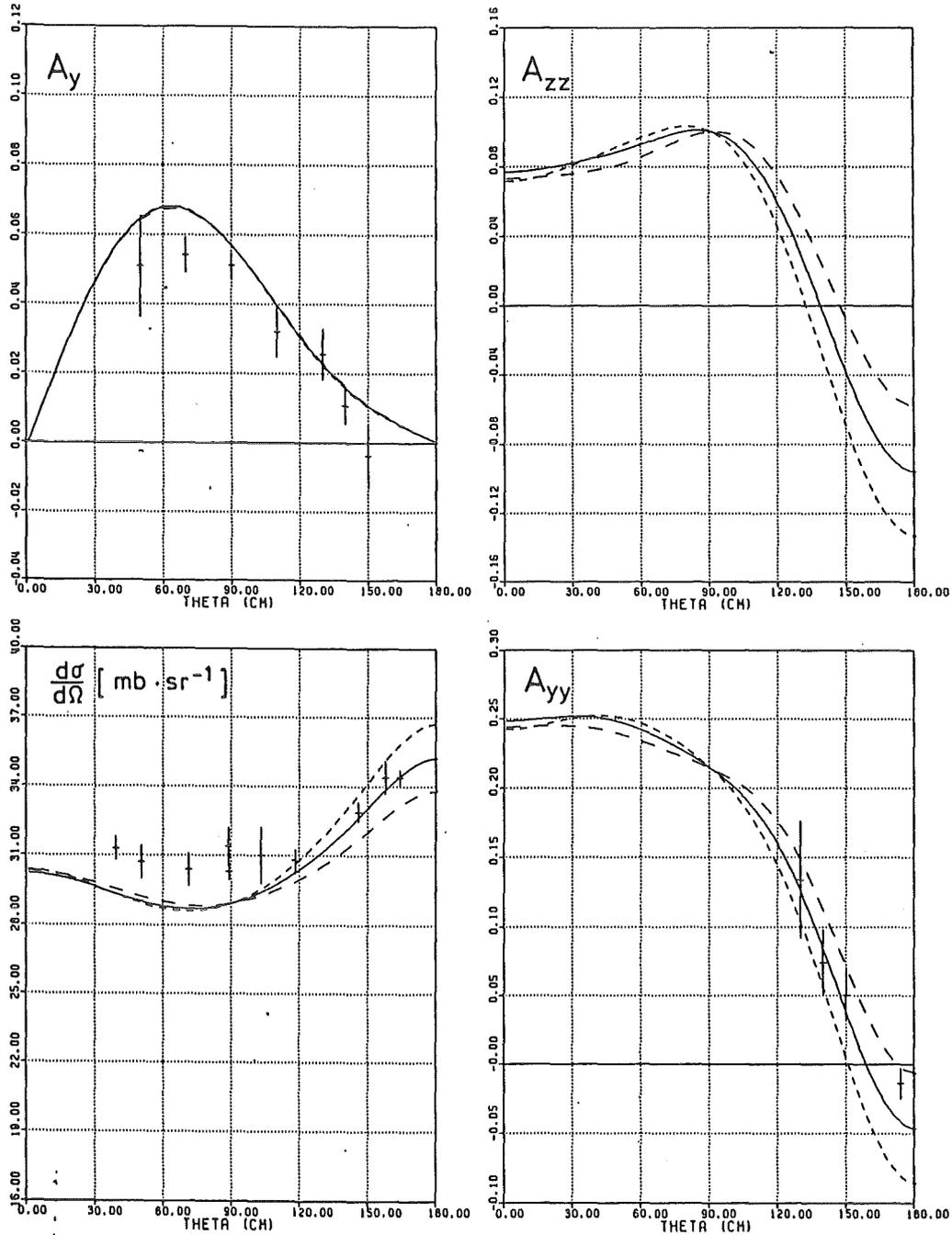


Abb.2: Variation von 1P_1 um $\pm 2.0^\circ$. Die durchgezogenen Kurven zeigen die Vorhersagen des Standardmodelles für $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_y , A_{yy} und A_{zz} bei $E = 25 \text{ MeV}$. Die unterbrochenen Kurven stellen den durch die Variation verursachten abweichenden Verlauf der Observablen dar. Die eingezeichneten Daten stammen aus den Arbeiten: $\frac{d\sigma}{d\Omega}$: (BUR72, MAS72, ROT70); A_y : (MUT71); A_{yy} : (MAL66, SIM67)

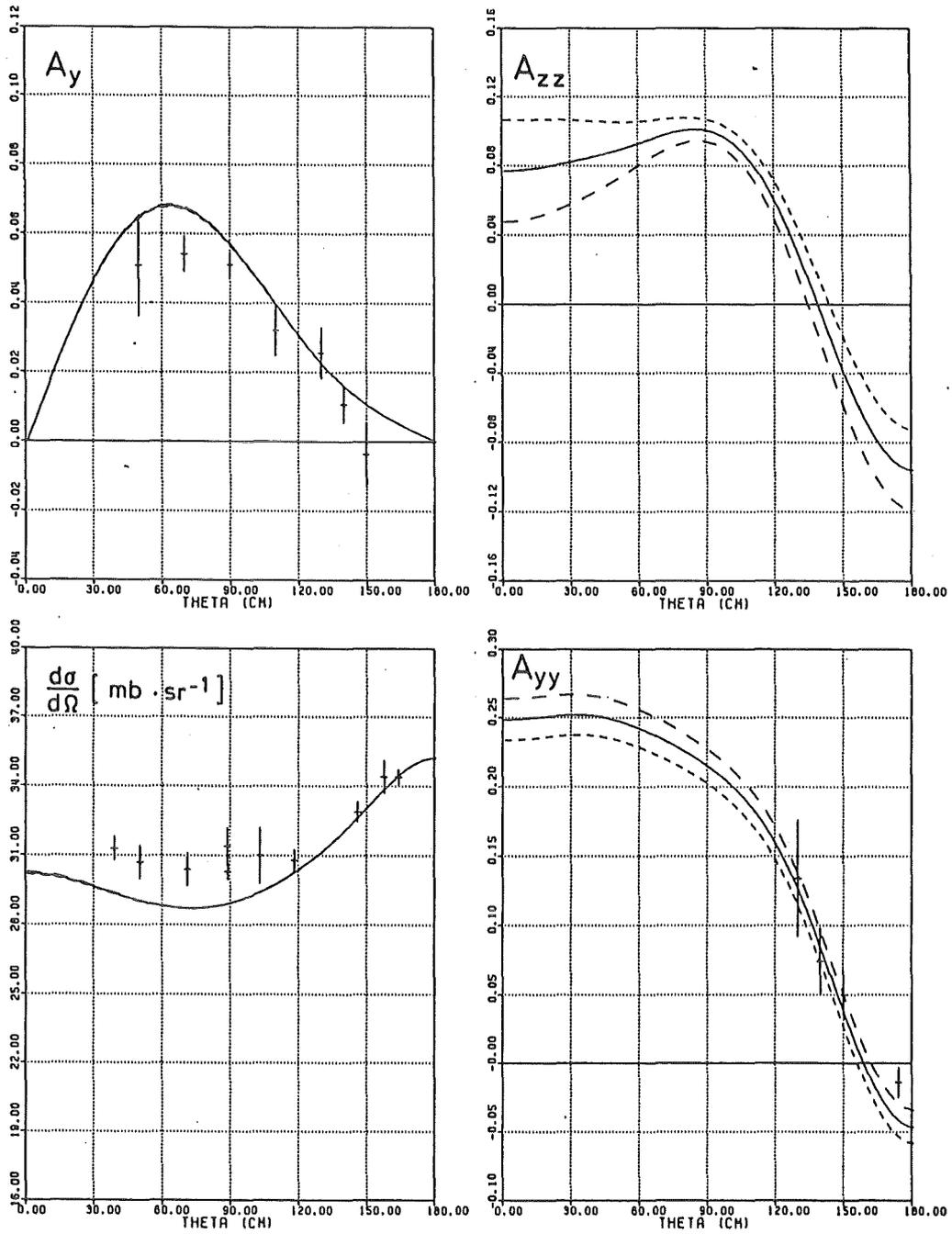


Abb.3: Variation von ϵ_1 um $\pm 0.5^\circ$.
Erläuterungen siehe Abb.2

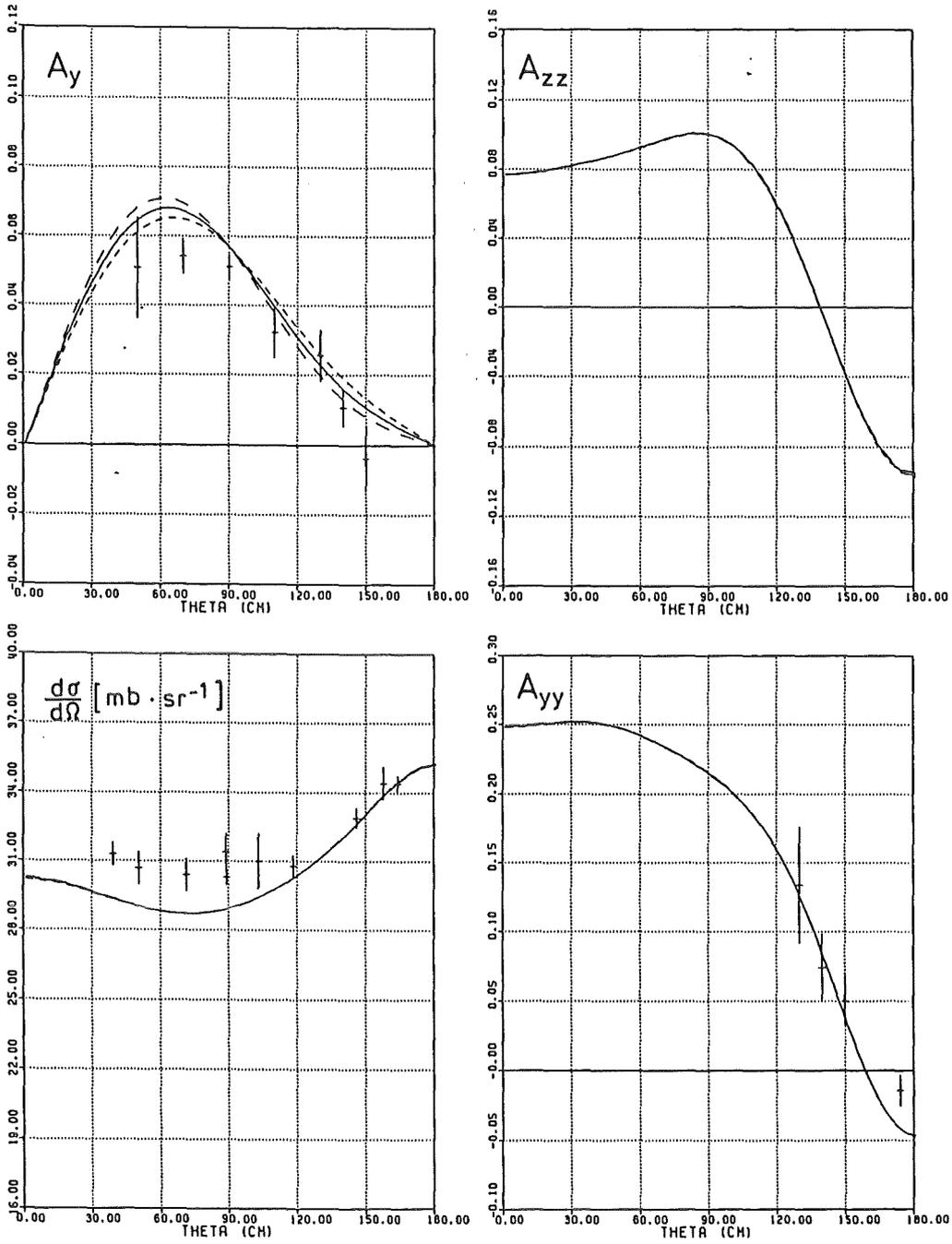


Abb.4: Variation von 3D_3 um $\pm 0.1^0$.
Erläuterungen siehe Abb.2

prozessen auftreten, in denen beide Reaktionspartner senkrecht zur Streuebene (A_{yy}) bzw. parallel zur Impulsrichtung des Projektils (A_{zz}) polarisiert sind.

Die durchgezogenen Kurven kennzeichnen die Winkelverteilungen der Observablen, die mit dem Standardsatz der Streuphasen berechnet wurden. Die unterbrochenen Kurven zeigen den Verlauf der Observablen, der aus der Variation jeweils einer der zu untersuchenden Streuphasen resultiert. Die experimentelle Genauigkeit, mit der diese Observablen bisher bestimmt wurden, wird durch die eingezeichneten Daten wiedergegeben.

Variation der Streuphase 1P_1 ; (${}^1P_1 = -7.13^0 \pm 2.0^0$)

Abb.2 zeigt den Einfluß der Variation der Streuphase 1P_1 auf die vier Observablen. Während A_y durch eine Variation von 1P_1 nicht verändert wird, zeigen $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_{yy} und A_{zz} im Bereich rückwärtiger Streuwinkel eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Größe der Streuphase 1P_1 . Bei einem Streuwinkel von 90^0 im Schwerpunktsystem sind jedoch alle Observable insensitive bezüglich einer Variation von 1P_1 , weil die Streuamplituden bei diesem Winkel nicht von dieser Streuphase abhängen. Demnach kann eine präzise Messung der Winkelverteilung von $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_{yy} und A_{zz} vor allem im Bereich der Rückwärtswinkel, aber auch schon eine Relativmessung dieser Observablen bei Streuwinkeln von $\theta_{CM} = 90^0$ und $\theta_{CM} = 180^0$, neue Information über die Größe der Streuphase 1P_1 liefern.

Variation des Mischungsparameters ϵ_1 ; ($\epsilon_1 = 1.70^0 \pm 0.5^0$)

Aus Abb.3 ist ersichtlich, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und die Analysierstärke A_y insensitive bezüglich einer Variation des Mischungsparameters ϵ_1 sind. Die Analysierstärken A_{yy} und A_{zz} zeigen über den gesamten

Winkelbereich eine deutliche Abhängigkeit von ϵ_1 , die bei A_{yy} für Vorwärtswinkel und bei A_{zz} für Vorwärts- und extreme Rückwärtswinkel besonders ausgeprägt ist.

Variation der Streuphase 3D_3 ; (${}^3D_3 = 0.04^0 \pm 0.1^0$)

Abb.4 zeigt, daß eine Variation der Streuphase 3D_3 ausschließlich eine Änderung der Winkelverteilung der Analysierstärke A_y verursacht, während die anderen Observablen nicht beeinflußt werden.

Damit bieten sich folgende Experimente zur Verbesserung der Kenntnis der Streuphasen 1P_1 , ϵ_1 und 3D_3 an:

Zur Bestimmung der Streuphase 3D_3 reicht eine präzise Messung der Analysierstärke A_y aus, bei der die Form der Winkelverteilung mit einer relativen Genauigkeit von etwa 2% festgelegt wird.

Die Korrelation der Parameter 1P_1 und ϵ_1 läßt sich auf zwei Wegen lösen. Eine präzise Messung der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ bei Rückwärtswinkeln mit einer Genauigkeit von etwa 1% hilft, die Streuphase 1P_1 festzulegen, während eine Messung der Analysierstärken A_{yy} oder A_{zz} im vorderen Winkelbereich zur Bestimmung von ϵ_1 notwendig ist. Eine zweite Möglichkeit, die Parameter 1P_1 und ϵ_1 zu bestimmen, bietet ein Experiment, in dem die Winkelverteilung der Analysierstärke A_{zz} sowohl bei Vorwärts- als auch bei extremen Rückwärtswinkeln gemessen wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Experimente zur Bestimmung der Analysierstärken A_y und A_{yy} im Energiebereich von 19 MeV bis 50 MeV durchgeführt.

IV. Experimente mit polarisierten Neutronen

IV.1 Der Karlsruher Neutronenkollimator POLKA

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden am Neutronenkollimator POLKA (KLA84) des Karlsruher Zyklotrons durchgeführt. Ein Überblick über den Experimentierbereich wird in Abb.5 gegeben.

Die Lambshiftquelle C-LASKA (BRÜ69) erzeugt rein vektorpolarisierte Deuteronen, die axial in das Zyklotron injiziert werden und dort mit einer Beschleunigungsfrequenz von 33 MHz auf eine Energie von 52 MeV beschleunigt werden. Mit Hilfe eines Buncher- und Inflektorsystems wird die Frequenz der Deuteronenpulse auf 11 MHz reduziert, damit in Experimenten, in denen die Energie der Projektilen mittels Flugzeitmessung bestimmt wird, ein vergrößerter dynamischer Meßbereich zur Verfügung steht.

Die Polarisation der Deuteronen ist senkrecht zur Streuebene ausgerichtet und wird jeweils nach 100 s um 180^0 gedreht. Während des Experiments wird die Polarisation des Deuteronenstrahls mit einem Polarimeter kontinuierlich überwacht. Dazu wird die Asymmetrie der elastischen $\vec{d}-^{12}\text{C}$ -Streuung unter einem Streuwinkel von $\theta_{\text{lab}} = 47^0$ gemessen und mit Hilfe eines CAMAC-Systems aufgezeichnet, das mit einem LSI 11/23 - Computer verbunden ist.

In einem Targetsystem (KRU83), das ca. 30 cm^3 flüssiges Deuterium bei einer Temperatur von 20 K enthält, werden polarisierte Neutronen durch die Reaktionen $D(\vec{d}, \vec{n})X$ bei einer Einschußenergie von $E_d = 52 \text{ MeV}$ erzeugt. Hinter dem Targetsystem werden die Deuteronen durch einen Magneten um 60^0 abgelenkt und in einem Faraday-Cup aufgefangen. Die Intensität des Deuteronenstrahls, die vor der Injektion ins Zyklotron etwa $0.5 \mu\text{A}$ beträgt, erreicht auf dem Target im Mittel Werte von 15 nA.

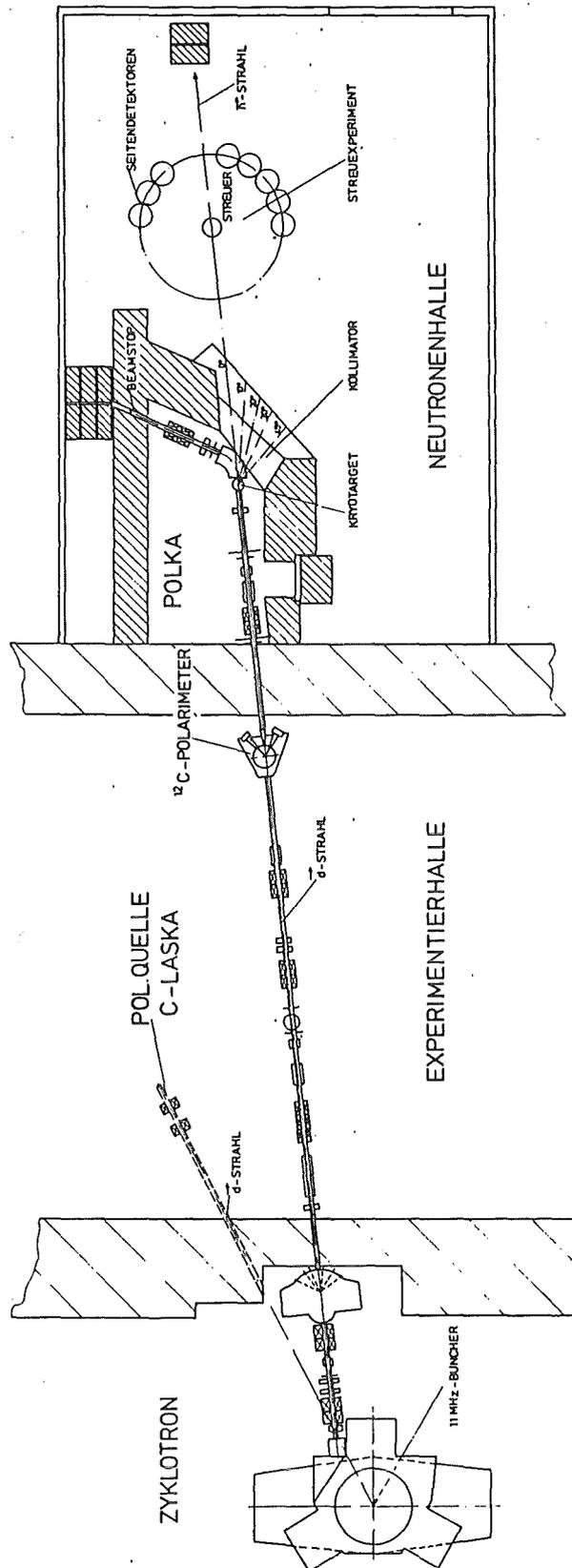


Abb.5: Experimentierbereich für Experimente mit polarisierten Neutronen am Karlsruher Zyklotron

Mit einem Stilbendetektor (1" x 1"), der in der Nähe des Targets steht und das Zeitspektrum der prompten Gammaquanten mißt, die in den Folien des Targetsystems durch die Deuteronen erzeugt werden, wird die Zeitstruktur des Deuteronenstrahls überwacht.

Der Experimentierbereich, in dem die Streuexperimente mit polarisierten Neutronen stattfinden, wird durch einen Schwermetallkollimator gegen die Targetregion abgeschirmt. In den hier beschriebenen Experimenten konnte der Neutronenstrahl durch den 0^0 -Kanal des Neutronenkollimators, mit einem Öffnungswinkel von $8 \cdot 10^{-5}$ sr (im A_y -Experiment) bzw. $1 \cdot 10^{-5}$ sr (im A_{yy} -Experiment) in den Experimentierbereich eintreten.

IV.1.1 Energiespektrum der polarisierten Neutronen

In Abb.6 ist ein Flugzeitspektrum der durch die $D(\vec{d}, \vec{n})X$ - Reaktionen unter 0^0 erzeugten polarisierten Neutronen dargestellt. Die Zeitmessung wurde zwischen einem Signal, das an die Beschleunigungsfrequenz des Zyklotrons gekoppelt ist, und dem Anodensignal eines Szintillationsdetektors (NE213) vorgenommen, der in einem Abstand von 6.08 m vom Deuteriumtarget die erzeugten Neutronen nachwies. Die Zeitskala des Spektrums in Abb.6 wurde unter Berücksichtigung des Flugweges in eine Energieskala umgerechnet.

Das Spektrum weist bei einer Energie von $E_n = 50$ MeV einen Peak auf, der Neutronen der Zwei-Teilchen-Reaktion $D(\vec{d}, \vec{n})^3\text{He}$ repräsentiert. Dieser Peak ist durch einen positiven Q-Wert ($Q = 3.3$ MeV) von den Neutronen der Drei- und Vier-Teilchen-Reaktionen getrennt, die negative Q-Werte haben. [$D(\vec{d}, \vec{n})pd$, $Q = -2.2$ MeV ; $D(\vec{d}, \vec{n})pnp$, $Q = -4.4$ MeV] Abb.6 zeigt, daß durch die Aufbruch-Reaktionen ein kontinuierliches Neutronenspektrum erzeugt wird, so daß in Experimenten Neutronen mit Energien zwischen 15 MeV und 50 MeV zur Verfügung stehen.

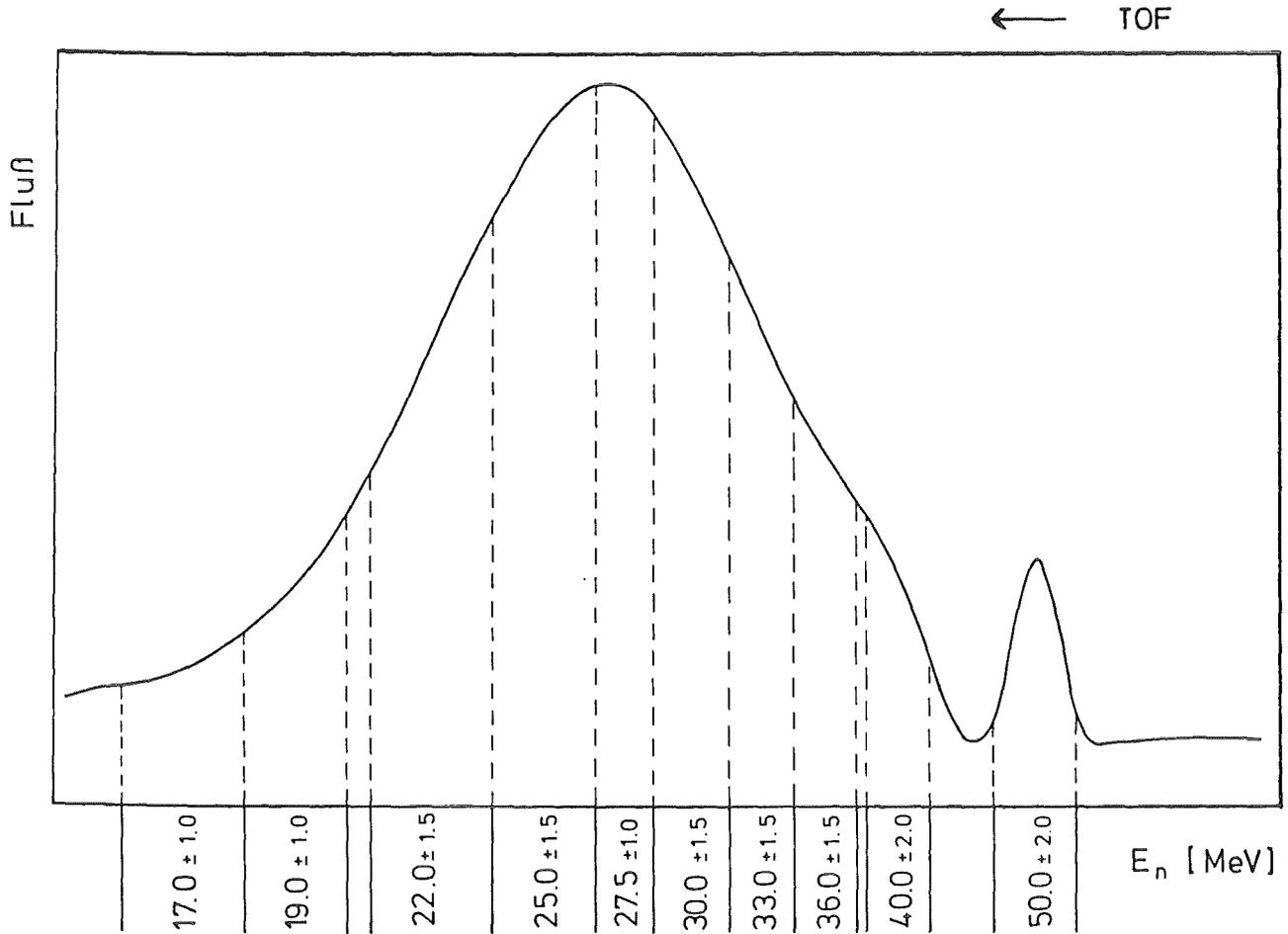


Abb.6: Flugzeitspektrum des Neutronenstrahls

Die Breite des Neutronenpeaks bei $E_n = 50$ MeV wird nur durch den Energieverlust der Deuteronen im Targetsystem bestimmt. Der Energieverlust der Deuteronen ($E_d = 52$ MeV) in dem 1 cm dicken Deuteriumtarget beträgt ca. 4 MeV und in den 12 μ dicken Ein- und Austrittsfolien des Targets, die aus Molybdän bestehen, je 150 keV, so daß der Peak bei $E_n = 50$ MeV eine Breite von etwa 4.0 MeV hat.

Die Schärfe der Energieintervalle, die in Abb.6 eingezeichnet sind und die später zur Definition der Primärenergie der polarisierten Neutronen benutzt werden, wird dagegen ausschließlich durch die Zeitauflösung des Zyklotrons und die Unschärfe der Flugzeitmessung bestimmt. Die Zeitauf-

lösung der gesamten Apparatur, die etwa 1-2 ns beträgt, führt z.B. bei einer Energie von $E_n = 20$ MeV zu einer Unschärfe von $\Delta E = 0.4$ MeV.

Der Untergrund des Flugzeitspektrums, der bei großen Energien im rechten Teil des Spektrums zu erkennen ist, wird durch "langsame" Neutronen vorangegangener 11 MHz-Pulse oder nur teilweise unterdrückter 33 MHz-Pulse verursacht. Diese Neutronen können Flugzeitmessungen auslösen, bei denen Zeiten gemessen werden, die um Vielfache von 30 ns zu klein sind und so zu einer falschen Energiezuordnung führen. In Experimenten, in denen das Streutarget gleichzeitig als Detektor benutzt wird, kann dieser Untergrund in den Spektren erkannt werden, weil durch die Bestimmung der Rückstoßenergie der Targetkerne die Kinematik der Streuung überbestimmt ist.

IV.1.2 Polarisation des Neutronenstrahls

Die Polarisation des Deuteronenstrahls wird während eines Experimentes kontinuierlich durch ein Polarimeter überwacht, das die Links-Rechts-Asymmetrie der elastischen \vec{d} - ^{12}C -Streuung unter einem Streuwinkel von $\theta_{\text{lab}} = \pm 47^\circ$ mißt. Da die Analysierstärke der elastischen \vec{d} - ^{12}C -Streuung bei $E_d = 52$ MeV und $\theta_{\text{lab}} = 47^\circ$ bekannt ist ($A_y = 0.36 \pm 0.04$, MAI80), kann die Polarisation des Deuteronenstrahls durch die Beziehung

$$(1) \quad P_d = 2/3 \cdot \epsilon_d / A_y$$

bestimmt werden. Die Genauigkeit, mit der die Polarisation des Deuteronenstrahls angegeben werden kann, wird ausschließlich durch den Fehler der Analysierstärke der elastischen \vec{d} - ^{12}C -Streuung bestimmt, weil die Asymmetrie ϵ_d in jedem Experiment mit großer Präzision gemessen wird. Ein typischer Wert für die Polarisation des Deuteronenstrahls

ist $P_d \approx 50\%$.

Die Polarisation der Neutronen, die in den Reaktionen $D(\vec{d}, \vec{n})X$ unter 0^0 erzeugt werden, wird mit Hilfe des Spintransferkoeffizienten $K_y^{y'}$ wie folgt beschrieben :

$$(2) \quad P_n = 3/2 \cdot K_y^{y'}(0^0) \cdot P_d .$$

Hierbei gibt der Koeffizient $K_y^{y'}$ den Anteil der Polarisation an, der senkrecht zur Streuebene von den Deuteronen auf die Neutronen übertragen wird.

Da die Koeffizienten $K_y^{y'}$ nicht hinreichend gut bekannt sind, wurde die Polarisation des Neutronenstrahls durch ein \vec{n} - ^4He -Streuexperiment bestimmt. Dazu wurde die Asymmetrie der elastischen \vec{n} - ^4He -Streuung gemessen und in den Energieintervallen analysiert, die in Abb.6 dargestellt sind. (KRU84)

Da die Asymmetrie ϵ durch die Polarisation P_n der Neutronen mit der Analysierstärke A_y der \vec{n} - ^4He -Streuung durch die Beziehung

$$(3) \quad \epsilon = P_n \cdot A_y$$

verknüpft ist, konnte die Polarisation der Neutronen in den entsprechenden Energieintervallen durch eine Anpassung der gemessenen Asymmetrien an die von Phasenanalysen vorhergesagten Winkelverteilungen der Analysierstärke der elastischen \vec{n} - ^4He -Streuung und der Coulomb korrigierten elastischen \vec{p} - ^4He -Streuung bestimmt werden. (Details siehe KRU84)

Durch die Bestimmung der Polarisation des Neutronenstrahls mit Hilfe eines Experimentes, in dem gleichzeitig die Asymmetrie der elastischen \vec{d} - ^{12}C -Streuung bei $E_d = 52$ MeV und $\theta_{\text{lab}} = 47^0$ gemessen wurde, kann die lineare Beziehung $P_n \sim \epsilon_d$, die nach Gl. (1) und (2) zwischen diesen Größen be-

steht, kalibriert werden.

Mit Hilfe der in Tabelle 3 angegebenen Werte kann die Polarisation des Neutronenstrahls in jedem Experiment durch eine Messung der Asymmetrie der elastischen \vec{d} - ^{12}C -Streuung bei $E_d = 52 \text{ MeV}$ und $\theta_{\text{lab}} = 47^\circ$ bestimmt werden.

Tabelle 3

Polarisation des Neutronenstrahls als Funktion der Neutronenenergie bezogen auf eine Asymmetrie von $\epsilon_d = 0.278$ der Reaktion $^{12}\text{C}(\vec{d},d)^{12}\text{C}$ bei $E_d = 52 \text{ MeV}$ und $\theta_{\text{lab}} = 47^\circ$.
(entnommen aus KRU84)

E_n [MeV]	P_n [%]
15 \pm 1.0	20.6 \pm 0.5
17 \pm 1.0	25.2 \pm 0.5
19 \pm 1.0	31.9 \pm 1.0
25 \pm 1.5	44.6 \pm 1.3
27.5 \pm 1.0	46.1 \pm 1.4
30 \pm 1.5	46.9 \pm 1.4
33 \pm 1.5	47.1 \pm 1.4
36 \pm 1.5	46.8 \pm 1.4
40 \pm 2.0	47.5 \pm 1.4
50 \pm 2.0	46.7 \pm 1.6

IV.2 Messung der Analysierstärke A_y der elastischen
 \vec{n} -p-Streuung

IV.2.1 Meßverfahren

Bei der Streuung polarisierter Teilchen an unpolarisierten Teilchen weist die Flußverteilung der gestreuten Projektile eine Links-Rechts-Asymmetrie auf. Diese Asymmetrie wird durch die Analysierstärke A_y der Reaktion verursacht. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung polarisierter Spin-1/2-Teilchen an unpolarisierten Spin-1/2-Teilchen lautet:

$$(4) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 \pm A_y(\theta) \cdot P] ,$$

wobei $\frac{d\sigma^0}{d\Omega}$ der Wirkungsquerschnitt der Streuung unpolarisierter Teilchen ist, P für die Polarisation der Projektile senkrecht zur Streuebene und ' \pm ' für die Links- bzw. Rechtsstreuung steht. (Basel-Konvention, BAS60)

Damit ergeben sich folgende Beziehungen für die Teilchenflüsse, die von zwei Detektoren gemessen werden, die die nach links und rechts unter dem gleichen Winkel gestreuten Projektile nachweisen :

$$(5) \quad \begin{aligned} L\uparrow &= \Phi\uparrow \cdot n \cdot \eta_L \cdot \Delta\Omega_L \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 + A_y(\theta) \cdot P] \\ L\downarrow &= \Phi\downarrow \cdot n \cdot \eta_L \cdot \Delta\Omega_L \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 - A_y(\theta) \cdot P] \\ R\uparrow &= \Phi\uparrow \cdot n \cdot \eta_R \cdot \Delta\Omega_R \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 - A_y(\theta) \cdot P] \\ R\downarrow &= \Phi\downarrow \cdot n \cdot \eta_R \cdot \Delta\Omega_R \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 + A_y(\theta) \cdot P] \end{aligned}$$

Die Indices \uparrow, \downarrow geben die Polarisationsrichtung der Projektile bezüglich der Streuebene an, während $\Phi_{\uparrow, \downarrow}$ den Primärfluß der Projektile der jeweiligen Polarisationsrichtung und

n , $\eta_{L,R}$, $\Delta\Omega_{L,R}$ die Flächenbelegungsdichte des Targets, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors und den Raumwinkel, unter dem ein Detektor vom Target gesehen wird, bezeichnen.

Durch die Messung der vier Teilchenflüsse kann die Asymmetrie ε und damit auch die Analysierstärke A_y nach der Formel

$$(6) \quad \varepsilon(\theta) = \frac{\sqrt{L\uparrow \cdot R\downarrow} - \sqrt{L\downarrow \cdot R\uparrow}}{\sqrt{L\uparrow \cdot R\downarrow} + \sqrt{L\downarrow \cdot R\uparrow}} = P \cdot A_y(\theta)$$

berechnet werden. Dieses Verfahren bietet den Vorteil, daß die Ansprechwahrscheinlichkeiten der beiden Detektoren nicht explizit bestimmt werden müssen und auch die Teilchenflüsse unterschiedlicher Polarisationsrichtung nicht absolut gemessen werden müssen, weil diese Größen in der obengenannten Beziehung eliminiert werden.

IV.2.2 Experimentdurchführung

Die Winkelverteilung der Analysierstärke wurde mit zwei unterschiedlichen experimentellen Methoden bestimmt. Im Winkelbereich von $\theta_{lab} = 16^\circ$ bis $\theta_{lab} = 61^\circ$ wurde die Asymmetrie der elastisch gestreuten Neutronen der Reaktion ${}^1\text{H}(\vec{n}, n){}^1\text{H}$ mit Hilfe von Flüssigszintillatoren direkt nachgewiesen, während für zwei Rückwärtsstreuwinkel, bei denen der direkte Nachweis der Neutronen nur schwer möglich ist, die Asymmetrie der Rückstoßprotonen bei Streuwinkeln von $\theta_{lab} = 14^\circ$ und $\theta_{lab} = 20^\circ$ mit Hilfe eines ΔE -E-Teleskopes gemessen wurde.

Im ersten Experiment wurde der Neutronenstrahl an einem stehenden Zylinder (Höhe: 7.6 cm, Durchmesser: 7.6 cm) gestreut, der mit einer szintillierenden Kohlenwasserstoffflüssigkeit (NE213) gefüllt war und in einer Entfernung von 6.08 m vom Deuteriumtarget aufgestellt war. Bedingt durch den Öffnungswinkel des Kollimators betrug der Durchmesser

des Neutronenstrahls am Ort der Streuprobe 60 mm. Die gestreuten Neutronen wurden in einer Entfernung von 2 m von der Streuprobe durch 12 Flüssigszintillatoren (NE213, Zylinder, Höhe: 20 cm, Durchmesser: 14 cm) bei sechs Winkeln im Bereich von $\theta_{lab} = 16^0$ bis $\theta_{lab} = 61^0$ nachgewiesen.

Im zweiten Experiment wurden die polarisierten Neutronen an einem 3 mm dicken Polyäthylentarget gestreut, das in einer Entfernung von 3.40 m vom Deuteriumtarget aufgestellt war. Aufgrund eines verkleinerten Kollimatorkanals betrug der Durchmesser des Neutronenstrahls am Ort des Polyäthylentargets 21 mm.

In diesem Experiment wurden die Rückstoßprotonen mit zwei symmetrisch aufgebauten ΔE -E-Teleskopen unter $\theta_{lab} = \pm 14^0$ und nach einer Veränderung der Geometrie unter $\theta_{lab} = \pm 20^0$ nachgewiesen. Eine Skizze des Aufbaus ist in Abb.7 zu sehen. Die Teleskope bestehen aus je einem ΔE -Detektor (NE102A, Dicke: 1 mm, Fläche: $60 \times 60 \text{ mm}^2$), in dem der Ener-

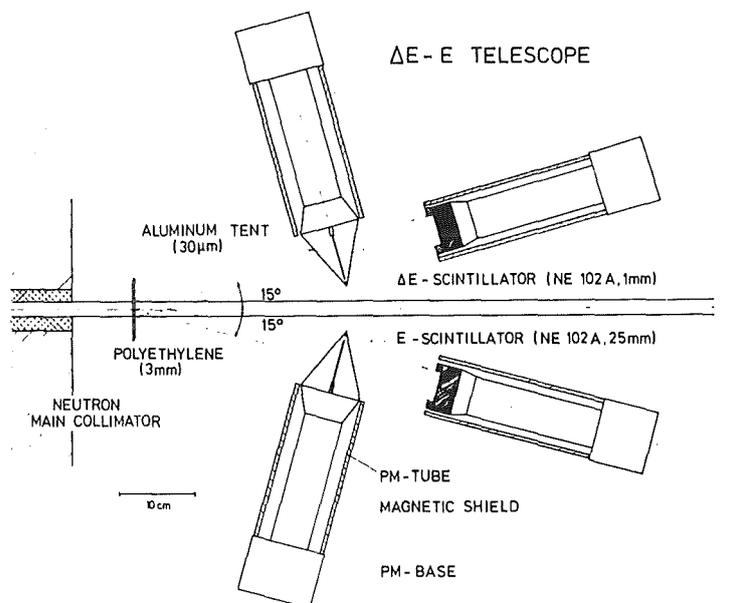


Abb.7: Symmetrische Anordnung zweier ΔE -E-Teleskope zum Nachweis der Rückstoßprotonen der Reaktion ${}^1\text{H}(\vec{n}, p)n$

gieverlust der Rückstoßprotonen gemessen wird, und je einem E-Detektor (NE102A, liegender Zylinder, Länge: 25 mm, Durchmesser: 50 mm), in dem die Protonen gestoppt werden und ihre Restenergie bestimmt wird.

IV.2.3 Elektronik und Datenaufnahme

Die Daten der elastischen \vec{n} -p-Streuung wurden in einer Mehrfach-Koinzidenzmessung ermittelt. Im ersten Experiment, in dem die gestreuten Neutronen der ${}^1\text{H}(\vec{n}, n){}^1\text{H}$ - Reaktion direkt nachgewiesen wurden, wurden für jedes Streueignis sechs Parameter gemessen.

Die Energie der Neutronen vor der Streuung wurde durch eine Flugzeitmessung (TOF_q) bestimmt. Dazu wurde die Zeit zwischen einem Signal, das phasenstarr an die Beschleunigungsfrequenz des Zyklotrons gekoppelt ist, und dem Anodensignal des Streuerdetektors gemessen. Der Winkel der Streuung wurde durch ein Signal des Detektors bestimmt, der gerade ein Neutron nachgewiesen hatte (RT). Dieses Signal wurde von einem "Analog-Router" in eine Detektoradresse umgewandelt und mit einer zusätzlichen Information von der Lambshiftquelle versehen, die die Polarisationsrichtung der Neutronen beinhaltet. Die Kinematik des Streuprozesses wurde durch die Messung der Energie des gestreuten Neutrons und des Rückstoßprotons überbestimmt. Die Energie des gestreuten Neutrons wurde durch eine Flugzeitmessung (TOF_s) zwischen dem Anodensignal des Streuerdetektors und dem Anodensignal eines Seitendetektors gemessen. Zur Bestimmung der Rückstoßenergie der Protonen wurde das Impulshöhensignal des Streuerdetektors benutzt, das proportional zu dem von den Rückstoßprotonen im Streuer erzeugten Szintillationslicht ist und damit ein Maß für die Rückstoßenergie (E_R) ist. Um ausschließen zu können, daß ein Streueignis durch eine zufällige Koinzidenz von Gammaquanten des Raumuntergrundes vorgetäuscht wird, wurde außerdem noch das "Pulse-shape"-

Signal (PS) und das Impulshöhensignal (E_s) des Seitendetektors aufgezeichnet. Mit Hilfe dieser beiden Informationen konnte aufgrund der spezifischen Abklingzeit des Szintillationslichtes zwischen Gammaquanten und Neutronen unterschieden werden. In Abb.8 ist ein vereinfachtes Blockschaltbild der Elektronik zu sehen, mit der diese Messung durchgeführt wurde. In dieser Darstellung werden die folgenden Abkürzungen benutzt:

"ADC" : Analog-Digital-Converter, "CFD" : Constant-Fraction-Discriminator, "DA" : Delay Amplifier, "TSCA": Timing-Single-Channel-Analyzer, "LGS" : Linear Gate & Stretcher, "TPHC" : Time-Pulse Height-Converter, " γ/n TAC" : Neutron-Gamma Time-Amplitude-Converter.

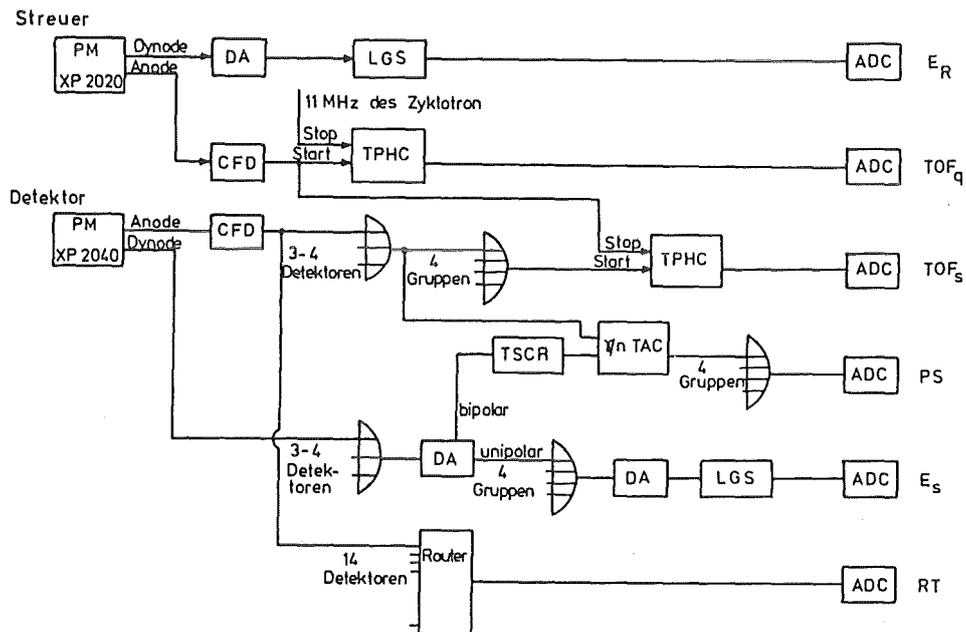


Abb.8: Blockschaltbild der Elektronik zum direkten Nachweis der gestreuten Neutronen

Im zweiten Experiment, in dem die Asymmetrie der $^1H(\vec{n}, p)n$ - Reaktion bei zwei Streuwinkeln durch den Nachweis

der Rückstoßprotonen mit zwei ΔE -E-Teleskopen gemessen wurde, wurden 'echte' Streuereignisse anhand einer Vierfach-Koinzidenzmessung bestimmt.

Im Gegensatz zu dem ersten Experiment wurde hier nicht die Primärenergie der Neutronen gemessen, sondern nur in einer Flugzeitmessung die Zeitspanne (TOF), die zwischen dem 11 MHz-Signal des Zyklotrons und dem Anodensignal eines E-Detektors lag, in dem die Rückstoßprotonen gestoppt wurden. Da außerdem der Energieverlust (ΔE) der Protonen im ΔE -Detektor und mit dem E-Detektor die restliche Energie (E) der Protonen bestimmt wurde, konnte die Kinematik der Streuung durch eine Rechnung vollständig festgelegt werden, in der die Streuung und der Energieverlust der Protonen auf dem Weg vom Polyäthylentarget bis zum E-Detektor simuliert wurde. Zur Bestimmung der Asymmetrie der Streuung wurde als vierte Information die Kennung des Teleskops, das das Proton nachgewiesen hatte, und die Polarisationsrichtung der Neutronen aufgezeichnet (RT). Ein vereinfachtes Blockschaltbild der in dieser Messung verwendeten Elektronik ist in Abb.9 dargestellt.

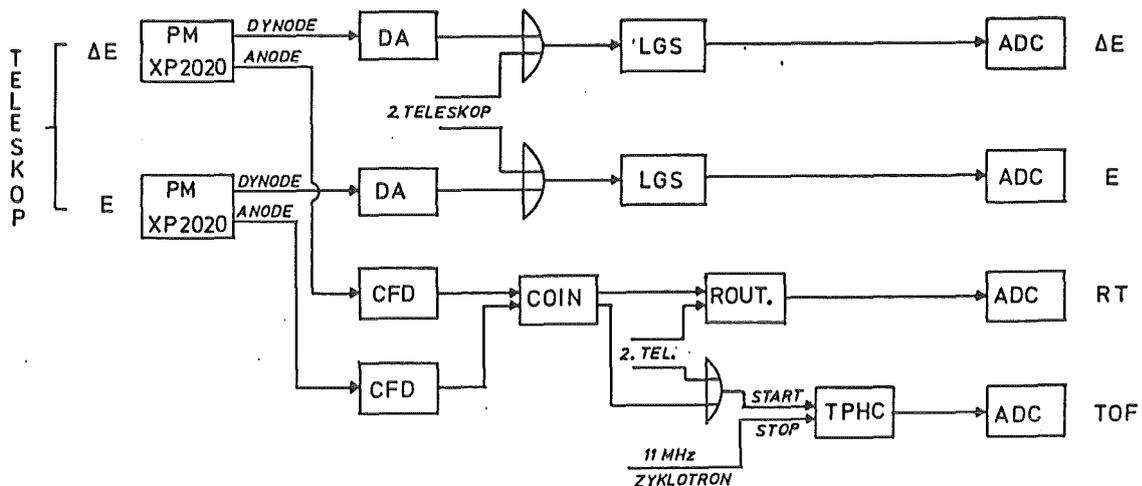


Abb.9: Blockschaltbild der Elektronik zum Nachweis der Rückstoßprotonen

Die Daten der beiden Experimente wurden mit einem Vielkanalanalysator des Typs ND4420 (Nuclear Data) aufgenommen. Dieser Experimentrechner erkannte Streuereignisse als "echte" Ereignisse, wenn innerhalb einer Koinzidenzzeit von zwei Mikrosekunden jeder der am Experiment beteiligten ADC's ein Signal erhalten hatte. Die gesamte Information eines Streuereignisses wurde dann in Form von vier bzw. sechs 12-Bit-Worten mit Hilfe von zwei Speichern mit einer Kapazität von je 1022 Worten in "list-mode" auf ein Magnetband geschrieben.

Um den Einfluß systematischer Fehler zu verringern, die durch Langzeitschwankungen der Beschleunigerparameter und durch Verstärkungsänderungen der Elektronik auftreten können, wurde die Datenaufnahme in kurze Einzelmessungen unterteilt. Die Dauer einer Einzelmessung, in der die Polarisationsrichtung der Lambshiftquelle in Abständen von 100 s umgeschaltet wurde, betrug typischerweise 6000 s.

IV.2.4 Datenanalyse

Die Analyse der Meßdaten wurde an einem Großrechner des Typs IBM-3033 durchgeführt. Dazu mußte die Datenstruktur des Experimentrechners ND4420 (12-Bit-Worte) an die des Großrechners (32-Bit-Worte) angepaßt werden. Die Unterteilung der Daten in Einzelmessungen wurde zunächst beibehalten.

Anschließend wurden die Flugzeitspektren (TOF_q) der Einzelmessungen bezüglich zeitlicher Verschiebungen korrigiert, die durch Veränderungen der Phasenlage der Beschleunigungsfrequenz oder des Bunchersystems hervorgerufen werden. Die restlichen Zeitspektren, TOF_g und PS, wurden in gleicher Weise untersucht und korrigiert. Durch die Wahl geeigneter Zeitschnitte in den Primärflugzeitspektren (siehe Abb.6) wurden die Impulshöhenspektren der Ein-

zelmessungen (E_R ; $\Delta E, E$) kalibriert und auf eventuelle Verstärkungsänderungen untersucht. Nach der Korrektur der Impulshöhenspektren wurden die Daten der Einzelmessungen zusammengefaßt und experimentweise analysiert.

In dem ersten Experiment, in dem für jedes Streuereignis die sechs Informationen

- TOF_q : Flugzeit Deuteriumtarget - Streuer
- TOF_s : Flugzeit Streuer - Seitendetektor
- E_R : Impulshöhe im Streuer
- E : Impulshöhe im Seitendetektor
- PS : "Pulse-shape"-Signal des Seitendetektors
- RT : Routing: Kennung des Seitendetektors und Polarisationsstatus der Lambshiftquelle

aufgezeichnet wurden, wurde zunächst der Untergrund an γ -Strahlung reduziert. Dazu wurden für jeden Detektor die Streuereignisse in einer zweidimensionalen Häufigkeitsverteilung dargestellt, in der das Impulshöhensignal gegen das "Pulse-shape"-Signal des Detektors aufgetragen wird. In Abb.10 wird diese Häufigkeitsverteilung für einen Detektor gezeigt, der unter einem Winkel von $\theta_{lab} = 52.5^\circ$ gestanden hat. Aufgrund der Tatsache, daß in dem organischen Szintillator NE213 schwach ionisierende Teilchen Szintillationslicht erzeugen, dessen Komponenten überwiegend kurze Abklingzeiten haben, während das von stark ionisierenden Teilchen hervorgerufene Szintillationslicht stärkere Komponenten mit langen Abklingzeiten besitzt, können Ereignisse, die von Neutronen oder Gammaquanten verursacht werden, getrennt werden. In dem in Abb.10 gezeigten Beispiel wurde die dort angedeutete Schwelle benutzt und Ereignisse rechts von der Schwelle als γ -induzierte Ereignisse verworfen.

Durch die in Abb.6 eingezeichneten Schnitte in der Primärflugzeit wurden die Daten in zehn Energieintervalle von 17 MeV bis 50 MeV aufgeteilt, so daß die Daten nach Auswertung der Routing-Information für jedes Energieintervall

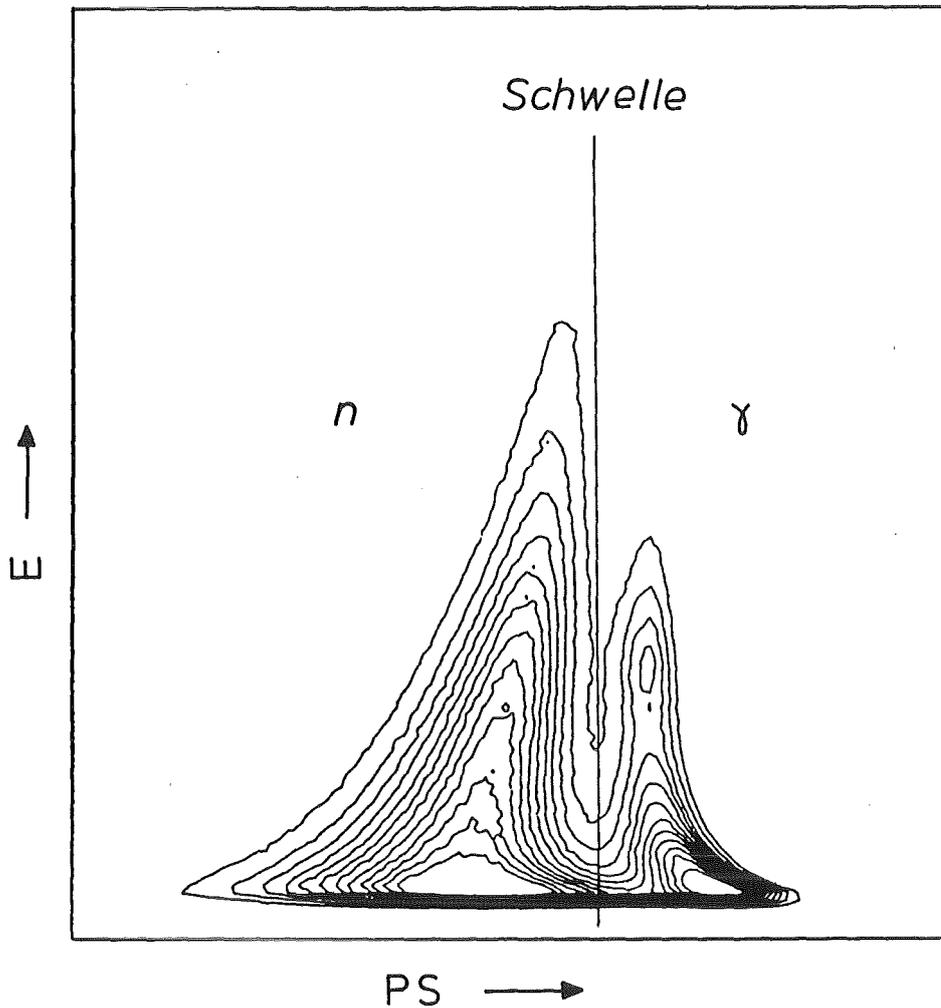


Abb.10: "Pulse-shape" - Impulshöhen - Matrix , $\theta_{lab}=52.5^{\circ}$

und jeden Streuwinkel in vier Listen vorlagen:

L \uparrow , L \downarrow , R \uparrow , R \downarrow - Detektor links/rechts, Neutronenpolarisation parallel/antiparallel zur Streunormalen.

Zur Bestimmung der Asymmetrie der elastisch gestreuten Neutronen der \vec{n} -p-Reaktion wurden die Streueignisse der Listen (10 Energieintervalle, 7 Streuwinkel, (L \uparrow ,L \downarrow ,R \uparrow ,R \downarrow)) in Form von 280 zweidimensionalen Projektionen auf die Impulshöhe im Streuer E_R und die Flugzeit Streu-

er-Seitendetektor TOF_s dargestellt. Diese Darstellung erlaubt eine Identifizierung der elastisch gestreuten Neutronen und der konkurrierenden Prozesse.

Abb.11 zeigt für einen Streuwinkel von $\theta_{\text{lab}} = 52.5^\circ$ und eine Primärenergie von $E_n = 27.5$ MeV eine Gegenüberstellung einer zweidimensionalen Darstellung von experimentellen Daten (Bild links) und dem Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation des Streuprozesses (Bild rechts). Der dunkle Bereich in der Bildmitte enthält die elastisch gestreuten Neutronen der \vec{n} -p-Streuung. Das Band, das sich von niedrigen Impulshöhen über den Bereich der elastisch gestreuten Neutronen diagonal bis zu großen Impulshöhen ausdehnt, wird von mehrfachgestreuten Neutronen gebildet. Das Gebiet, das vom Bereich der elastisch gestreuten Neutronen senkrecht auf die Abszisse zuläuft, enthält Streueignisse, bei denen durch Wandeffekte nicht die gesamte Rückstoßenergie im Streuer in Licht umgewandelt werden konnte. Die Ereignisse, die sich

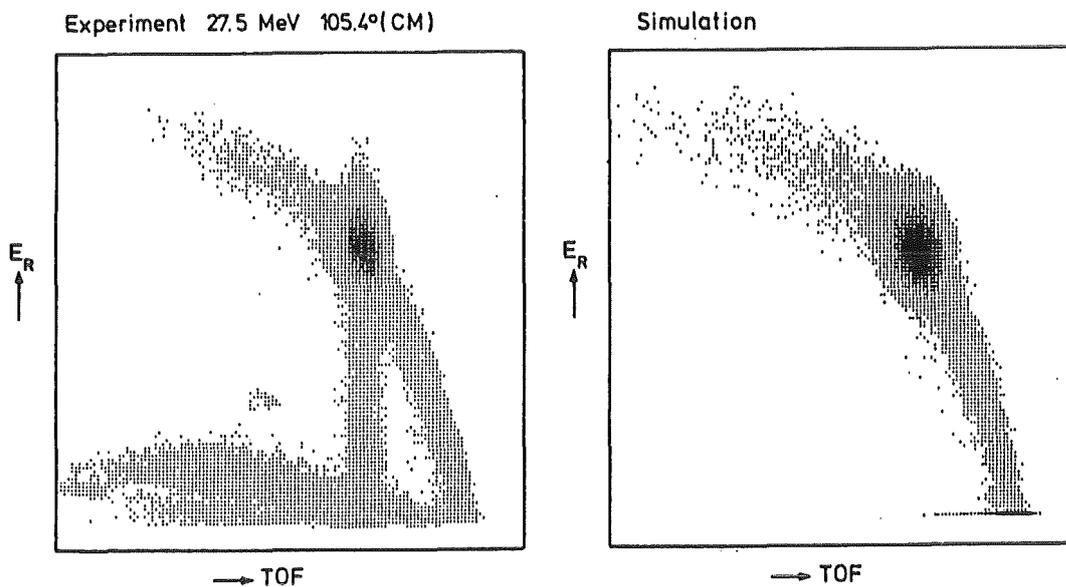


Abb.11: Vergleich von experimentellen Daten mit einer Monte-Carlo-Simulation der Streuung von Neutronen an einem organischen Target (NE213) bei $E_n = 27.5$ MeV und $\theta_{\text{cm}} = 105.4^\circ$

bei kleinen Impulshöhen über einen weiten Flugzeitbereich erstrecken, stellen $^{12}\text{C}(\vec{n},n')$ - Prozesse dar. Die beiden zuletzt genannten Prozesse wurden ebenfalls simuliert aber im rechten Bild nicht dargestellt.

Durch eine Integration über den kinematischen Bereich, der die elastisch gestreuten Neutronen in einer solchen zweidimensionalen Projektion enthält, wurden die Zählraten $L\uparrow, L\downarrow, R\uparrow, R\downarrow$ für jedes Energieintervall und jeden Streuwinkel bestimmt. Die aus diesen Zählraten berechneten Asymmetrien wurden bezüglich Mehrfachstreuung unter Berücksichtigung der ausgedehnten Geometrie von Streuer und Detektoren mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen korrigiert. Eine ausführliche Darstellung der Monte-Carlo-Simulation ist in (HAN83) gegeben.

Im zweiten Experiment, in dem die Rückstoßprotonen der Reaktion $^1\text{H}(\vec{n},p)n$ durch zwei ΔE -E-Teleskope nachgewiesen wurden, wurden die Streueignisse durch vier Informationen beschrieben:

- TOF : Flugzeit Deuteriumtarget - E-Detektor
- ΔE : Impulshöhe im ΔE -Detektor
- E : Impulshöhe im E-Detektor
- RT : Routing: Kennung des Teleskops und Polarisationsstatus der Lambshiftquelle .

Hier wurden zunächst die Streueignisse der $^1\text{H}(\vec{n},p)n$ - Reaktion mit Hilfe der zweidimensionalen Projektionen TOF- ΔE (Abb.12) und ΔE -E (Abb.13) von den Ereignissen getrennt, die aus Reaktionen von Neutronen mit den Kohlenstoffkernen des Polyäthylentargets resultieren.

Eine Abtrennung dieser Untergrundreaktionen [$^{12}\text{C}(\vec{n},p)^{12}\text{B}$, $Q=-12.59$ MeV ; $^{12}\text{C}(\vec{n},d)^{11}\text{B}$, $Q=-13.73$ MeV] von den Ereignissen der elastischen \vec{n} -p-Streuung ist aufgrund des großen negativen Q-Wertes dieser Reaktionen über

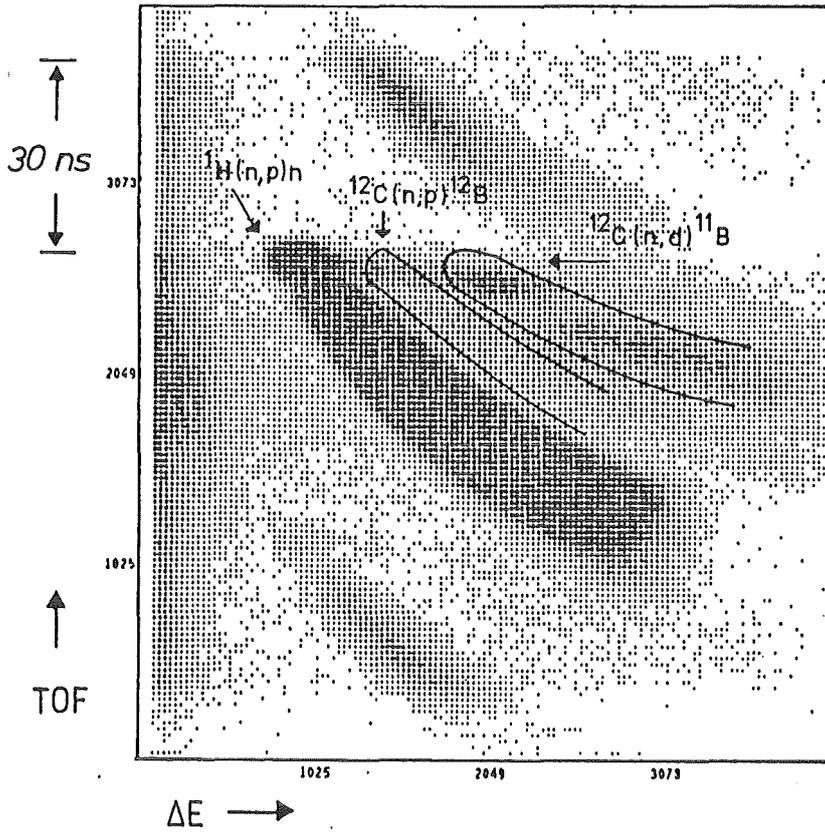


Abb.12: TOF- ΔE -Matrix, Rückstoßwinkel der Protonen $\theta_{\text{lab}} = 14^\circ$

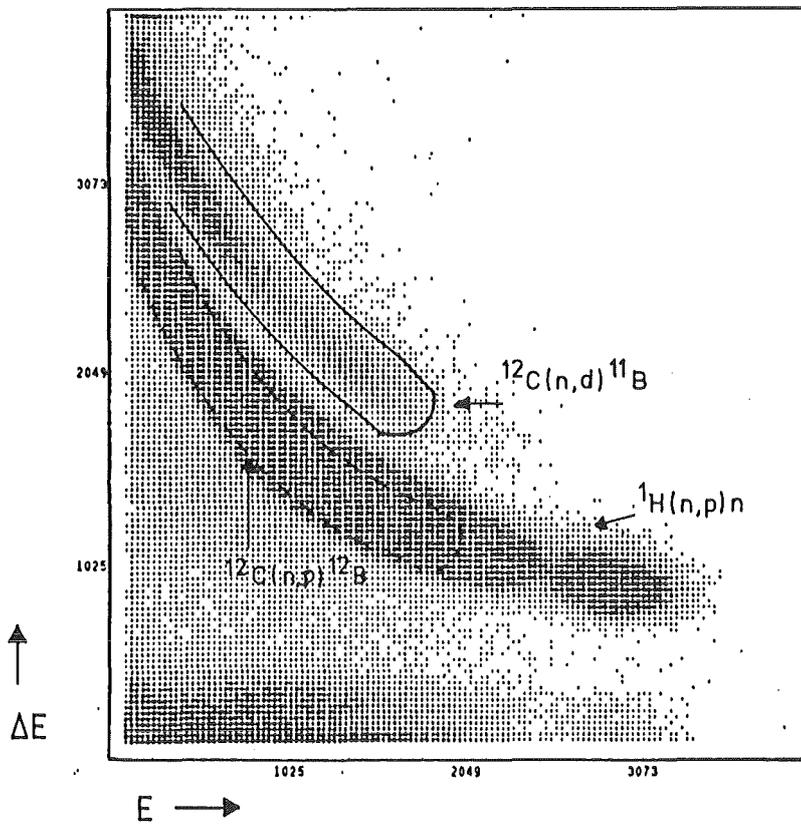


Abb.13: ΔE -E-Matrix, Rückstoßwinkel der Protonen $\theta_{\text{lab}} = 14^\circ$

die Flugzeitmessung und wegen des unterschiedlichen Energieverlustes von Protonen und Deuteronen über die Impulshöhensignale der ΔE -Detektoren möglich.

Anschließend wurden die Flugzeitspektren durch eine Rechnung kalibriert, in der der Energieverlust der Rückstoßprotonen im ΔE -E-Teleskop simuliert wurde. Nach einer Einteilung der Flugzeitspektren in acht Energieintervalle, die Neutronen mit Primärenergien von 22 MeV bis 50 MeV entsprechen, wurden in diesen Intervallen die Zählraten der in Abhängigkeit von der Richtung der Neutronenpolarisation nach links bzw. rechts gestreuten Protonen bestimmt.

Bei der Berechnung der Asymmetrie der elastischen \vec{n} -p-Streuung aus diesen Zählraten muß berücksichtigt werden, daß in diesem Experiment Rückstoßprotonen nachgewiesen wurden. Da eine Links- bzw. Rechtsstreuung der Protonen mit einer Rechts- bzw. Linksstreuung der Neutronen verbunden ist, muß zur Berechnung der Asymmetrie die Gleichung (6) entsprechend modifiziert werden.

$$(7) \quad \epsilon(\theta) = - \frac{\sqrt{L\uparrow \cdot R\downarrow} - \sqrt{L\downarrow \cdot R\uparrow}}{\sqrt{L\uparrow \cdot R\downarrow} + \sqrt{L\downarrow \cdot R\uparrow}} = P \cdot A_y(\theta)$$

Die Polarisation der Neutronen wurde aus der in diesen Experimenten gemessenen Asymmetrie der elastischen \vec{d} - ^{12}C -Streuung ($\epsilon_d = 0.262$ und $\epsilon_d = 0.272$) gemäß der in Tabelle 3 angegebenen linearen Beziehung bestimmt. Nach Gl. (6) bzw. (7) konnte dann die Analysierstärke der elastischen \vec{n} -p-Streuung berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 und in Abb.14 dargestellt. Die in Tabelle 4 aufgeführten Fehler der Analysierstärke beinhalten die statistischen Unsicherheiten und die Unsicherheiten der Korrekturen bezüglich Mehrfachstreuung und ausgedehnter Geometrie. Die Unsicherheit der Skalierung (2%-4%), die aus der Bestimmung der Neutronenpolarisation resultiert, wurde nicht berücksichtigt. Sie kann aus Tabelle 3 entnommen werden.

Tabelle 4

Analysierstärke der \vec{n} -p-Streuung in %

θ_{CM}	A_y	ΔA_y	θ_{CM}	A_y	ΔA_y
17.0 ± 1.0 MeV			19.0 ± 1.0 MeV		
33.0	1.90	1.15	33.0	2.56	0.76
50.8	2.43	0.95	50.8	4.57	0.66
69.1	2.95	0.97	69.1	3.26	0.66
86.9	4.52	1.07	86.9	2.96	0.75
105.3	2.99	0.98	105.3	2.66	0.66
122.7	1.34	1.20	122.7	2.41	0.75
22.0 ± 1.5 MeV			25.0 ± 1.5 MeV		
33.0	4.14	0.47	33.0	4.75	0.42
50.9	5.44	0.43	50.9	6.41	0.39
69.1	5.50	0.39	69.2	7.14	0.35
87.0	5.32	0.46	87.0	6.95	0.41
105.4	3.20	0.43	105.4	4.71	0.39
122.8	2.61	0.48	122.8	2.68	0.42
140.7	1.89	0.23	140.8	1.56	0.17
151.3	1.28	0.38	151.4	0.90	0.36
27.5 ± 1.0 MeV			30.0 ± 1.5 MeV		
33.0	5.60	0.52	33.1	5.94	0.53
50.9	8.11	0.49	51.0	8.57	0.48
69.2	7.74	0.44	69.3	9.27	0.44
87.1	7.68	0.51	87.1	8.49	0.52
105.5	5.42	0.50	105.5	6.44	0.55
122.8	3.60	0.53	122.9	4.11	0.54
140.8	2.37	0.21	140.8	2.33	0.19
151.4	2.25	0.32	151.4	0.90	0.31
33.0 ± 1.5 MeV			36.0 ± 1.5 MeV		
33.1	8.02	0.65	33.1	9.64	0.79
51.0	10.58	0.59	51.0	12.23	0.70
69.3	11.86	0.54	69.3	12.85	0.66
87.1	10.62	0.66	87.2	13.08	0.83
105.5	8.11	0.63	105.6	8.59	0.78
122.9	4.61	0.66	122.9	5.86	0.91
140.8	2.65	0.23	140.9	3.36	0.30
151.4	1.36	0.27	151.4	2.22	0.46
40.0 ± 2.0 MeV			50.0 ± 2.0 MeV		
33.1	7.97	0.90	33.2	12.15	1.24
51.1	14.58	0.83	51.2	21.35	1.15
69.4	15.65	0.78	69.5	23.21	1.12
87.2	14.29	0.99	87.4	21.06	1.42
105.6	10.88	0.95	105.8	14.53	1.45
123.0	6.01	0.99	123.1	7.89	1.67
140.9	3.57	0.36	141.0	4.94	0.51
151.5	3.15	0.59	151.5	1.86	0.85

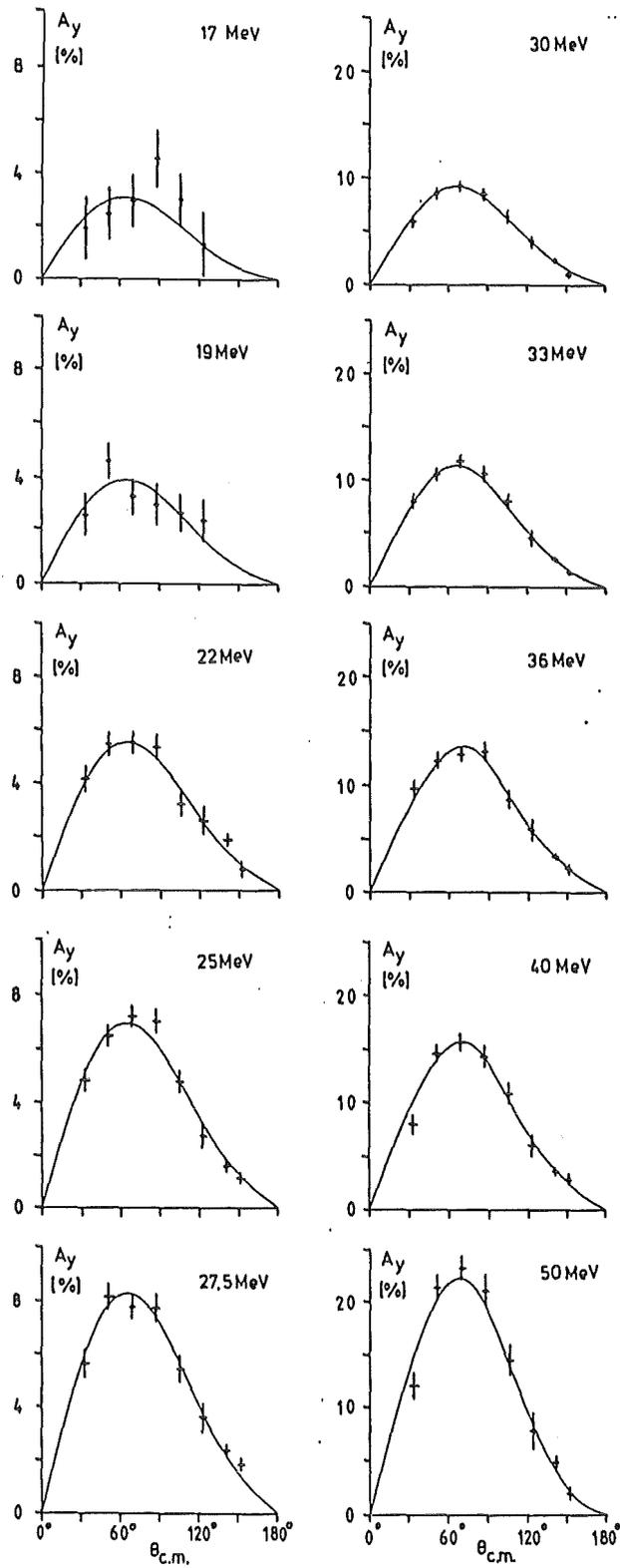


Abb.14: Analysierstärke der \rightarrow n-p-Streuung

IV.2.5 Diskussion der Ergebnisse

Entsprechend der Intensitätsverteilung (Abb.6) und der Polarisation (Tab.3) des bei POLKA zur Verfügung stehenden Neutronenstrahls verbessern die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Winkelverteilungen der Analysierstärke A_y besonders für Neutronenenergien oberhalb von $E_n = 20$ MeV die Datenbasis des n-p-Systems erheblich.

Während bei 17 MeV nur eine gute Übereinstimmung mit einer präzisen älteren Messung (TOR77) festgestellt werden kann, weisen die Ergebnisse dieser Arbeit (WIL84) im Energiebereich von $E_n = 20$ MeV bis $E_n = 50$ MeV wesentlich

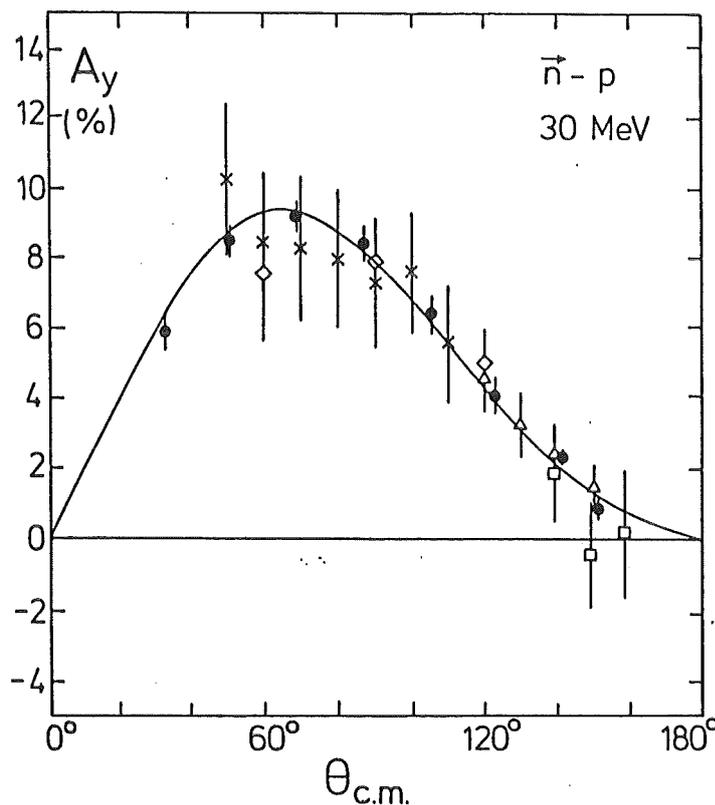


Abb.15: Analysierstärke A_y der $\vec{n} - p$ -Streuung bei $E_n = 30$ MeV.

Die mit ● gekennzeichneten Daten und die durchgezogene Kurve (Phasenanalyse) stammen aus dieser Arbeit;

x, Δ : (ELD75), ◇ : (MUT71), □ : (LAN65).

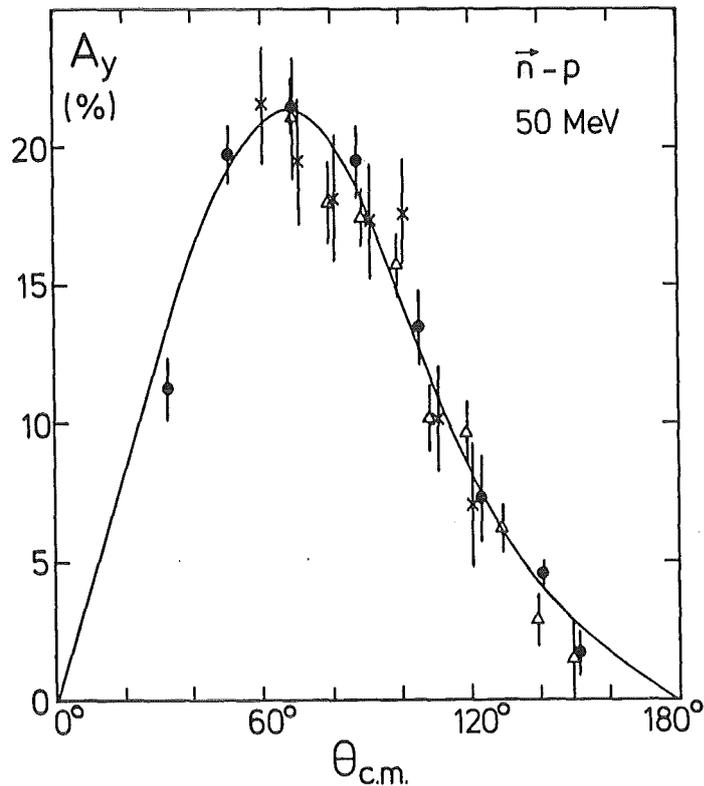


Abb.16: Analysierstärke A_y der $\vec{n}-p$ -Streuung bei $E_n = 50$ MeV.
Die mit \bullet gekennzeichneten Daten und die durchgezogene Kurve (Phasenanalyse) stammen aus dieser Arbeit;
 x : (GAR80), Δ : (ROM78).

kleinere statistische Fehler auf als ältere Messungen. Im Energiebereich von 30 MeV bis 40 MeV sind die hier dargestellten Winkelverteilungen die ersten Messungen der Analysierstärke A_y des n-p-Systems.

In den Abbildungen 15 und 16 werden die Ergebnisse dieser Arbeit (\bullet) mit Resultaten älterer Experimente bei $E_n = 30$ MeV und $E_n = 50$ MeV verglichen. Bei $E_n = 30$ MeV (Abb.15) ist die Verbesserung der n-p-Daten durch die Ergebnisse dieser Arbeit besonders deutlich zu sehen. Während im Winkelbereich bis $\theta_{CM} = 140^\circ$ der Trend der älteren Experimente durch die neuen präziseren Daten im wesentlichen bestätigt wird, wird die Möglichkeit eines Nulldurchganges der Analysier-

stärke A_y bei rückwärtigen Streuwinkeln, wie sie von älteren Messungen (LAN65) angedeutet wird, durch die Analyse unter Einschluß der neuen Daten ausgeschlossen. Bei $E_n = 50$ MeV zeigen die Ergebnisse des hier beschriebenen Experimentes gute Übereinstimmung mit zwei älteren Messungen (GAR80, ROM78).

Die Form der Winkelverteilung der Analysierstärke A_y des n-p-Systems wird besonders durch die 3D Isospin-Singulett-Streuphasen beschrieben. Deshalb sollten mit Hilfe der neugemessenen Winkelverteilungen diese Isospin-Singulett-Streuphasen, insbesondere die 3D_3 Streuphase, durch eine neue Phasenanalyse im Energiebereich von $E_n = 17$ MeV bis $E_n = 50$ MeV besser zu bestimmen sein.

IV.3 Messung der Analysierstärke A_{yy} der elastischen \vec{n} - \vec{p} -Streuung

IV.3.1 Meßverfahren

Bei der Streuung polarisierter Projektile an polarisierten Targetkernen ist neben einer Links-Rechts-Asymmetrie in der Flußverteilung der gestreuten Projektile, die durch die Analysierstärke A_y beschrieben wird, eine zusätzliche Asymmetrie zu beobachten. Diese Asymmetrie wird durch die Abhängigkeit der Wechselwirkung von der relativen Orientierung der Spins der Teilchen verursacht. In einem Streuprozess, in dem beide Reaktionspartner senkrecht zur Streuebene polarisiert sind, findet die Abhängigkeit der Wechselwirkung von der relativen Orientierung der Spins in der Analysierstärke A_{yy} Ausdruck. Damit lautet der Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier senkrecht zur Streuebene polarisierter Spin-1/2-Teilchen:

$$(8) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 \pm A_y(\theta) \cdot (P_b + P_t) + P_b \cdot P_t \cdot A_{yy}(\theta)] .$$

Zusätzlich zu den in Gleichung (4) (Kap.IV.2.1) definierten Größen tritt hier die Analysierstärke A_{yy} auf. P_b und P_t bezeichnen die Strahl- und Targetpolarisation. Das Vorzeichen ' \pm ' kennzeichnet wiederum die Links- bzw. Rechtsstreuung.

Zwei Detektoren, die links und rechts symmetrisch zur Strahlachse aufgestellt sind, messen bei einer Richtung der Targetpolarisation, die parallel zur Streunormalen ist, folgende Teilchenflüsse:

$$(9) \quad \begin{aligned} L\uparrow\uparrow &= \Phi_{\uparrow} \cdot n \cdot \eta_L \cdot \Delta\Omega_L \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 + A_y(\theta) \cdot (P_t + P_b) + P_b \cdot P_t \cdot A_{yy}(\theta)] \\ L\uparrow\downarrow &= \Phi_{\downarrow} \cdot n \cdot \eta_L \cdot \Delta\Omega_L \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 + A_y(\theta) \cdot (P_t - P_b) - P_b \cdot P_t \cdot A_{yy}(\theta)] \\ R\uparrow\uparrow &= \Phi_{\uparrow} \cdot n \cdot \eta_R \cdot \Delta\Omega_R \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 - A_y(\theta) \cdot (P_t + P_b) + P_b \cdot P_t \cdot A_{yy}(\theta)] \\ R\uparrow\downarrow &= \Phi_{\downarrow} \cdot n \cdot \eta_R \cdot \Delta\Omega_R \cdot \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 - A_y(\theta) \cdot (P_t - P_b) - P_b \cdot P_t \cdot A_{yy}(\theta)] \end{aligned}$$

Der erste Index \uparrow kennzeichnet die Richtung der Targetpolarisation, während der zweite Index \uparrow bzw. \downarrow die Polarisationsrichtung der Projektile bezüglich der Streuebene an-

gibt. Der Primärfluß der Projektile einer Polarisationsrichtung wird durch $\Phi_{\uparrow, \downarrow}$ bezeichnet. n , $\Delta\Omega_{L,R}$ und $\eta_{L,R}$ stehen für die Flächenbelegungsdichte des Targets, den Raumwinkel, unter dem ein Detektor vom Target gesehen wird, und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren.

Die Beziehungen für die Teilchenflüsse ($L_{\uparrow\uparrow}$, $L_{\downarrow\downarrow}$, $R_{\uparrow\uparrow}$, $R_{\downarrow\downarrow}$), die bei einer um 180° gedrehten Targetpolarisation auftreten, erhält man aus Gl.(9) durch eine Veränderung des Vorzeichens von P_t .

Da die Winkelverteilung der Analysierstärke A_y als bekannt vorausgesetzt werden kann (Kap.IV.2), kann die Analysierstärke A_{yy} aus den vier Beziehungen der Gl.(9) bestimmt werden.

$$(10) \quad A_{yy} = \frac{1}{2} \cdot (A_{yy}^L + A_{yy}^R)$$

$$\text{mit} \quad A_{yy}^L = \frac{L \cdot (1 + P_t \cdot A_y) - P_b \cdot A_y}{P_b \cdot P_t} \quad ; \quad L = \frac{L_{\uparrow\uparrow} - L_{\uparrow\downarrow}}{L_{\uparrow\uparrow} + L_{\uparrow\downarrow}}$$

$$\text{und} \quad A_{yy}^R = \frac{R \cdot (1 - P_t \cdot A_y) + P_b \cdot A_y}{P_b \cdot P_t} \quad ; \quad R = \frac{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}}{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\uparrow\downarrow}}$$

IV.3.2. Das polarisierte Protonentarget

In diesem Experiment wurde ein Protonentarget eingesetzt, das mit Hilfe der "brute force" Methode polarisiert wurde. Bei diesem Verfahren werden die Protonenspins durch ein starkes äußeres Magnetfeld ($B = 4-9$ T) ausgerichtet und durch Abkühlen auf sehr niedrige Temperaturen ($T \approx 10$ mK) "eingefroren". (AUR83, AUR84)

Ohne äußeres Magnetfeld sind die Zustände von Kernen mit Spin I bezüglich der magnetischen Spinquantenzahl m energetisch entartet. Durch die Wechselwirkung des magnetischen Momentes μ eines Kernes mit dem äußeren Magnetfeld B

wird die Entartung aufgehoben:

$$(11) \quad E(m) = - \mu \cdot B = - m \cdot g \cdot \mu_0 \cdot B \quad .$$

$\mu_0 \equiv$ Kernmagneton
 $g \equiv$ gyromagnetischer Faktor ($g_{\text{Proton}} = 5.58$)

Wenn ein Ensemble von Kernen bei einer Temperatur T mit einem Magnetfeld B in thermischem Gleichgewicht steht, wird die Besetzungswahrscheinlichkeit W eines Zustandes mit der magnetischen Spinquantenzahl m durch eine Boltzmann-Verteilung beschrieben.

$$(12) \quad W(m) = \frac{e^{-\frac{E(m)}{kT}}}{\sum_m e^{-\frac{E(m)}{kT}}}$$

Damit ist die Polarisation eines Ensembles von Teilchen mit dem Spin I wie folgt definiert:

$$(13) \quad P = \frac{1}{I} \cdot \sum_m m \cdot W(m) \quad .$$

Für Spin-1/2-Teilchen folgt daraus:

$$(14) \quad P = \tanh\left(\frac{m \cdot g \cdot \mu_0 \cdot B}{k \cdot T} \right) \quad .$$

Bei einem Magnetfeld von $B = 10$ T und einer Temperatur von $T = 10$ mK sollte deshalb ein Protonentarget im thermischen Gleichgewicht eine Polarisation von $P = 77$ % erreichen.

In Abb.17 ist die Anlage, die zur Erzeugung eines polarisierten Targets benutzt wurde, schematisch dargestellt. Die zu polarisierende Probe befindet sich im Zentrum einer supraleitenden Magnetspule, die ein maximales Feld von $B = 9$ T erzeugen kann. Die vertikale Bohrung, in der sich die Probe befindet, hat einen Durchmesser von 7.6 cm. Zwischen den Spulenhälften befindet sich ein Spalt von 2.6 cm.

„BRUTE FORCE“ POLARISATION

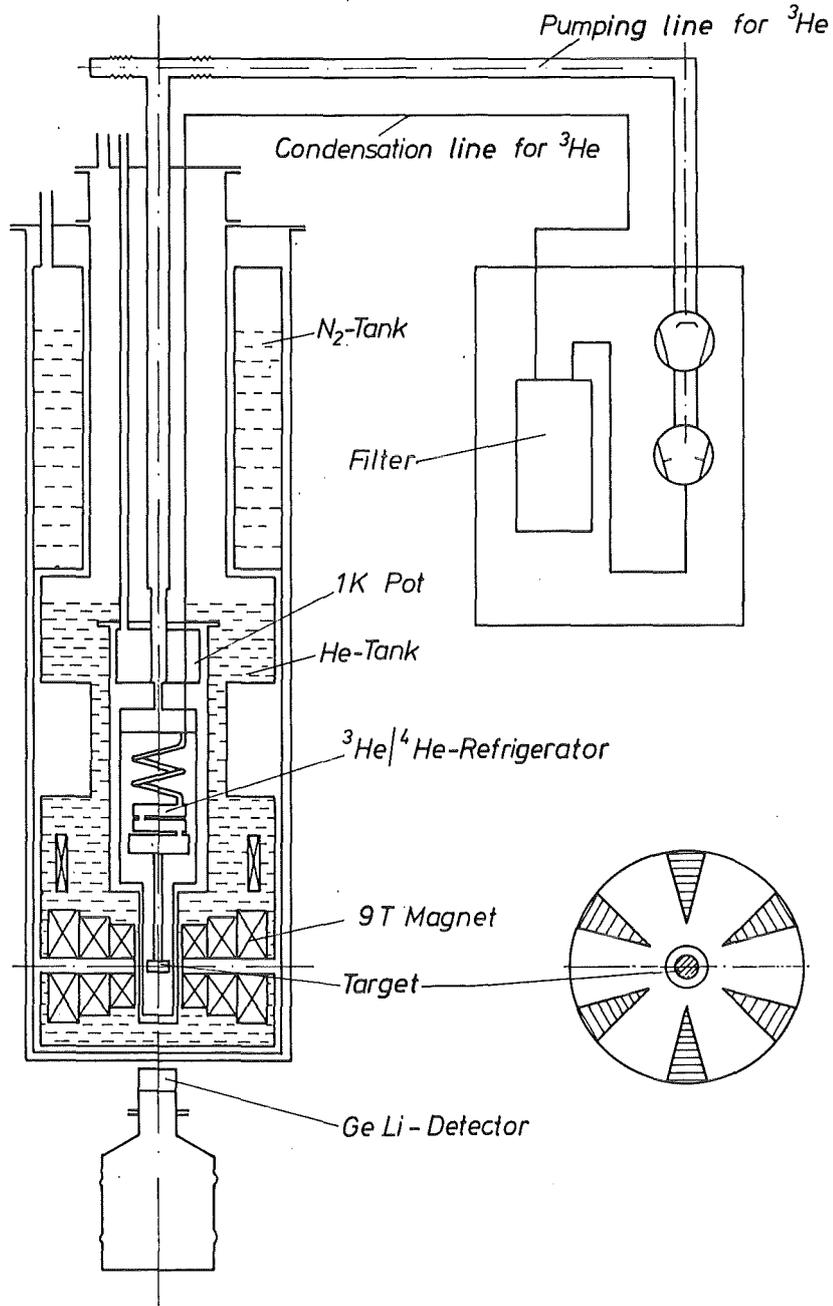


Abb.17: "Brute force" Polarisationsanlage

Im rechten Bildausschnitt sind in einem Querschnitt durch den Spalt des Magneten die sechs symmetrisch angeordneten Abstandskeile zu sehen, die gegen eine Kraft von $F \approx 10^6 \text{ N}$ bei $B = 9 \text{ T}$ die beiden Spulensysteme des Magneten trennen.

Die zum Erreichen von großen Polarisationswerten erforderliche Temperatur von $T < 10$ mK wird mit Hilfe eines ^3He - ^4He -Mischkryostaten erzielt, der bei $T = 10$ mK noch eine Kühlleistung von $2 \mu\text{W}$ hat.

Da fester Wasserstoff im thermischen Gleichgewicht bei niedrigen Temperaturen als molekularer Parawasserstoff (Spin $I = 0$) vorliegt und deshalb nicht polarisiert werden kann, wurde als Targetmaterial Titanhydrid verwendet. Titanhydrid hat eine hohe Protonendichte und besitzt als Metallhydrid eine große Wärmeleitfähigkeit, was eine wichtige Voraussetzung für ein schnelles Abkühlen der Probe ist. Da der Spin der häufigsten Titanisotope gleich null ist, ist zudem die Polarisation des Titans im Vergleich mit der Protonenpolarisation sehr gering, so daß Spin-Spin-Effekte bei der Streuung polarisierter Neutronen an Titan zu vernachlässigen sind.

Zur Erzeugung des Titanhydrids wurde Titanpulver im Hochvakuum auf etwa 1100 K erhitzt und beim Abkühlen einer Wasserstoffatmosphäre mit einem Druck von 1 bar ausgesetzt. Bei einer Temperatur von $T \approx 350$ K ist ein stabiles Gleichgewicht festzustellen, das einem H:Ti - Verhältnis von 1.96 ± 0.02 entspricht. Die Wasserstoffkonzentration konnte sowohl durch die Gewichtszunahme der Probe als auch durch die Druckabnahme in der Wasserstoffatmosphäre bestimmt werden. Nach der Beladung mit Wasserstoff wurde das Titanhydridpulver unter einem Druck von $2 \cdot 10^5$ N/cm² in einen Kupferzylinder (Länge: 3.5 cm, Durchmesser: 2.5 cm, Wandstärke 0.1 cm) gepreßt. Die Dichte der Probe wurde durch Wägung und durch eine Messung der γ -Absorption zu $\rho = 3.78 \pm 0.04$ g/cm³ bestimmt, was einer Flächendichte der Protonen von $\rho_{\text{H}} = 3.13 \cdot 10^{23}$ cm⁻² oder einer Gesamtmenge von etwa 1.3 mol H₂ in der Probe entspricht.

Die Probe, die von einem Kupferzylinder mit einer Wandstärke von 1 mm ummantelt ist, ist über einen 20 cm langen und 1 cm dicken Kupferstab mit der Mischkammer des Kryostaten verbunden.

Während die Magnetfeldstärke durch die Stromaufnahme der Spulen ($B = 9 \text{ T} \leftrightarrow I = 77 \text{ A}$) überwacht werden kann, wird zur Bestimmung der Temperatur der Probe die Anisotropie der γ -Strahlung eines ^{60}Co -Einkristalls ($5 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$), der an den Kupfermantel der Probe angelötet ist, mit Hilfe eines Ge(LI)-Detektors gemessen.

Das ($J^{\pi}=4^{+}$)-Niveau des ^{59}Ni , das beim β^{-} -Zerfall des ^{60}Co ($J^{\pi}=5^{+}$) bevölkert wird, geht durch zwei elektrische Quadrupolübergänge ($E2$; $E_{\gamma} = 1.17 \text{ MeV}$ und 1.33 MeV) zum Grundzustand ($J^{\pi}=0^{+}$) über. Im Normalfall ist das von einer ^{60}Co -Quelle emittierte Strahlungsfeld isotrop, da die ^{60}Co -Kerne nicht ausgerichtet sind. Wenn sich die ^{60}Co -Quelle jedoch in einem starken Magnetfeld befindet, kann mit abnehmender Temperatur ($T < 60 \text{ mK}$) eine zunehmende Anisotropie der γ -Strahlung beobachtet werden, weil die Spins der ^{60}Co -Kerne durch das Magnetfeld ausgerichtet werden und das durch thermische Energie bewirkte Umklappen der Spins vermindert wird.

Eine Messung der Anisotropie des Strahlungsfeldes der ^{60}Co -Quelle gibt daher direkten Aufschluß über die Temperatur der Quelle und damit auch der Probe.

Eine ausführliche Beschreibung des polarisierten Protonentargets befindet sich in (AUR83, AUR84).

IV.3.3 Experimentdurchführung

Da die polarisierten Protonen nicht als reines Wasserstofftarget sondern als Titanhydridtarget vorlagen, mußte der Effekt der elastischen \vec{n} - \vec{p} -Streuung durch eine Differenzmessung von der \vec{n} -Ti-Streuung abgetrennt werden. Zu diesem Zweck wurde ein Titantarget benutzt, das die gleichen äußeren Abmessungen wie das Titanhydridtarget besaß, sich von diesem aber durch eine um 5.9 % niedrigere Titandichte unterschied. Da das Kryosystem zum Wechseln der Targetprobe aufgewärmt werden muß, wurde das Experiment in zwei Meßperioden aufgeteilt, die mehrere Wochen auseinanderlagen. Innerhalb einer Meßperiode war eine Drehung der Richtung der Targetpolarisation nicht möglich, da eine Umpolung des Magneten und eine neue Polarisierung der Probe mehrere Tage dauert.

In den hier beschriebenen Experimenten wurde das polarisierte Protonentarget bei einem Magnetfeld von $B = 7$ T und einer Temperatur von $T = (10 \pm 2)$ mK betrieben, was einer Protonenpolarisation von $P_t = (60 \pm 5)$ % (HEE84) entspricht.

In Abb.18 wird ein Überblick über den Aufbau des Experiment gegeben. Mit Hilfe eines zusätzlichen Kollimators, der aus Kupfer- und Wolframsegmenten bestand, wurde der Neutronenstrahl am Ort des Targets auf einen Durchmesser von 20 mm begrenzt. Das polarisierte Target war in einer Entfernung von 5.20 m vom Neutronen produzierenden Deuteriumtarget aufgestellt.

Die an Titanhydrid bzw. Titan gestreuten Neutronen wurden von acht Flüssigszintillatoren (NE213) unter vier Streuwinkeln nachgewiesen. Bei Streuwinkeln von $\theta_{lab} = \pm 15^\circ$ und $\theta_{lab} = \pm 60^\circ$ wurden je zwei Detektoren (liegende Zylinder, Länge: 4 cm, Durchmesser: 4 cm) in einem Abstand von 0.75 m vom Targetmittelpunkt aufgestellt, während bei Streuwinkeln von $\theta_{lab} = \pm 45^\circ$ und $\theta_{lab} = \pm 52.5^\circ$ je zwei größere Detektoren (liegende Zylinder, Länge: 7.5 cm, Durchmesser: 10 cm) die

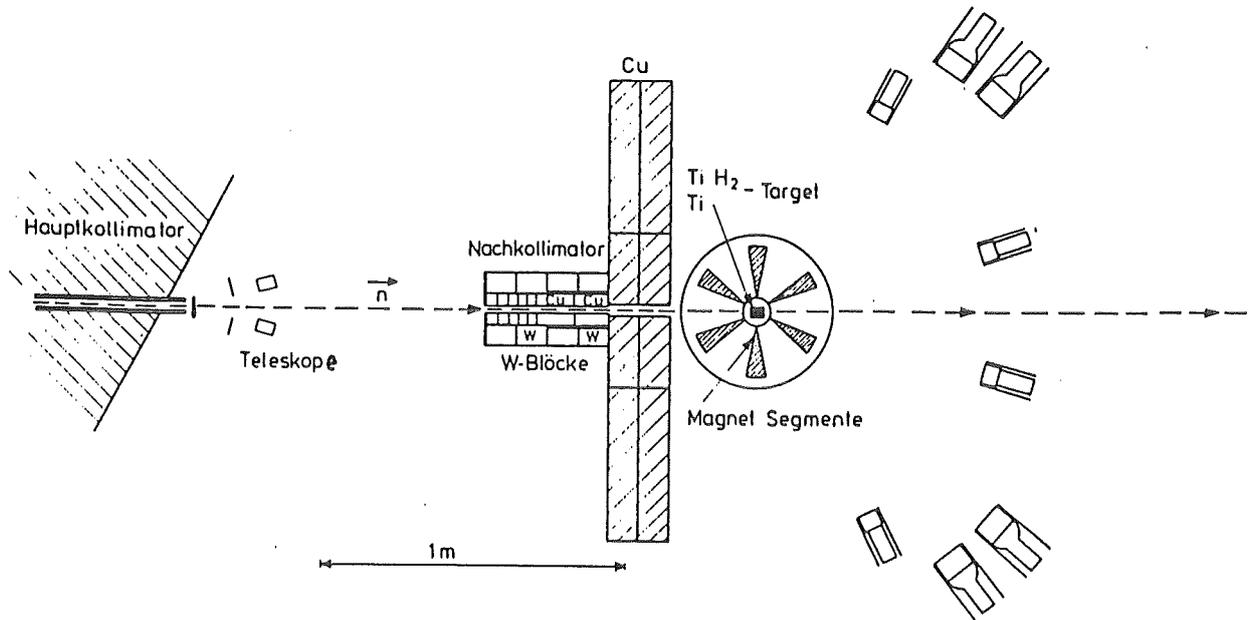


Abb.:18 Überblick über den Aufbau des Experimentes,
in dem die Analysierstärke A_{yy} bestimmt wurde.

gestreuten Neutronen nach einem Flugweg von 1.25 m nachweisen. Die Detektoren wurden durch Weicheisen- sowie μ -Metallzylinder gegen das Magnetfeld des polarisierten Targets abgeschirmt, das in einer Entfernung von 1 m vom Zentrum des Magneten noch etwa die 1000-fache Stärke des Erdmagnetfeldes besaß.

Als Monitor des Neutronenflusses wurden zwei ΔE -E-Teleskope verwendet, die vor dem Protonentarget aufgestellt waren. Die Teleskope überwachten unter einem Winkel von $\theta_{lab} = \pm 14^\circ$ den Fluß der von den Neutronen in einem 3 mm dicken Polyäthylentarget erzeugten Protonen. Dieses Monitorexperiment wurde bereits in Kap. IV.2.2 (Abb.7) ausführlich beschrieben, wo über die mit diesem System gemessene Analysierstärke A_y der \vec{n} -p-Streuung berichtet wurde.

IV.3.4 Elektronik und Datenaufnahme

Die Daten der Neutron-Titan- bzw. Neutron-Titanhydrid-Streuung wurden in einer Messung ermittelt, in der für jedes Streuereignis vier Parameter aufgenommen wurden.

Da die in diesen Experimenten verwendeten Targets nicht gleichzeitig als Detektor benutzt werden können, mußte die Primärenergie der Neutronen indirekt bestimmt werden. Dazu wurde die Flugzeit (TOF) zwischen dem 11 MHz-Signal des Zyklotrons und dem Anodensignal des Seitendetektors gemessen, der ein Ereignis nachgewiesen hatte. Der zu einem Ereignis gehörende Streuwinkel wurde durch ein Signal des Detektors bestimmt, der gerade angesprochen hatte (RT). Dieses Signal wurde von einem "Analog-Router" in eine Detektoradresse umgewandelt und zusammen mit einer Information über den Polarisationsstatus der Lambshiftquelle verarbeitet. Als weitere Information wurde das Impulshöhensignal (E) des Seitendetektors aufgezeichnet, das proportional zu dem im Detektor erzeugten Szintillationslicht ist. Um gestreute Neutronen von Gammaquanten aus Raumuntergrund und inelastischer Streuung trennen zu können, wurde als vierter Parameter das "Pulse-shape"-Signal (PS) des Seitendetektors aufgenommen.

In Abb.19 ist ein vereinfachtes Blockschaltbild der in diesem Experiment benutzten Elektronik dargestellt. In dieser Darstellung werden die folgenden Abkürzungen benutzt:

"ADC" : Analog-Digital-Converter, "CFD" : Constant-Fraction-Discriminator, "DA" : Delay Amplifier, "DIS": Discriminator, "COIN" : Coincidence Unit, "TSCA" : Timing-Single-Channel-Analyzer, "GG" : Gate Generator, "LGS" : Linear Gate & Stretcher, "TAC": Time-Amplitude-Converter, "FAN" : Logical Fan In/Out, " γ/n " : Neutron-Gamma-Discriminator.

IV.3.5 Datenanalyse

IV.3.5.1 Reduktion der Daten

Die Rohdaten der Neutron-Titanhydrid- und Neutron-Titan-Streuexperimente wurden zunächst in der gleichen Weise wie die Daten des Neutron-Proton-Streuexperimentes zur Bestimmung der Analysierstärke A_y behandelt. Nach der Übersetzung der Daten in IBM-Norm wurden zuerst die Flugzeitspektren (TOF) der Einzelmessungen bezüglich zeitlicher Verschiebungen korrigiert. Diese Verschiebungen können durch Veränderungen der Phasenlage des Zyklotrons oder durch kleine Magnetfeldänderungen verursacht werden, die die Deuteronenenergie beeinflussen. Anschließend wurden die Daten der Einzelmessungen zusammengefaßt und experimentweise ausgewertet.

Dazu wurden die Streuereignisse, die durch die vier Parameter

- TOF : Flugzeit Deuteriumtarget - Seitendetektor
- E : Impulshöhe im Seitendetektor
- PS : "Pulse-shape"-Signal des Seitendetektors
- RT : Routing: Kennung des Seitendetektors und Polarisationsstatus der Lambshiftquelle

beschrieben werden, nach Detektornummer geordnet in Listen aufgeteilt. Danach wurden die Streuereignisse für jeden Detektor in einer zweidimensionalen Matrix dargestellt, in der das Impulshöhensignal gegen das "Pulse-shape"-Signal des Detektors aufgetragen wurde. In dieser Darstellung wurden nach dem in Kap.IV.2.4 (Abb.10) ausgeführten Verfahren γ -induzierte Ereignisse von Streuereignissen getrennt, die durch Neutronen verursacht wurden.

Im nächsten Schritt wurden die Daten der \vec{n} -TiH₂- und \vec{n} -Ti-Streuung in neun Flugzeitintervalle aufgeteilt, die

für die Kinematik der n-p-Streuung Neutronen mit Primärenergien von 19 MeV bis 50 MeV entsprechen (siehe Abb.6). Zur Kalibrierung der Flugzeitspektren müssen diese Spektren charakteristische Strukturen aufweisen, die eindeutig einem Prozeß mit einer definierten Energie zuzuordnen sind.

Aufgrund der Kinematik der n-p- und n-Ti-Streuung haben die Flugzeitspektren für die Streuwinkel $\theta_{lab} > 45^0$ keine Struktur, die mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen ist. Die bei kleinen Streuwinkeln erkennbare Trennung zwischen Neutronen, die aus der Reaktion $D(d,n)^3He$ stammen und eine Primärenergie von $E_n = 50$ MeV haben, und Neutronen aus den $D(d,n)X$ - Aufbruchreaktionen wird bei größeren Streuwinkeln in den n-Ti-Flugzeitspektren zunehmend undeutlicher. In den n-TiH₂-Flugzeitspektren wird diese Trennung für die Streuwinkel $\theta_{lab} > 45^0$ außerdem durch die Ereignisse der n-p-Streuung überlagert und verwischt.

Allein die unter $\theta_{lab} = 15^0$ stehenden Detektoren erlauben eine exakte Bestimmung der Neutronen, die mit einer Primärenergie von $E_n = 50$ MeV elastisch an Titankernen gestreut wurden. Unter diesem Winkel wird das Flugzeitspektrum der n-Ti-Streuung, das nur um Bruchteile einer Nanosekunde gegen das n-p-Spektrum verschoben ist, aufgrund des sehr viel größeren Wirkungsquerschnittes kaum durch das n-p-Spektrum gestört.

Da die unterschiedlichen Signalverarbeitungszeiten der Detektoren und der Nachfolgeelektronik in den Experimenten bestimmt wurden, konnten mit Hilfe der Flugzeitspektren der unter $\theta_{lab} = 15^0$ stehenden Detektoren auch die Flugzeitspektren der anderen Detektoren kalibriert werden.

Nach der Unterteilung in Flugzeitintervalle (9), die bei der n-p-Streuung Neutronen mit Primärenergien von 19 MeV bis 50 MeV entsprechen, wurden die Daten zur Weiterverarbeitung als Impulshöhenspektren (288) dargestellt und nach

Experiment (2), Streuwinkel (2x4) und Polarisationsstatus (2) der Lambshiftquelle geordnet.

IV.3.5.2 Normierung des Neutronenflusses

Eine Bestimmung des Effektes der \vec{n} - \vec{p} -Streuung durch eine Subtraktion der \vec{n} -Ti-Spektren von den \vec{n} -TiH₂-Spektren setzt eine exakte Normierung der Neutronenflüsse der beiden Experimente relativ zueinander voraus.

Diese Normierung wurde mit Hilfe des in Kap.IV.2 beschriebenen Teleskop-Experimentes gewonnen. Mit zwei ΔE -E-Teleskopen wurde unter Streuwinkeln von $\theta_{lab} = \pm 14^\circ$ der Fluß der Protonen gemessen, die von dem Neutronenstrahl in einem 3 mm dicken Polyäthylentarget produziert wurden. Das in Kap.IV.2.4 (Abb.12,13) ausgeführte Verfahren erlaubt eine einwandfreie Abtrennung der Rückstoßprotonen der ${}^1\text{H}(\vec{n},p)\vec{n}$ - Reaktion von den konkurrierenden Reaktionen und von Untergrundereignissen.

Da die in der ${}^1\text{H}(\vec{n},p)\vec{n}$ - Reaktion elastisch gestreuten Protonen direkt proportional zum Neutronenfluß sind und da das Teleskop-System in den \vec{n} -TiH₂- und \vec{n} -Ti-Meßzeiten unter gleichen Bedingungen eingesetzt wurde, konnte das Verhältnis der Neutronenflüsse der beiden Meßzeiten bestimmt werden.

IV.3.5.3 Bestimmung der Analysierstärke A_{yy} durch Subtraktion der \vec{n} -TiH₂- und \vec{n} -Ti-Spektren

Bei der Bestimmung der \vec{n} - \vec{p} -Streuereignisse durch eine Subtraktion der \vec{n} -TiH₂- und \vec{n} -Ti-Spektren mußte neben der Normierung der Neutronenflüsse die unterschiedliche Titandichte der benutzten Targets berücksichtigt werden. Die Titandichte des Titantargets war bei gleichen äußeren Abmes-

sungen um 5.9 % geringer als die Titandichte des Titanhydridtargets. Als Test der Normierungsfaktoren wurden die Flugzeitspektren für die in diesem Experiment gemessenen Kombinationen der Polarisationsrichtungen von Target und Neutronenstrahl ($\downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow$) subtrahiert. In Abb.20 sind die drei Flugzeitspektren ($\vec{n}-\vec{\text{TiH}}_2$, $\vec{n}-\vec{\text{Ti}}$, Differenzspektrum: $\vec{n}-\vec{p}$) bei einem Streuwinkel von $\theta_{\text{lab}} = 52^\circ$ für die Polarisationsrichtungen $\downarrow\downarrow$ dargestellt. Das Differenzspektrum zeigt die für die n-p-Streuung erwartete Form und stimmt auch in der zeitlichen Lage des "50 MeV - Peaks" mit Kinematikrechnungen überein.

Zur Berechnung der Zählraten der $\vec{n}-\vec{p}$ -Streuung wurden die Impulshöhenspektren subtrahiert, die bei neun Primärenergien zwischen 19 MeV und 50 MeV vorlagen. Dazu wurden zunächst die Verstärkungsunterschiede der Impulshöhenspektren der beiden Meßzeiten korrigiert. In jeder der Meßzeiten war mehrmals die Verstärkung der Detektoren durch die Aufnahme des Impulshöhenspektrums der 4.4 MeV Gammastrahlung einer AmBe-Quelle überprüft worden.

In Abb.21 sind die drei Impulshöhenspektren ($\vec{n}-\vec{\text{TiH}}_2$, $\vec{n}-\vec{\text{Ti}}$, Differenzspektrum: $\vec{n}-\vec{p}$) für einen Streuwinkel von $\theta_{\text{lab}} = 52^\circ$ und für die Polarisationsrichtungen $\downarrow\downarrow$ dargestellt. Das Differenzspektrum entspricht Neutronen mit einer Primärenergie von $E_n = 25$ MeV. Die $\vec{n}-\vec{\text{TiH}}_2$ - und $\vec{n}-\vec{\text{Ti}}$ -Spektren wurden durch Flugzeitfenster definiert, die bei der Kinematik der n-p-Streuung Neutronen mit einer Primärenergie von $E_n = 25 \pm 1.5$ MeV entsprechen.

Aus den Impulshöhenspektren wurde dann für jeden Streuwinkel und jede der neun Primärenergien durch eine Integration von einer unteren Schwelle, die den Bereich kleiner Impulshöhen abtrennt, bis zur oberen Kante des Impulshöhenspektrums die Zählraten $L\downarrow\uparrow$, $L\downarrow\downarrow$, $R\downarrow\uparrow$, $R\downarrow\downarrow$ bestimmt. Der Untergrund, der in dem Differenz-Impulshöhenspektrum von der oberen Kante bis zum rechten Rand des Spek-

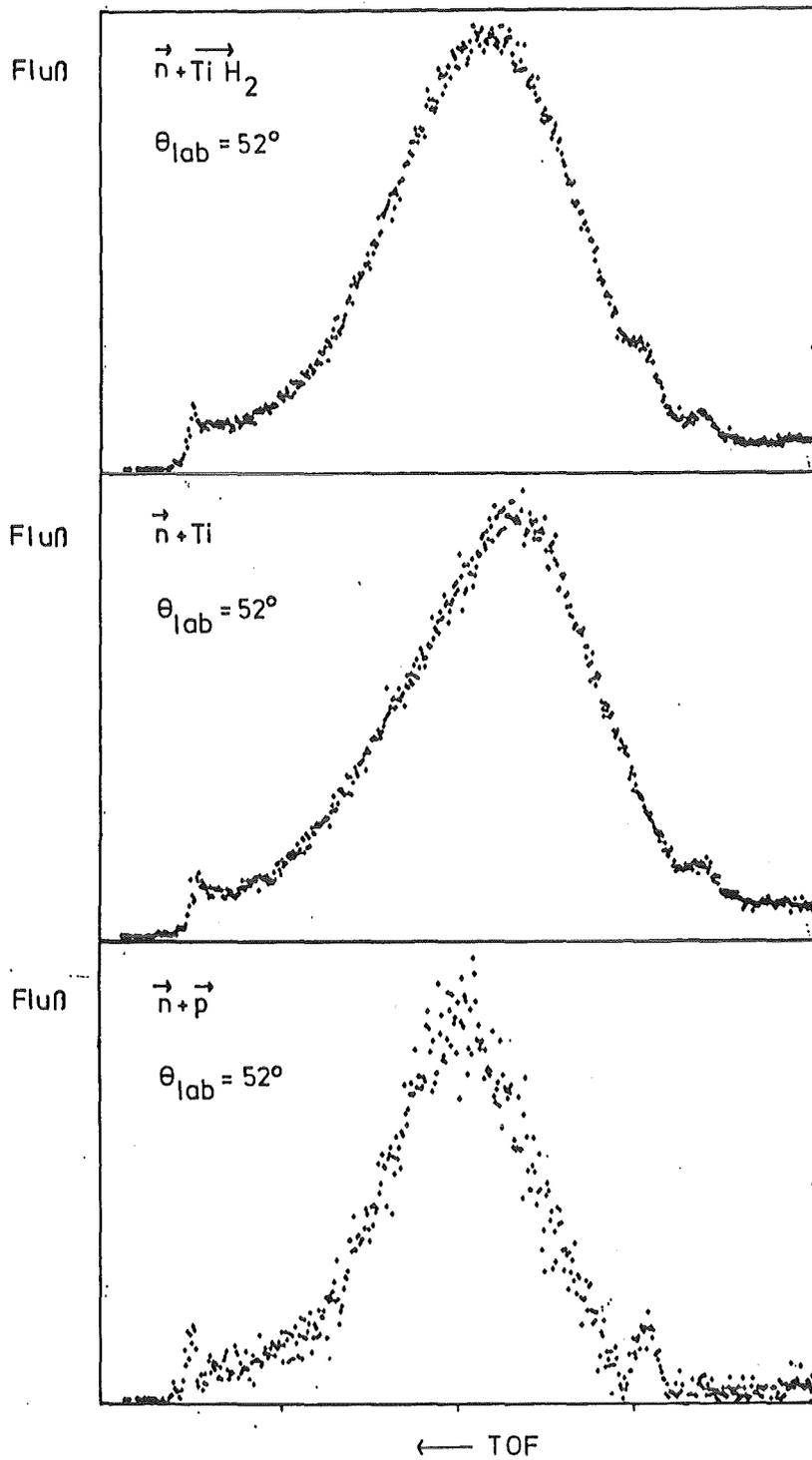


Abb. 20: Flugzeitspektren der $\vec{n} + \vec{\text{TiH}}_2$ - und $\vec{n} + \text{Ti}$ -Streuung und Differenzspektrum $\vec{n} + \vec{p}$ ($\theta_{lab} = 52^\circ$)

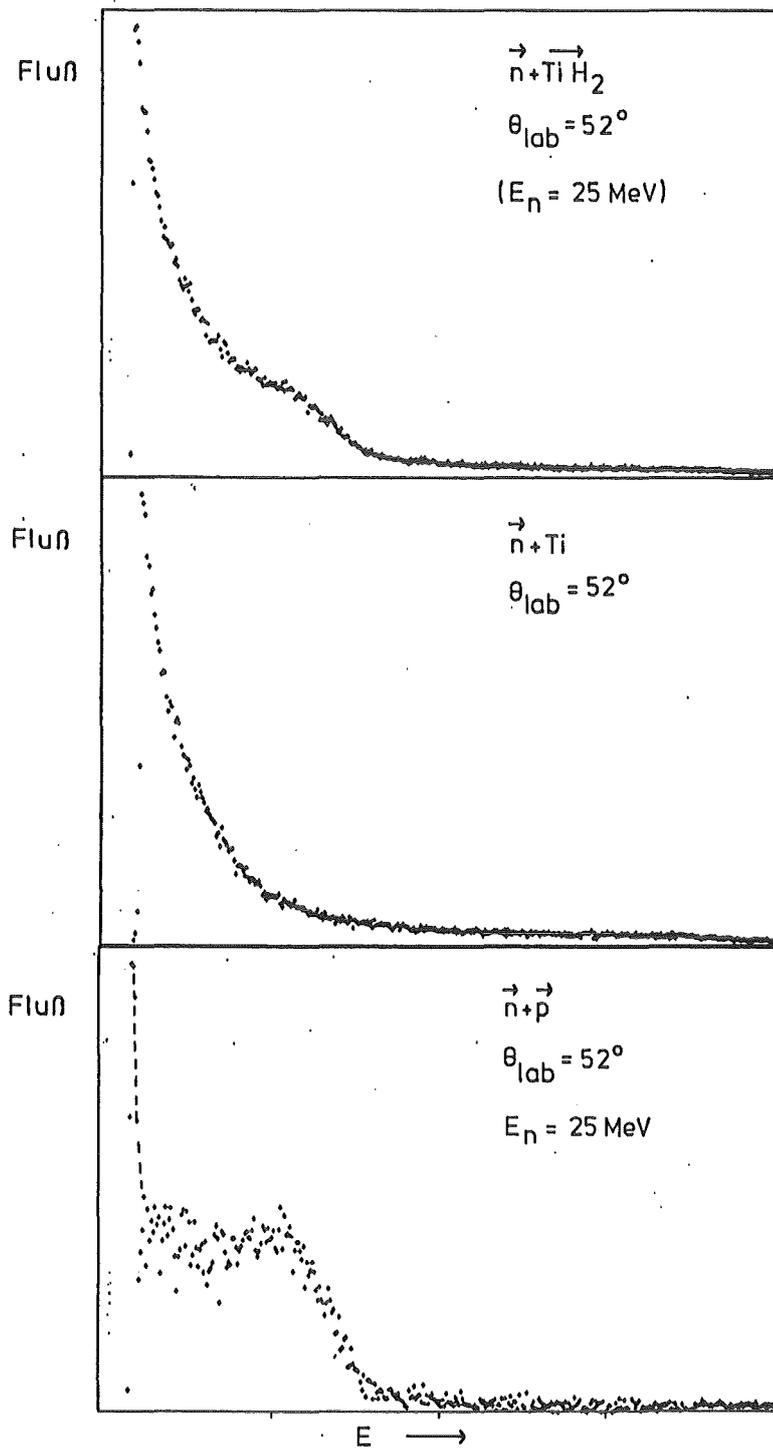


Abb. 21: Impulshöhenspektren der $\vec{n} + \vec{\text{TiH}}_2$ - und $\vec{n} + \text{Ti}$ -Streuung und Differenzspektrum $\vec{n} + \vec{p}$ ($\theta_{\text{lab}} = 52^\circ$, $E_n = 25 \text{ MeV}$)

trums zu sehen ist, wurde bestimmt und zur Korrektur der Zählraten verwendet.

Die Polarisation des Neutronenstrahls wurde aus der in diesem Experiment gemessenen Asymmetrie der elastischen \vec{d} - ^{12}C -Streuung ($\epsilon_d = 0.271$) gemäß der in Tabelle 3 angegebenen Beziehung bestimmt.

Mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Winkelverteilung der Analysierstärke A_y (Kap. IV.2) und unter Verwendung der Targetpolarisation $P_t = -0.60 \pm 0.05$ (Kap. IV.3.2 und HEE84) konnte nach Gleichung 10 die Analysierstärke A_{yy} der \vec{n} - \vec{p} -Streuung bei drei Streuwinkeln und neun Energien bestimmt werden. Bei $\theta_{\text{lab}} = \pm 15^\circ$ konnten die Analysierstärke A_{yy} nicht bestimmt werden, weil dort aufgrund der Dominanz des n-Ti-Streuung die Differenzmethode versagte. In Tabelle 5 sind die Ergebnisse dargestellt.

IV.3.6 Diskussion der Ergebnisse

In Abb.22 werden die Ergebnisse dieser Arbeit (●) bei drei Energien ($E_n = 22, 30, 50$ MeV) mit den in diesem Energiebereich existierenden Daten älterer Messungen und einer Vorhersage des Paris Potentials für die Analysierstärke A_{yy} verglichen.

Diese Darstellung zeigt, daß es prinzipiell möglich ist, die Analysierstärke A_{yy} der \vec{n} - \vec{p} -Streuung mit einer Differenzmessung aus der \vec{n} -Ti \vec{H}_2 - und \vec{n} -Ti-Streuung zu bestimmen. Das hier vorgestellte Experiment muß als das Ergebnis der ersten Phase einer intensiven Studie gesehen werden, die es sich zum Ziel gesetzt hat, Streuexperimente mit polarisierten Neutronen und polarisierten Targets am Karlsruher Neutronenkollimator POLKA durchzuführen.

Tabelle 5

Analysierstärke A_{yy} der $\vec{n}-\vec{p}$ -Streuung

θ_{CM}	A_{yy}	ΔA_{yy}	θ_{CM}	A_{yy}	ΔA_{yy}
	19.0±1.0 MeV			22.0±1.5 MeV	
90.0	0.141	0.067	90.0	0.195	0.039
105.0	0.133	0.067	105.0	0.202	0.036
120.0	0.122	0.131	120.0	0.176	0.067
	25.0±1.5 MeV			27.0±1.0 MeV	
90.0	0.152	0.035	90.0	0.255	0.054
105.0	0.228	0.031	105.0	0.224	0.044
120.0	0.192	0.042	120.0	0.340	0.088
	30.0±1.5 MeV			33.0±1.5 MeV	
90.0	0.234	0.061	90.0	0.208	0.091
105.0	0.202	0.049	105.0	0.373	0.071
120.0	0.138	0.062	120.0	0.165	0.106
	36.0±1.5 MeV			40.0±2.0 MeV	
90.0	0.213	0.131	90.0	0.157	0.205
105.0	0.390	0.118	105.0	0.318	0.165
120.0	0.190	0.170	120.0	0.470	0.244
	50.0±2.0 MeV				
90.0	0.568	0.304			
105.0	0.209	0.261			
120.0	0.549	0.306			

Ein wesentliches Problem dieses Experimentes, das bei den 50 MeV-Daten besonders zum Ausdruck kommt, ist auf das Fehlen einer Hochstromquelle für polarisierte Deuteronen am Karlsruher Zyklotron zurückzuführen. Mit der derzeit zur Verfügung stehenden Ionenquelle, die während dieses Experimentes im Mittel einen Strom von nur etwa 15 nA polarisierter Deuteronen liefert, ist in komplizierten Experimenten, wie dem Experiment zur Bestimmung der Analysierstärke A_{yy} der $\vec{n}-\vec{p}$ -Streuung, eine Präzisionsmessung nicht möglich. Selbst bei einer Gesamt-Meßdauer von ca. 700 Stunden sind die statistischen Fehler der Differenzspektren noch viel zu groß. Eine Lösung dieses Problems scheint aber bereits 1985 möglich zu sein, wenn wie geplant eine neue Ionenquelle am

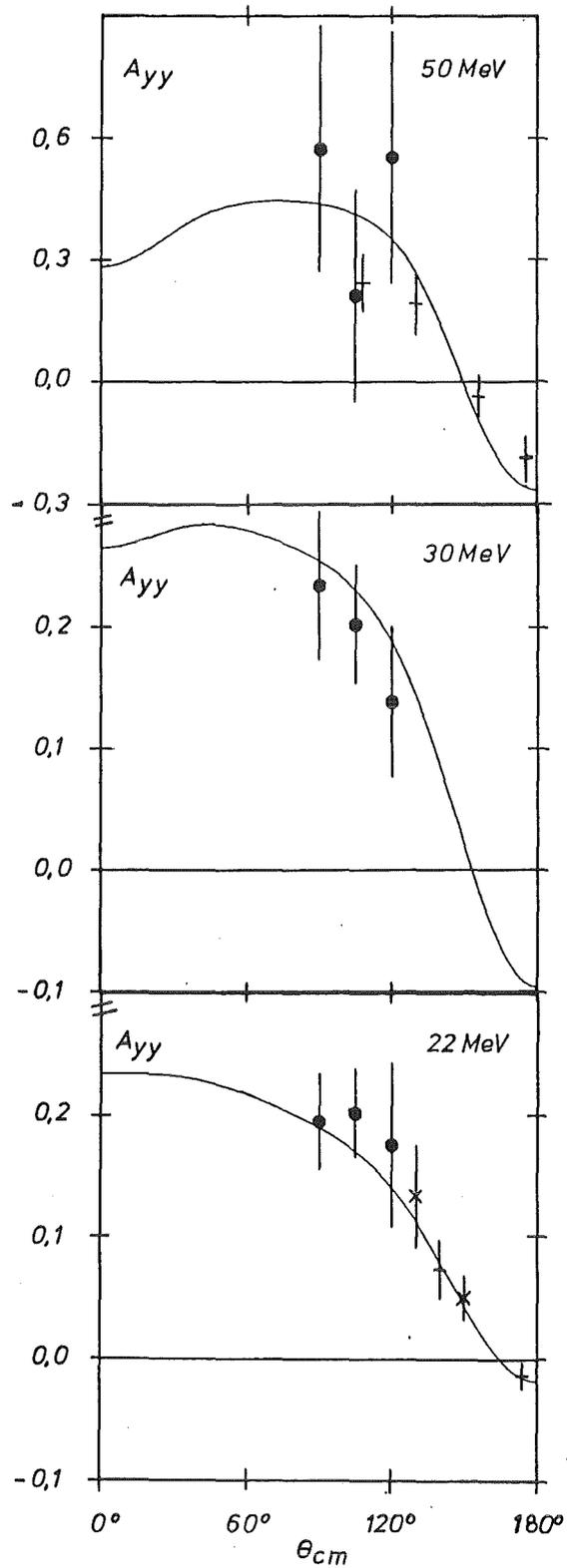


Abb. 22: Analysierstärke A_{yy} der $\vec{n}-\vec{p}$ -Streuung

Die mit ● gekennzeichneten Daten stammen aus dieser Arbeit; die durchgezogene Kurve ist eine Vorhersage des Paris Potentials; 50 MeV : + (FIT80); 22 MeV : + (MAL66), x (SIM67)

Karlsruher Zyklotron installiert wird, die einen mittleren Strom von mindestens 300 nA polarisierter Deuteronen liefern soll.

Bei Experimenten mit Streutargets, die nicht gleichzeitig als Detektoren eingesetzt werden können, tritt ein zweites Problem auf, das auf das Buncher- und Inflektorsystem des Zyklotrons zurückzuführen ist. In Experimenten, in denen die Energie der Projektile über Flugzeitmessungen bestimmt wird, wird zur Erweiterung des dynamischen Meßbereiches die Frequenz der Deuteronenpulse von 33 MHz auf 11 MHz reduziert. Da diese 3:1-Untersetzung bisher nicht stabil ist, schwankt die Intensität der nur teilweise unterdrückten 33 MHz-Pulse zwischen 1% und 5%. Das führt zu einem Untergrund in den Flugzeitspektren (siehe Kap.IV.1.1), der in Experimenten, in denen die Spektren verschiedener Meßzeiten verglichen werden müssen, nicht konstant und nur schwer genau zu bestimmen ist. Um systematische Fehler speziell bei der Subtraktion von Spektren einzugrenzen, soll die 3:1-Unterdrückung der 33 MHz-Pulse besser stabilisiert und auf Werte <1% gebracht werden.

Ein weiteres Problem, das speziell bei Differenzmessungen auftritt, ist durch die derzeitige Konstruktion des polarisierten Targets bedingt. Ein Wechsel der Targetprobe nimmt zur Zeit mehrere Tage in Anspruch, weil dazu das Magnetfeld heruntergefahren und der Kryostat aufgewärmt werden muß. Aus diesem Grund gewinnen Langzeitschwankungen von Zyklotronparametern und Verstärkungsänderungen in den Detektorsystemen bei Differenzmessungen besonders große Bedeutung. Abhilfe bei diesem Problem kann eine Änderung der Targetkonstruktion schaffen, die einen relativ schnellen Probenwechsel zuläßt. Diese Konstruktionsänderung und eine Mikroprozessorsteuerung, die die Verstärkung der Detektorsysteme überwachen soll, befinden sich zur Zeit in Planung.

Bei der Analyse dieses Experiments wurde offenkundig, daß auch bei dem Einsatz von Detektorpaaren, die symmetrisch unter dem gleiche Streuwinkel aufgestellt sind, die Zählraten für alle vier Kombinationen ($\uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow$) der Polarisationsrichtungen von Target und Projektil gemessen werden müssen. Wenn nur für zwei dieser Kombinationen die Zählraten der nach links und rechts gestreuten Projektile gemessen werden, wie es in diesem Experiment geschehen ist ($\downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow$), treten bei der Bestimmung der Analysierstärke A_{yy} (Gl.9,10) numerische Probleme auf. Die numerischen Probleme werden durch Quotienten der Zählraten verursacht, die zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren nötig sind (Gl.10). Dieses Problem tritt nicht auf, wenn Zählraten für alle vier Kombinationen ($\uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow$) der Polarisationsrichtungen von Target und Projektil gemessen werden.

Wenn die obengenannten Voraussetzungen erfüllt sind, sollte eine Präzisionsmessung der Analysierstärke A_{yy} am Karlsruher Neutronenkollimator POLKA möglich sein. Da nur eine Präzisionsmessung der Analysierstärke A_{yy} eine wertvolle Ergänzung der bereits existierenden n-p Datenbasis bedeutet, wurden die in diesem Experiment gemessenen Daten nicht in die im nächsten Kapitel beschriebene Phasenanalyse einbezogen.

V. Phasenanalyse des Nukleon-Nukleon-Systems

V.1 Einführung

Eine Phasenanalyse ist ein Versuch, experimentell bestimmte Observablen in Streuamplituden oder Streuphasen umzusetzen, die mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden können. Deshalb soll eine Phasenanalyse so weit wie möglich unabhängig von theoretischen Modellen sein.

Da es aber im NN-System und insbesondere im np-System noch kein "vollständiges Experiment" (PUZ57) gibt, das es ermöglicht, die Streuamplituden der NN-Streuung bei einer Energie eindeutig zu rekonstruieren, ist eine Phasenanalyse ohne Modellabhängigkeit nicht vorstellbar.

Ein Phasenanalyse macht Gebrauch von der Partialwellenzerlegung der Streuamplituden und muß daher prinzipiell ein Problem mit unendlich vielen Parametern lösen. Dieses Problem wird durch das Einführen eines energieabhängigen maximalen Bahndrehimpulses gelöst, der bestimmt, bis zu welchem Bahndrehimpuls Streuphasen in einer Phasenanalyse als freie Parameter behandelt werden. Der Einfluß von Streuphasen, die zu einem höheren als dem maximalen Bahndrehimpuls gehören, ist in einer Analyse jedoch nicht zu vernachlässigen. Aus diesem Grund werden in allen Phasenanalysen Streuphasen verwendet, die aufgrund theoretischer Modelle berechnet wurden.

Da die Menge an experimentellen Daten und die Vielfalt an unterschiedlichen Experimenten bei einer Energie im allgemeinen nicht ausreicht, um die Streuphasen eindeutig zu bestimmen, werden häufig Daten aus einem Energiebereich gemeinsam untersucht. In diesen Phasenanalysen wird die Energieabhängigkeit der Streuphasen durch ein Modell vorgegeben. Dabei kann man Phasenanalysen nach der Anzahl der freien Parameter unterscheiden, die zur Beschreibung der

Energieabhängigkeit der Streuphasen benutzt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Phasenanalysen des np- und pp-Systems im Energiebereich von 20 MeV bis 50 MeV mit einem zu diesem Zweck geschriebenen Programmsystem durchgeführt. Dabei wurden np- und pp-Daten in je fünf sich teilweise überschneidenden Energieintervallen untersucht. Die Energieintervalle sind in der fünften Spalte der Tabellen 6 und 7 aufgeführt. In den hier dargestellten Phasenanalysen wurde die "Bar"-Parametrisierung der Streuamplituden verwendet (STA57). Es wurden Streuphasen bis zu einem Bahndrehimpuls $L = 2$ an die Daten angepaßt. Streuphasen mit einem Bahndrehimpuls $L > 3$ und einem Gesamtdrehimpuls $J < 6$ wurden aus den Vorhersagen des Bonner Ein-Bosonen-Austausch-Potentials (OBE, MAC82) entnommen. Die Energieabhängigkeit aller Streuphasen wurde ebenfalls durch das Bonner OBE-Potential bestimmt. Streuphasen mit einem Gesamtdrehimpuls $J > 6$ wurden gleich null gesetzt.

Zur Anpassung der Streuphasen an die experimentellen Daten wurde die Methode der "Kleinsten Fehlerquadrate" verwendet. Dazu wurde mit Hilfe des Programmes MINUIT (JAM75) eine χ^2 -Funktion minimalisiert, die wie folgt definiert ist:

$$\chi^2 = \sum_{i,d} \left[\frac{T_{i,d} - N_d \cdot E_{i,d}}{\Delta E_{i,d}} \right]^2 + \sum_d \left[\frac{1 - N_d}{\Delta N_d} \right]^2$$

Die Indices i,d bezeichnen den i -ten Datenpunkt des Datensatzes d . E und ΔE sind der experimentelle Wert und der experimentelle Fehler einer Observable. Die Größe T wird aus den Streuphasen berechnet und wird durch Veränderung der Streuphasen an die experimentell bestimmte Observable E angepaßt. N_d und ΔN_d sind die Normierungskonstante des Datensatzes d und der experimentelle Fehler dieser Normierung.

V.2 Phasenanalyse des Proton-Proton-Systems

In Tabelle 6 sind die Datensätze aufgeführt, die in dieser Phasenanalyse im Energiebereich von 16 MeV bis 52.3 MeV in fünf Energieintervallen untersucht wurden. Die Analyse, in der 206 Datenpunkte aus 45 Datensätzen erfaßt wurden, wurde durch Daten des differentiellen Wirkungsquerschnittes dominiert, die mehr als die Hälfte der gesamten Datenmenge ausmachten. Die gute Beschreibung der Daten durch die Isospin-Triplett-Streuphasen, die in der Phasenanalyse bestimmt wurden, wird durch die χ^2 -Werte wiedergegeben, die auf die Freiheitsgrade f der Anpassung bezogen sind (Tab.6, Spalte 6).

In Abb.23 werden zwei Streuphasen mit den Werten einer weiteren pp-Phasenanalyse (ARN82) und den Vorhersagen zweier Modelle (Bonn OBE (MAC82), Paris Potential (LOI84))

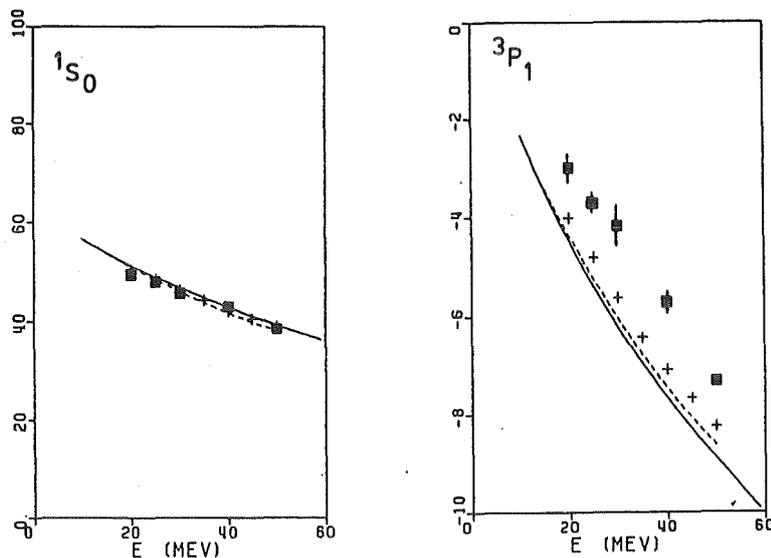


Abb.23: $1S_0$ und $3P_1$ -Streuphase der p-p-Streuung als Funktion der Energie. (■ diese Arbeit, + (ARN82), — Bonn-OBE (MAC82), - - - - Paris Potential (LOI84))

Tabelle 6

Aufstellung der Datensätze, die in der p-p-Phasenanalyse berücksichtigt wurden

Referenz	Observable	Energie [MeV]	Anzahl der Daten	Energie der Analyse [MeV]	χ^2/ε
LOV75	A_y	16.0	9	20 ± 4	0.57
CAT67	A_{xx}	19.2	1		
CAT67	A_{yy}	19.2	1		
BUR59	$d\sigma/d\Omega$	19.8	15		
ROY59	$d\sigma/d\Omega$	19.8	7		
CAT68	A_y	20.2	8		
BAT64	$d\sigma/d\Omega$	22.0	1	25 ± 4	0.46
CAT67	A_{xx}	23.5	1		
CAT67	A_{yy}	23.5	1		
JEO60	$d\sigma/d\Omega$	25.6	23	30 ± 4	0.62
BAT64	$d\sigma/d\Omega$	25.6	1		
CAT67	A_{xx}	26.5	1		
CAT67	A_{yy}	26.5	1		
JAR67	C_{nn}	27.5	1		
ASH65	A	27.6	3		
ASH65	R	27.6	3		
JOH59	$d\sigma/d\Omega$	28.2	1		
ARV70	A_y	30.0	8	40 ± 5	0.55
BAT63	A_y	30.0	2		
BAT64	$d\sigma/d\Omega$	30.3	1		
JOH59	$d\sigma/d\Omega$	31.2	1		
JOH59	$d\sigma/d\Omega$	34.2	1		
BAT64	$d\sigma/d\Omega$	34.3	1		
JOH59	$d\sigma/d\Omega$	36.9	1	50 ± 5	1.20
GAR70	A_{xx}	37.2	1		
GAR70	A_{yy}	37.2	1		
JOH58	$d\sigma/d\Omega$	39.4	27		
JOH59	$d\sigma/d\Omega$	39.6	1		
BAT64	$d\sigma/d\Omega$	40.8	1		
ARV70	A_y	42.0	1		
JOH59	$d\sigma/d\Omega$	44.7	1		
BAT64	$d\sigma/d\Omega$	45.0	1		
NIS69	A_{xx}	47.5	1		
NIS69	A_{yy}	47.5	1		
ASH65	A	47.8	5		
ASH65	R	47.8	5		
ARV70	A_y	48.8	2		
BAT67	$d\sigma/d\Omega$	49.4	30		
BAT63	A_y	50.0	2		
BAT64	$d\sigma/d\Omega$	50.0	1		
GRI63	D	50.0	1		
JOH59	$d\sigma/d\Omega$	50.0	1		
NIS63	C_{kp}	52.0	1		
NIS63	C_{nn}	52.0	1		
SAN68	$d\sigma/d\Omega$	52.3	29		
			$\Sigma = 206$		

verglichen. Während bei der 1S_0 -Streuphase Modelle und Phasenanalysen übereinstimmen (die Fehler der Ergebnisse ($< 0.5\%$) sind kleiner als die Symbole), weichen die Ergebnisse dieser Analyse für die 3P_1 -Streuphase deutlich von den anderen Ergebnissen ab.

Da in den beiden gegenübergestellten Analysen die gleichen experimentellen Daten zur Verfügung gestanden haben, deuten die Abweichungen in der 3P_1 -Streuphase auf eine unterschiedliche Behandlung der Coulomb-Wechselwirkung hin.

Bei der Streuung geladener Teilchen können die Streuphasen in mehrere Teile zerlegt werden:

$$\delta_L^T = \Phi_L + \tau_L + \rho_L^{\text{em}} + \delta_L^{\text{CN}} . \quad (\text{SHE70})$$

Die totalen Streuphase δ_L^T besteht aus Anteilen, die

- die Wechselwirkung punktförmiger geladener Teilchen Φ_L
- die Vakuumpolarisation τ_L
- die Wechselwirkung der magnetischen Momente der Teilchen und die endliche Ladungsverteilung der Teilchen ρ_L^{em}

berücksichtigen, und dem Hauptteil δ_L^{CN} . Der Hauptteil δ_L^{CN} beinhaltet die hadronische Wechselwirkung und den Teil der Coulomb-Wechselwirkung, der aufgrund der Interferenz mit der hadronischen Wechselwirkung nicht abzutrennen ist.

In dem Programm, das in dieser Phasenanalyse benutzt wurde, wurde nur die punktförmige Coulomb-Wechselwirkung der Protonen berücksichtigt, so daß eine Überlagerung der obengenannten Effekte möglicherweise für die abweichenden Ergebnisse in der 3P_1 -Streuphase verantwortlich sind.

V.3 Phasenanalyse des Neutron-Proton-Systems

In Tabelle 7 sind die Datensätze dargestellt, die bei der Untersuchung des np-Systems im Energiebereich von 16.9 MeV bis 50 MeV verwendet wurden. Die mit * gekennzeichneten Daten wurden im Rahmen dieser Arbeit gemessen. Diese Phasenanalyse untersuchte 246 Daten aus 35 np-Datensätzen in den gleichen Energieintervallen wie bei den pp-Daten. Die

Tabelle 7

Aufstellung der Datensätze, die in der n-p-Phasenanalyse berücksichtigt wurden

Referenz	Observable	Energie [MeV]	Anzahl der Daten	Energie der Analyse [MeV]	χ^2/f		
MOR74	A_y	16.9	4	}			
TOR80	A_y	16.9	11				
WIL84 *	A_y	19.0	6				
BEN79	σ_{tot}	20.0	1				
MOR74	A_y	21.1	4	} 20 ± 4	0.93		
JON74	A_y	21.6	7				
WIL84 *	A_y	22.0	8				
FLY62	$d\sigma/d\Omega$	22.5	12				
MUT71	A_y	23.1	7				
MAL66	A_{yy}	23.1	2				
SIM67	A_{yy}	23.1	2				
BUR73	$d\sigma/d\Omega$	24.0	4				
MAS72	$d\sigma/d\Omega$	24.0	2				
ROT70	$d\sigma/d\Omega$	24.0	4				
HAE83	A_y	25.0	9			} 25 ± 4	0.70
BEN79	σ_{tot}	25.0	1				
WIL84 *	A_y	25.0	8				
MON77	$d\sigma/d\Omega$	25.8	16				
BUR73	$d\sigma/d\Omega$	27.2	5	}			
WIL84 *	A_y	27.5	8				
ELD75	A_y	29.6	11	} 30 ± 4	1.17		
BEN79	σ_{tot}	30.0	1				
WIL84 *	A_y	30.0	8				
WIL84 *	A_y	33.0	8				
WIL84 *	A_y	36.0	8	} 40 ± 5	1.51		
BRA70	σ_{tot}	39.6	1				
LAN65	A_y	40.0	15				
WIL84 *	A_y	40.0	8				
BRA70	σ_{tot}	49.1	1	} 50 ± 5	1.18		
MON77	$d\sigma/d\Omega$	50.0	20				
WIL84 *	A_y	50.0	8				
GAR80	A_y	50.0	4				
ROM78	A_y	50.0	9				
LAN65	A_y	50.0	16				
FIT80	A_{yy}	50.0	4				
			$\Sigma = 246$				

χ^2 -Werte pro Freiheitsgrad der fünf Analysen sind in Spalte 6 der Tabelle 7 angegeben und veranschaulichen, daß eine geschlossene Beschreibung aller np-Daten möglich ist.

In dieser Phasenanalyse wurden die Isospin-Singulett- und Isospin-Triplett-Streuphasen des np-Systems bestimmt. Eine Übernahme der Isospin-Triplett-Parameter der pp-Analyse war aufgrund der Probleme, die bei den Korrekturen der Coulomb-Wechselwirkung auftraten, nicht möglich.

In Abb.24 sind zwei der drei Isospin-Singulett-Streuphasen dargestellt, die bereits in Kap.III diskutiert worden sind. Im Fall der 1P_1 -Streuphase zeigt ein Vergleich der neuen Phasenanalyse mit der Analyse von Arndt (ARN82) im Energiebereich zwischen 20 MeV und 35 MeV sehr gute Übereinstimmung. Die neue Phasenanalyse dieser Arbeit weist im Gegensatz zu der Analyse von Arndt, die bei 40 MeV ein sprunghaftes Energieverhalten zeigt, einen glatten Verlauf

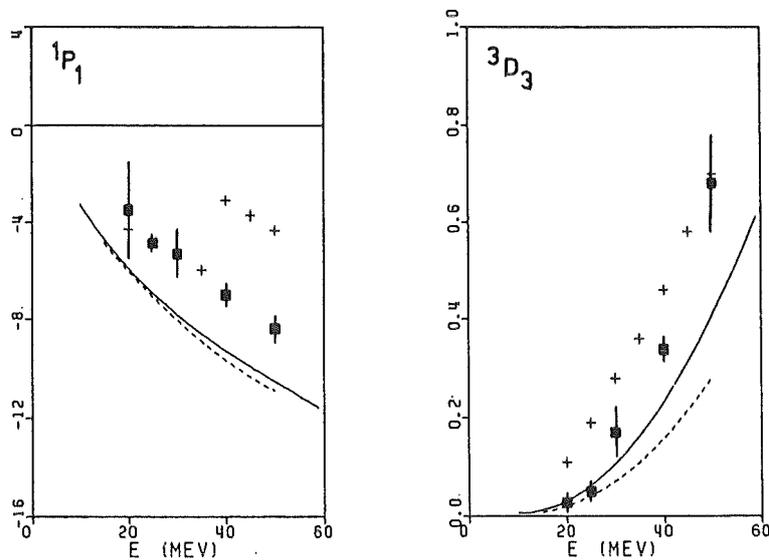


Abb. 24: 1P_1 und 3D_3 -Streuphase der n-p-Streuung als Funktion der Energie. (■ diese Arbeit, + (ARN82), — Bonn-OBE (MAC82), - - - - Paris Potential (LOI84))

über den gesamten Bereich der Analyse bis 50 MeV auf. Aber auch das Ergebnis der neuen Phasenanalyse ist mit den Vorhersagen der beiden Modelle nicht in Einklang zu bringen.

Durch die neuen präzisen Daten der Analysierstärke A_y , die im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurde, wird die Kenntnis der Isospin-Singulett-Streuphase 3D_3 deutlich verbessert. Der neue Verlauf der 3D_3 -Streuphase liegt näher bei den Vorhersagen der beiden Modelle als die Ergebnisse der älteren Analyse, die noch nicht auf die in dieser Arbeit gemessenen Winkelverteilungen der Analysierstärke A_y zurückgreifen konnte.

Der Mischungsparameter ϵ_1 ist aber auch in der neuen Phasenanalyse nicht eindeutig zu bestimmen und zeigt einen ähnlichen Verlauf wie in der Analyse von Arndt (Abb.1).

Das Gesamtergebnis dieser neuen Analyse des np-Systems im Energiebereich von 20 MeV bis 50 MeV ist in Abb.25 zusammengefaßt, in der die Zentral-, Tensor- und Spin-Bahn-Kombinationen der 3P - und 3D -Streuphasen dargestellt sind.

$$P_C = \frac{1}{9} \cdot ({}^3P_0 + 3 \cdot {}^3P_1 + 5 \cdot {}^3P_2)$$

$$P_T = \frac{5}{72} \cdot (-2 \cdot {}^3P_0 + 3 \cdot {}^3P_1 - {}^3P_2) \quad (\text{GAM60})$$

$$P_{LS} = \frac{1}{12} \cdot (-2 \cdot {}^3P_0 - 3 \cdot {}^3P_1 + 5 \cdot {}^3P_2)$$

$$D_C = \frac{1}{15} \cdot (3 \cdot {}^3D_1 + 5 \cdot {}^3D_2 + 7 \cdot {}^3D_3)$$

$$D_T = \frac{-7}{120} \cdot (3 \cdot {}^3D_1 - 5 \cdot {}^3D_2 + 2 \cdot {}^3D_3) \quad (\text{HEL69})$$

$$D_{LS} = \frac{-1}{60} \cdot (9 \cdot {}^3D_1 + 5 \cdot {}^3D_2 - 14 \cdot {}^3D_3)$$

Unter der Annahme, daß das NN-Potential in Zentral-, Tensor- und Spin-Bahn-Terme aufgespalten werden kann, lassen sich die Kombinationen der 3P - und 3D -Streuphasen im Gültigkeitsbereich der Born-Näherung auf Integrale über eben diese Potentiale zurückführen. Damit repräsentieren diese

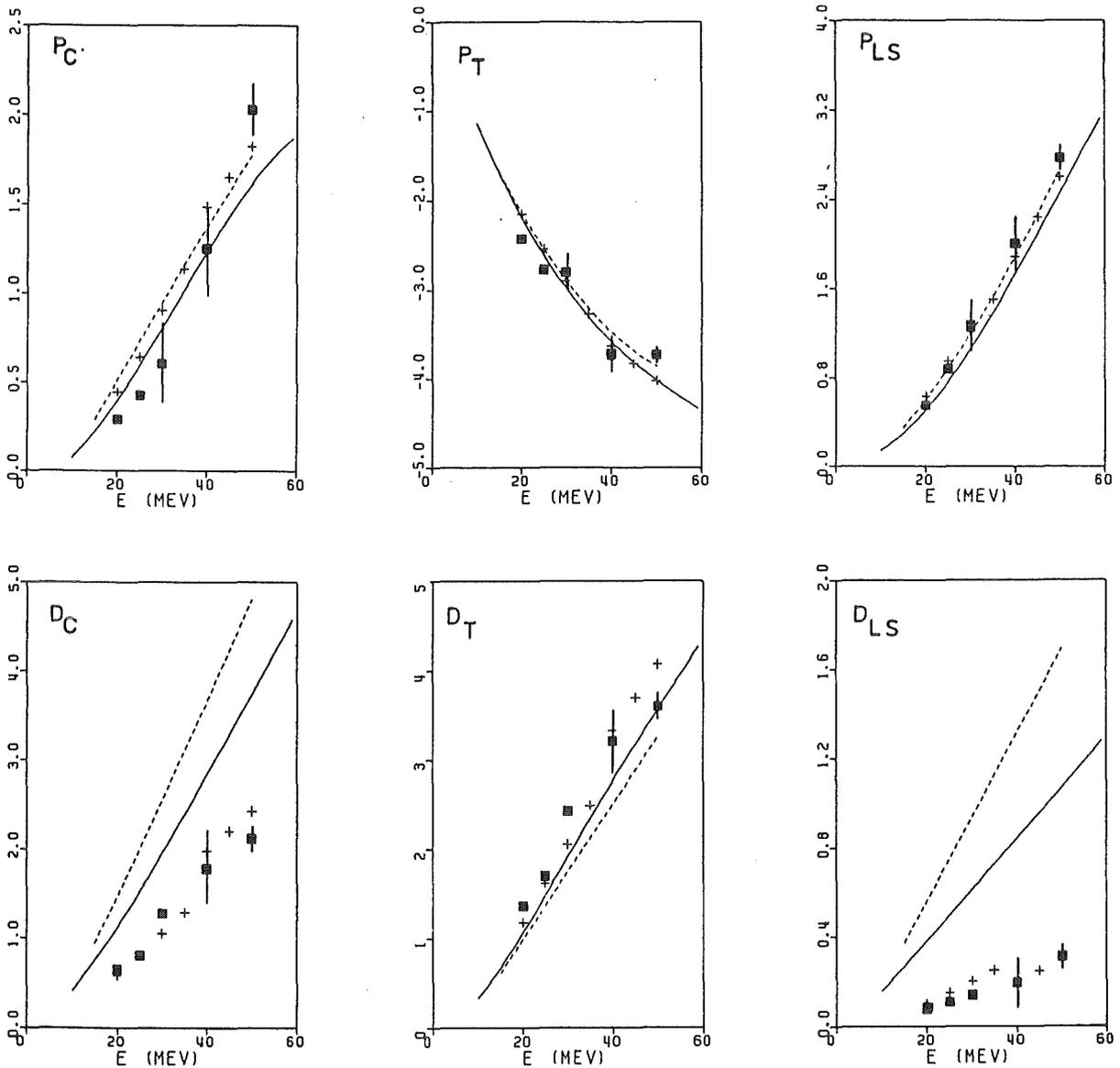


Abb.25: Zentral-, Tensor- und Spin-Bahn-Kombination der 3P - und 3D -Streuphasen der n-p-Streuung als Funktion der Energie. (■ diese Arbeit, + (ARN82), — Bonn-OBE (MAC82), - - - - Paris Potential (LOI84))

Kombinationen die Phasenverschiebungen, die die np-Wellenfunktionen durch die entsprechenden Potential-Anteile erfahren.

Abb.25 zeigt, daß die neuen Daten für die Analysierstärke A_y die Kenntnis des Zentral-, Tensor- und Spin-Bahn-Terms des L=1-Potentials nicht verändert haben und daß diese Terme durch Modelle und Phasenanalysen übereinstimmend wiedergegeben werden. Bei den D-Wellen bestätigt die neue Phasenanalyse die Abweichungen der älteren Phasenanalyse von den Vorhersagen der Modelle in der Beschreibung der Zentral- und Spin-Bahn-Terme. In bezug auf den Tensorterm des L=2-Potentials stimmen beide Phasenanalysen und Modelle überein.

Die neue Phasenanalyse macht wie schon die Sensitivitätsrechnungen (Kap.III) deutlich, daß zu einer geschlossenen Beschreibung des n-p-Systems weitere neue Daten nötig sind. Eine präzise Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei Rückwärtswinkeln könnte die Kenntnis der 1P_1 -Streuphase weiter verbessern und den Verlauf des Parameters, der in dieser Analyse gefunden wurde, bestätigen. Experimente zur Messung der Analysierstärken A_{yy} und A_{zz} könnten helfen, den Mischungsparameter ϵ_1 zu bestimmen. Eine Festlegung dieser Parameter würde die Kenntnis der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Energiebereich unter 100 MeV deutlich verbessern.

Literaturverzeichnis

- ARN73 R.A.Arndt, J.Binstock, R.Bryan;
Phys.Rev. **D8**(1973)1397
- ARN77 R.A.Arndt, R.H.Hackman, L.D.Roper;
Phys.Rev. **C15**(1977)1002
- R.A.Arndt, R.H.Hackman, L.D.Roper;
Phys.Rev. **C15**(1977)1021
- ARN82 R.A.Arndt; private Mitteilung, 1982, mittels SAID
(Scattering Analyses Interactive Dial-in)
- ARV70 J.Arviex, R.Darves-Blanc, J.L.Durand, A.Fiore,
N.van Sen, C.Perrin; "Proceedings of the Third
International Symposium on Polarization Phenomena
in Nuclear Reactions", Madison 1970, S.435
- ASH65 A.Ashmore, B.W.Davies, M.Devine, S.J.Hoey, J.Litt,
M.E.Shepherd, R.C.Hanna, L.P.Robertson;
Nucl.Phys. **73**(1965)256
- AUR83 R.Aures; Dissertation , Karlsruhe 1983
- AUR84 R.Aures, W.Heeringa, H.O.Klages, R.Maschuw,
F.K.Schmidt, B.Zeitnitz;
Nucl.Inst.Meth., in print , 1984
- BAS60 "Proceedings of the International Symposium on
Polarization Phenomena of Nucleons", Basel 1960;
Helv. Phys. Acta Suppl. **6**(1961)
- BAT63 C.J.Batty, R.S.Gilmore, G.H.Stafford;
Nucl.Phys. **45**(1963)481
- BAT64 C.J.Batty, G.H.Stafford; Nucl.Phys. **51**(1964)225
- BAT67 C.J.Batty, T.C.Griffith, D.C.Imrie, G.J.Lush,
L.A.Robbins; Nucl.Phys. **A98**(1967)489
- BEN79 H.Bente; Diplomarbeit, Bochum 1979
- BRA70 F.P.Brady et al.; Phys.Rev.Lett. **25**(1970)1628
- BR084 S.J.Brodsky; Nucl.Phys. **A416**(1984)3c
- BRÜ69 H.Brückmann, D.Finken, L.Friedrich;
Zeitschrift für Physik **224**(1969)486
- BUR59 J.W.Burkig, J.R.Richardson, G.E.Schrank;
Phys.Rev. **113**(1959)290
- BUR73 T.W.Burrows; Phys.Rev. **C7**(1973)1306

- CAT67 P.Catillon, M.Chapellier, D.Garreta;
Nucl.Phys. B2(1967)93
- CAT68 P.Catillon, J.Sura, A.Tarrats;
Phys.Rev.Lett. 20(1968)602
- ELD75 R.A.Eldred, B.E.Bonner, T.A.Cahill;
Phys.Rev. C12(1975)1717
- FIT80 D.H.Fitzgerald, F.P.Brady, R.Garrett, S.W.Johnsen,
J.L.Romero, T.S.Subramanian, J.L.Ullmann,
J.W.Watson; Phys.Rev. C21(1980)1190
- FLY62 E.R.Flynn, P.F.Bendt; Phys.Rev. 128(1962)1268
- FRÖ80 J.Fröhlich, L.Streit, H.Zankel, H.Zingl;
J.Phys.G:Nucl.Phys. 6(1980)841
- GAM60 J.L.Gammel, R.M.Thaler;
Progr. Cosmic Ray Phys. 5(1960)99
- GAR70 D.Garreta, K.Nishimura, M.Fruneau;
Phys.Lett. 31B(1970)363
- GAR80 R.Garrett, J.W.Watson, F.P.Brady, D.H.Fitzgerald,
J.L.Romero, J.L.Ullmann, C.Zanelli;
Phys.Rev. C21(1980)1149
- GLÖ83 W.Glöckle : "The Quantum Mechanical Few-Body
Problem"; Springer Verlag, 1983
- GRI63 T.C.Griffith, D.C.Imrie, G.J.Lush,
A.J.Metheringham; Phys.Rev.Lett. 10(1963)444
- HAE83 W.Haeberli; persönliche Mitteilung, 1983
- HAN83 J.Hansmeyer; Diplomarbeit, Karlsruhe 1983
- HEE84 W.Heeringa; persönliche Mitteilung, 1984
- HEL69 L.Heller, M.Sher; Phys.Rev. 182(1969)1031
- HEN79 E.M.Henley, G.A.Miller in "Mesons in Nuclei",
Vol. I, S.405; Herausgeber: M.Rho, D.H.Wilkinson,
North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1979
- HOS68 N.Hoshizaki; Suppl.Prog.Theor.Phys. 42(1968)107
- JAM75 F.James, M.Roos : "MINUIT - A System for Function
Minimization and Analysis of the Parameter Errors
and Correlations";
Computer Physics Communications 10(1975)343
- JAR67 N.Jarmie, J.E.Brolley, H.Kruse, H.C.Bryant,
R.Smythe; Phys.Rev. 155(1967)1438

- JE060 T.H.Jeong, L.H.Johnston, D.E.Young;
Phys.Rev. 118(1960)1080
- JOH58 L.H.Johnston, D.A.Swenson; Phys.Rev. 111(1958)212
- JOH59 L.H.Johnston, Yuang Su Tsai;
Phys.Rev. 115(1959)1293
- JON74 D.T.L.Jones, F.D.Brooks; Nucl.Phys. A222(1974)79
- KLA84 H.O.Klages, H.Dobiasch, P.Doll, H.Krupp, M.Oexner,
P.Plischke, B.Zeitnitz, F.P.Brady, J.C.Hiebert;
Nucl.Inst.Meth. 219(1984)269
- KRU83 H.Krupp; Diplomarbeit, Karlsruhe 1983
- KRU84 H.Krupp, J.C.Hiebert, H.O.Klages, P.Doll,
J.Hansmeyer, P.Plischke, J.Wilczynski, H.Zankel;
submitted to Phys.Rev. C
- LAN65 A.Langsford, P.H.Bowen, G.C.Cox, G.B.Huxtable;
Nucl.Phys. 74(1965)241
- LOI84 B.Loiseau; private Mitteilung, 1984;

M.Lacombe, B.Loiseau, J.M.Richard, R.Vinh Mau,
J.Coté, P.Pirès, R.deTourreil;
Phys.Rev. C21(1980)861

W.N.Cottingham, M.Lacombe, B.Loiseau, J.M.Richard,
R.Vinh Mau; Phys.Rev. D8(1973)800
- LOV75 P.A.Lovoi, G.G.Ohlon, N.Jarmie, C.E.Moss,
D.M.Stupin; "Proceedings of the IVth. Inter-
national Symposium on Polarization Phenomena in
Nuclear Reactions", Zürich 1975,
Exp.Suppl. 25(1975)450
- MAC68 M.H.MacGregor, R.A.Arndt, R.M.Wright;
Phys.Rev. 169(1968)1149
- MAC69 M.H.MacGregor, R.A.Arndt, R.M.Wright;
Phys.Rev. 182(1969)1714
- MAC82 R.Machleidt; private Mitteilung, 1982;

K.Holinde; Phys.Rep. 68(1981)121

K.Holinde, R.Machleidt; Nucl.Phys. A247(1975)495
- MAI80 G.Mairle, K.T.Knöpfle, H.Riedesel, G.J.Wagner,
V.Bechthold, L.Friedrich; Nucl.Phys. A339(1980)61
- MAL66 J.J.Malanify, P.J.Bendt, T.R.Roberts, J.E.Simmons;
Phys.Rev.Lett. 17(1966)481

- MAS72 T.G.Masterson; Phys.Rev. C6(1972)660
- MES61 A.Messiah : "Quantum Mechanics", Vol I,II;
North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1961
- MON77 T.C.Montgomery, B.E.Bonner, F.P.Brady, W.B.Broste,
M.W.McNaughton; Phys.Rev. C16(1977)499
- MÖL45 C.Möller; K.Dan.Vidensk.Selsk.Mat.Fys.Medd.
23(1945)1
- MOR74 C.L.Morris, T.K.O'Malley, J.W.May, Jr.,
S.T.Thornton; Phys.Rev.C9(1974)924
- MUT71 G.S.Mutchler, J.E.Simmons; Phys.Rev. C4(1971)67
- MÜT82 H.Müther; private Mitteilung, 1982;

M.R.Anastasio, A.Faessler, H.Müther, K.Holinde,
R.Machleidt; Phys.Rev. C18(1978)2416
- NIS63 K.Nishimura, J.Sanada, P.Catillon, K.Fukunaga,
T.Hasegawa, H.Hasai, N.Ruy, D.C.Worth, H.Imada;
Prog.Theor.Phys. 30(1963)719
- NIS69 K.Nishimura, T.Hasegawa, T.Saito, E.Takasaki,
N.Horikawa, T.Nakanishi, M.Saito, S.Sugimoto,
T.Yamaki, H.Ueno; Phys.Lett. 30B(1969)612
- PUZ57 L.Putzиков, R.Ryndin, Ia.Smorodinskii;
JETP 5(1957)489
- ROM78 J.L.Romero, M.W.McNaughton, F.P.Brady, N.S.P.King,
T.S.Subramanian, J.L.Ullmann,;
Phys.Rev. C17(1978)468
- ROT70 L.N.Rothenberg; Phys.Rev. C1(1970)1226
- ROY59 H.N.Royden, B.T.Wright; Phys.Rev. 113(1959)294
- SAN68 J.Sanada, K.Kuriyama, Y.Takeuchi, Y.Nojiri, N.Ruy,
H.Hasai, M.Ikeda, S.Kobayaski, K.Nagamine,
D.C.Worth, T.Yamaya; Nucl.Phys. B4(1968)379
- SHE70 M.Sher, P.Signell, L.Heller;
Annals of Physics 58(1970)1
- SIG76 G.E.Bohannon, T.Burt, P.Signell;
Phys.Rev. C13(1976)1816
- SIM67 J.E.Simmons; Rev.Mod.Phys. 39(1967)542
- STA57 H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis;
Phys.Rev. 105(1957)302

- TOR77 W.Tornow, P.W.Lisowski, R.C.Byrd, R.L.Walter;
Phys.Rev.Lett. **39**(1977)915
- TOR80 W.Tornow, P.W.Lisowski, R.C.Byrd, R.L.Walter;
Nucl.Phys. **A340**(1980)34
- WIL84 J.Wilczynski, J.Hansmeyer, F.P.Brady, P.Doll,
W.Heeringa, J.C.Hiebert, H.O.Klages, P.Plischke;
Nucl.Phys. A in print, 1984
- WOL52 L.Wolfenstein, J.Ashkin; Phys.Rev. **85**(1952)947