

KfK 4008
Januar 1986

Untersuchungen zum Neutron-Deuteron-System im Energiebereich von 20 bis 50 MeV

**K. Hofmann
Institut für Kernphysik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Institut für Kernphysik

KfK 4008

**UNTERSUCHUNGEN ZUM NEUTRON-DEUTERON-SYSTEM
IM ENERGIEBEREICH VON 20 BIS 50 MeV**

Klaus Hofmann

**von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation**

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Institut für Kernphysik

KfK 4008

**UNTERSUCHUNGEN ZUM NEUTRON-DEUTERON-SYSTEM
IM ENERGIEBEREICH VON 20 BIS 50 MeV**

Klaus Hofmann

**von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation**

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Untersuchungen zum Neutron-Deuteron System im Energiebereich von 20 bis 50 MeV

In der vorliegenden Arbeit werden die Resultate aus zwei Experimenten zum Neutron-Deuteron System diskutiert und mit verschiedenen Nukleon - Nukleon Potentialvorhersagen aus einer Faddeev Rechnungen verglichen.

Die Durchführung erfolgte am "weißen" Neutronenstrahl der Anlage POLKA des Isochronzyklotrons am Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Bestimmt wurden die Analysierstärke Verteilungen (A_Y) der inelastischen n,d -Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung. Durch den Einsatz eines deuterierten Flüssigkeitszintillators als Streuprobe war es möglich, gleichzeitig auch die Verteilungen der elastischen n,d -Streuung zu bestimmen. Durch den unterschiedlichen spezifischen Energieverlust der geladenen Rückstoßteilchen in der Streuprobe konnte mit Hilfe des Pulsformsignals in der off-line Analyse die Trennung der beiden Reaktionskanäle erfolgen. Die Resultate für die elastische Streuung sind Gegenstand der Diplomarbeit von W. Nitz.

Nachgewiesen wurden mit 20 paarweise symmetrisch zur Neutronenstrahlachse angeordneten Szintillationsdetektoren (NE213) die gestreuten Neutronen im Winkelbereich von 38°_{cm} bis 153°_{cm} .

Für die inelastische n,d -Streuung liegen nun erstmals über den Energiebereich von 20 bis 50 MeV Daten vor. Der statistische Fehler liegt für die meisten Meßpunkte unter 5%.

In einem weiteren Experiment erfolgte die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische n,d -Streuung im Rückwärtswinkelbereich (130°_{cm} bis 170°_{cm} ; $\Delta\theta_{\text{cm}} = 10^\circ$). Es wurde eine Relativmessung zu den bekannten Werten der elastischen n,p -Streuung durchgeführt.

Mit fünf $\Delta E/E$ -Teleskopanordnungen wurden die geladenen Rückstoßteilchen aus einem Polyäthylen bzw. deuteriertem Polyäthylentarget ($\rho=47.5 \text{ mg/cm}^2$) nachgewiesen. Die Teleskope waren aufgebaut aus einem $500 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Halbleiterdetektor (Silizium) zur Ermittlung des Energieverlustes und einem Plastikszintillationsdetektor in dem die Teilchen gestoppt und ihre Energie bestimmt wurde. Durch diese Methode konnten die Meßwerte sehr genau bestimmt werden; dabei liegt der Gesamtfehler zwischen 2 und 4.4%.

Zu dem elastischen Reaktionskanal wurden Rechnungen auf der Grundlage der Faddeev Theorie durchgeführt. Die Vorhersagen verschiedener Potentialansätze werden für die Analysierstärke und den differentiellen Wirkungsquerschnitt mit den Resultaten aus beiden Messungen verglichen.

Abstract

INVESTIGATION OF THE NEUTRON-DEUTERON SYSTEM IN THE ENERGY RANGE FROM 20 TO 50 MeV

In the presented work the results of two experiments in the neutron-deuteron-system are discussed and compared with predictions from Faddeev calculations using different nucleon-nucleon potentials.

The experiments were performed at the white neutron beam of the facility POLKA at the cyclotron of the Kernforschungszentrum Karlsruhe.

The analyzing power distribution (A_y) of the inelastic n,d-scattering for the final state interaction was determined. By use of a deuterated liquid scintillator as scattering sample it was possible to measure the distribution (A_y) of the elastic n,d-scattering, simultaneously. The separation of both reaction channels was possible because of the different specific energy loss of the charged recoil particles in the sample. The results for the elastic scattering are summarized in the diploma thesis of W. Nitz.

The scattered neutrons are detected by 20 pairs of detectors (NE213), placed symmetric to the incident neutron beam in the angular range from 38°_{cm} to 153°_{cm} . For the inelastic n,d-scattering results are now available in the energy range from 20 to 50 MeV for the first time. The statistical error for the most data points is below 5%.

In a second experiment the differential cross section of the elastic n,d-scattering in the backward angular range (130°_{cm} to 170°_{cm} ; $\Delta\theta_{\text{cm}}=10^\circ$) was determined. The measurement was normalized to the elastic n,p-scattering. With five $\Delta E/E$ -telescopes the charged recoil particles out of a polyethylene or out of a deuterated polyethylene target ($\rho=47.5 \text{ mg/cm}^2$) are detected. Each telescope consists of a 500 μm thick silicium detector for the energy loss and a plastic (NE213) detector to determine the energy of the charged

particles. By this method a precise measurement was possible. Total errors are between 2 und 4.4%.

For the elastic reaction channel it was possible to calculate the observables using a computer program based upon the Faddeev equations. Predictions of different nucleon-nucleon potentials for the analyzing power and the differential cross sections are compared with the results of both experiments.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

1. Einleitung	3
2. Theorie der Neutron-Deuteron Streuung	6
2.1 Das quantenmechanische Streuproblem	7
2.2 Separable Potentiale	13
3. Übersicht über die experimentelle und theoretische Ausgangsbasis	16
3.1 Rechnungen zur Drei-Teilchen Streuung	16
3.2 Experimente zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke im Drei-Teilchensystem	22
4. Erzeugung und Eigenschaften des Neutronenstrahls (POLKA)	27
4.1 POLKA - der Karlsruher Neutronenstrahlkollimator	27
4.2 Die Polarisierung der Neutronen	31
5. Messung der Analysierstärke für die inelastische n,d -Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung	33
5.1 Prinzip der Meßmethode	34
5.2 Aufbau, Elektronik und Datenaufnahme	36
5.3 Datenanalyse	40
5.4 Diskussion der Ergebnisse	44

6. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische n,d-Streuung	53
6.1 Prinzip der Messung	53
6.2 Experimentdurchführung	55
6.3 Elektronik und Datenaufnahme	59
6.4 Datenanalyse	61
6.5 Ergebnisse und Diskussion	66
7. Faddeev Rechnungen zur elastischen Neutron-Deuteron Streuung	78
7.1 Programmaufbau und Anwendung	79
7.2 Rechnungen mit verschiedenen NN Potentialen	81
8. Anhang	89

1. Einleitung

Eines der grundlegenden Probleme der Kernphysik ist das vollständige Verständnis der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung (NNW), obwohl gerade zu dieser Thematik in den vergangenen Jahrzehnten experimentelle und theoretische Studien intensiv durchgeführt wurden. Ziel all dieser Untersuchungen ist es, die Gestalt der Nukleon - Nukleon Potentiale zu bestimmen.

Neben den Untersuchungen im Zwei-Teilchensystem - der Neutron-Proton und der Proton-Proton Streuung - sowie am einzigen gebundenen Zustand, dem Deuteron, benötigt man zum vollständigen Verständnis der NNW auch die dynamischen Observablen aus dem Drei-Teilchensystem, um Antworten auf die Fragen zu finden, die aus der Proton-Proton bzw. Neutron-Proton Streuung alleine nicht zu erhalten sind. Hierzu gehören speziell die Fragen nach dem off-shell Verhalten der NNW und den Tensorkräften, die eine große Bedeutung für den immer noch sehr ungenau bekannten Anteil der D-Beimischung im Deuteron haben. Weiterhin ist eine genaue Antwort auf die Frage nach der Existenz von Mehrteilchenkräften ebenso offen, wie auch die nach der Lokalität bzw. Nicht-lokalität der Potentiale. Zu diesen Problemen können die Untersuchungen im Drei-Teilchen-System Informationen beitragen, die Aufschluß über die Gestalt der NNP liefern.

In der Vergangenheit wurden sehr präzise Experimente zur Proton-Deuteron Streuung durchgeführt /JOH 65, GRÜ 78, GRÜ 81, DOL 82/, um dadurch einen tiefer gehenden Einblick in die NNW zu erhalten. Äquivalente Untersuchungen zum Neutron-Deuteron

System konnten erst viel später in Angriff genommen werden, da die Erzeugung intensiver und stabiler Neutronenstrahlen technisch aufwendiger und schwieriger ist als für Protonen.

Theoretisch ist man seit den Arbeiten von Faddeev /FAD 61/ in der Lage, das Drei-Teilchensystem - als einziges Mehrteilchensystem - quantenmechanisch exakt zu beschreiben; allerdings unter Vernachlässigung der Coulomb Wechselwirkung. Diese Tatsache erlaubt keinen präzisen Vergleich der Daten aus den Proton-Deuteron Experimenten mit den theoretisch gewonnenen Vorhersagen. Ein Test der Theorie ist daher exakt nur möglich mit Neutron-Deuteron Streudaten, da hier die Coulomb Wechselwirkung bedeutungslos ist.

Solche Daten wurden für mehrere Neutronenenergien im Bereich bis 14 MeV sehr genau bestimmt, z.B.: /JAN 84, SEA 72, SUN 78, TOR 82, WEB 81, ZAN 83/, sodaß hier eine gute Datenausgangsbasis vorhanden ist. Im Mittelpunkt der Untersuchungen stand bisher die elastische Streuung, wobei der Wirkungsquerschnitt (totaler und differentieller) sowie die Polarisationsobservablen erster und zweiter Ordnung gemessen wurden. Für größere Energien, insbesondere in dem Bereich, der am Karlsruher Isochron-Zyklotron zur Verfügung steht (16 bis 50 MeV), gab es bisher nur wenige Datensätze /DOB 78, RAD 75, ROM 82, WAT 82/.

Die schnelle Innovation der Rechneranlagen ermöglichte verbesserte Rechnungen meist auf der Grundlage der Faddeev Theorie. Dadurch wuchs auch das Bedürfnis an präzisen Streudaten für die höheren Energien, um auch in diesem Bereich die

Vorhersagen aus verschiedenen Potentialansätzen testen zu können.

In Kapitel 2 erfolgt eine zusammenfassende Darstellung der quantentheoretischen Grundlagen. Anschließend wird die theoretische und experimentelle Ausgangsbasis skizziert. Eine ausführliche Beschreibung der durchgeführten Experimente, deren Datenaufnahme und Analyse sowie die Diskussion der Ergebnisse schließt sich in Kapitel 5 und 6 an. Für die elastische n,d -Streuung werden abschließend (Kap. 7) die experimentellen Winkelverteilungen mit Vorhersagen aus einer Faddeev Rechnung für verschiedene NNP verglichen.

2. Theorie der Neutron-Deuteron Streuung

Bei einem festen Eingangskanal hat man für die Drei-Teilchenstreuung vier offene Endkanäle ($\alpha=0,1,2,3$) zu berücksichtigen:

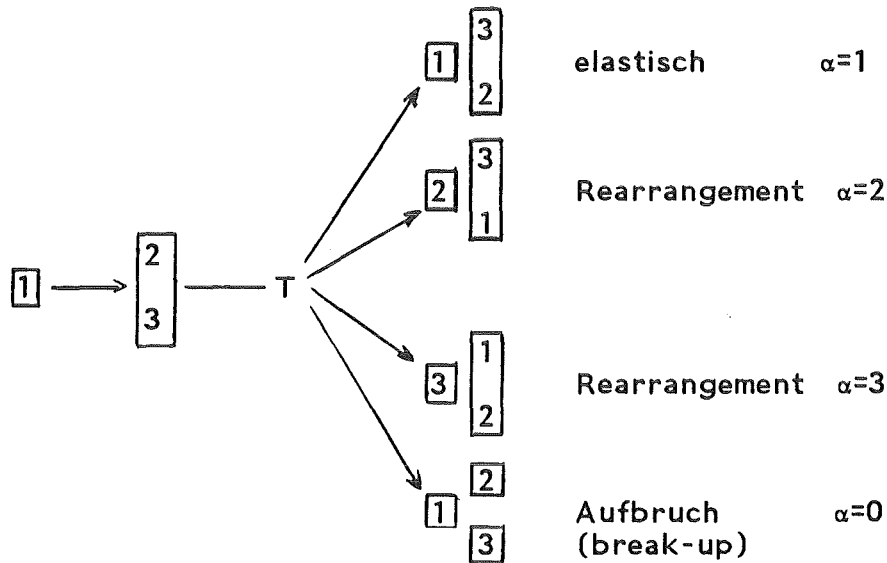


Abb. 1: Reaktionskanäle im Drei-Teilchensystem

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit beschränken sich auf die elastische Streuung und den kinematisch ausgezeichneten Bereich des Aufbruchs. Für diesen inelastischen Reaktionskanal wird speziell die Situation betrachtet, in der zwei Reaktionspartner, nämlich das Neutron und das Proton des Deuterons, mit fast identischem Impuls und gleicher Richtung emittiert werden. Die Wechselwirkungszeit dieser Teilchen ist besonders lang, und man bezeichnet den Vorgang als Endzustandswechselwirkung (final - state - interaction FSI).

Die theoretischen Grundlagen für den Drei-Teilchen Streuprozeß werden im folgenden dargestellt.

2.1 Das quantenmechanische Streuproblem

Das eigentliche Problem besteht darin, die Schrödinger Gleichung für die allgemeine Drei-Nukleonen Streuung eindeutig zu lösen. Ausgangsbasis ist der Hamiltonian H_α eines Reaktionkanals der durch

$$H_\alpha = H_0 + V_\alpha \quad (2.1)$$

gegeben ist. V_α beschreibt die Wechselwirkung eines Teilchenpaares (Subsystem), während das Teilchen α selbst weit entfernt ist und an der Wechselwirkung nicht teilnimmt, sondern als Zuschauer betrachtet wird. Addiert man zu diesem Hamiltonian die Wechselwirkung des Teilchens α mit dem Subsystem, so erhält man

$$H = H_\alpha + V^\alpha \quad (2.2)$$

$$\text{mit } H_\alpha = H_0 + V_\alpha \quad \text{und } V^\alpha = V_\beta + V_\gamma + V_4 \\ (\alpha \neq \beta \neq \gamma)$$

den Gesamthamiltonian H , in dem durch V_4 auch die Möglichkeit einer Drei-Teilchen Wechselwirkung zugelassen wird. Damit dieser für alle Reaktionskanäle ($\alpha=0,1,2,3$) Gültigkeit hat, führt man für den Aufbruch ($\alpha=0$) die folgenden Definitionen ein:

$$V_0 \equiv 0 \quad (2.3)$$

$$V^0 = V + V_4 = \sum V_\alpha + V_4$$

Die vollständige Schrödinger Gleichung für die vier Reaktionskanäle lautet somit:

$$(H_\alpha + V^\alpha) |\Psi_\alpha(t)\rangle = i \frac{d}{dt} |\Psi_\alpha(t)\rangle \quad (2.4)$$

wobei die Lösungen $|\Psi_\alpha(t)\rangle$ über die Forderung

$$|\Psi_\alpha(0)\rangle = \Omega_\alpha |\phi_\alpha(0)\rangle \quad (2.5)$$

mit dem Anfangszustand verbunden sind. In diesem Ausdruck beschreibt $|\phi_\alpha(t=0)\rangle$ den Zustand in Kanal α zur Zeit t und Ω_α ist der über

$$\Omega_\alpha = \lim_{t \rightarrow -\infty} \{ e^{iHt} \cdot e^{-iH_\alpha t} \} \quad (2.6)$$

definierte Møller Operator.

Für den stationären Streuzustand existieren zu einem wohl definierten Anfangszustand vier unabhängige Lösungen entsprechend den möglichen Endzuständen. Mit diesen ist es möglich, die Übergangsamplitude $U_{\beta\alpha}$ von Kanal α zum Kanal β zu definieren:

$$\langle \phi_\beta | U_{\beta\alpha} | \phi_\alpha \rangle = T_{\beta\alpha} = \langle \phi_\beta | V^\beta | \Psi_\alpha \rangle \quad (2.7)$$

ϕ_α ist hierbei der Anfangszustand, V^β die Wechselwirkung zwischen den Fragmenten im Kanal β und dem Streuzustand, der zum Anfangszustand α gehört. Das absolute Betragsquadrat dieses Ausdrucks ergibt abgesehen von einem Phasenraumfaktor den Wirkungsquerschnitt für den Übergang vom Kanal α nach β .

Mit Hilfe des Resolventenoperators $G(z)$ und der Identität

$$G(z) = G^\alpha(z) + G(z)V^\alpha G_\alpha(z) \quad (2.8)$$

mit $G(z) = \frac{1}{z - H}$ und $G_\alpha(z) = \frac{1}{z - H_\alpha}$

erhält man dann aus den Lösungen des stationären Streuzustandes die Lippmann-Schwinger Gleichung (LS-Gleichung):

$$|\Psi(\varepsilon)\rangle = |\phi_\alpha\rangle + \frac{1}{E_\alpha + i\varepsilon - H_\alpha} V^\alpha |\Psi_\alpha(\varepsilon)\rangle \quad (2.9)$$

mit $(\alpha = 0, 1, 2, 3)$

deren formale Lösung durch

$$|\Psi_\alpha(\varepsilon)\rangle = |\phi_\alpha\rangle + G(E_\alpha + i\varepsilon) \cdot V^\alpha |\phi_\alpha\rangle \quad (2.10)$$

gegeben ist. Die Wellenfunktion $|\Psi_\alpha\rangle$ wird in der LS-Gleichung als Summe aus einem freien und gestreuten Anteil dargestellt. In der Form (2.9) enthält sie keine Randbedingungen. Diese lassen sich jedoch durch die Erweiterung der Gleichung (2.9) in jeden Zwei-Teilchen-Fragmentationskanal einführen. Dies führt zu folgendem Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} |\Psi_\alpha\rangle &= |\phi_\alpha\rangle + G_\alpha V^\alpha |\Psi_\alpha\rangle \\ |\Psi_\alpha\rangle &= G_\beta V^\beta |\Psi_\alpha\rangle \\ |\Psi_\alpha\rangle &= G_\gamma V^\gamma |\Psi_\alpha\rangle \end{aligned} \quad (2.11)$$

Die Resolventenoperatoren $G_{\alpha, \beta, \gamma}(z)$ enthalten jetzt nur noch eine Zwei-Teilchen Wechselwirkung.

Unter diesen Voraussetzungen erhält man für den Übergangsoperator $U_{\beta\alpha}$ drei gekoppelte Integralgleichungen, die man zusammenfassend in der von Alt, Grassberger, Sandhas (AGS) /AGS 67/ aufgestellten Form der Faddeev Gleichungen darstellen kann:

$$U_{\beta\alpha} = (1 - \delta_{\alpha\beta})G^{-1} + \sum_\gamma \tau_\gamma G_0 U_{\gamma\alpha} \quad (2.12)$$

Dynamische Eingabe zur Lösung dieser Gleichung ist $\tau_\gamma(z)$, die Übergangsmatrix des Zwei-Teilchensystems.

Diese Matrix (τ) ist eine Funktion der Impulse vor (\vec{P}) und nach (\vec{P}') der Wechselwirkung. Man unterscheidet daher insgesamt drei Fälle:

$$1. \quad z = \frac{\vec{p}^2}{2\mu} = \frac{\vec{p}'^2}{2\mu} \quad \text{on the energy shell}$$

$$2. \quad z = \frac{\vec{p}^2}{2\mu} \neq \frac{\vec{p}'^2}{2\mu} \quad \text{half off the energy shell}$$

$$3. \quad z \neq \frac{\vec{p}^2}{2\mu} \neq \frac{\vec{p}'^2}{2\mu} \quad \text{off the energy shell}$$

In der Zwei-Teilchen Streuung kann aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung lediglich die on-shell Wechselwirkung und damit die diagonalen τ -Matrixelemente untersucht werden. Dagegen ermöglicht die Drei-Teilchen Streuung Aussagen über die nicht diagonalen Matrixelemente, da jetzt im Subsystem die Verletzung des Energie- und Impulserhaltungssatzes zugelassen ist. Gerade dieser Aspekt trug wesentlich zur Intensivierung der Untersuchungen im Drei-Teilchen System bei.

Zur praktischen Lösung der AGS Gleichungen führt man zunächst für $\tau_\gamma(z)$ die Partialwellenzerlegung ein

$$\begin{aligned} \tau_\gamma &= \sum_l P_\gamma^l \tau_\gamma^l \\ &= \sum_l \tau_\gamma^l P_\gamma^l \end{aligned} \quad (2.14)$$

wobei P^l der Projektionsoperator auf die Partialwelle des Wechselwirkungspaares ist. Die weitere Behandlung des mathematischen Problems zur Lösung der Gleichung (2.12.) wurde zum erstenmal

von Lovelace /LOV 64/ durch die Annahme der Separabilität von \vec{P} und \vec{P}' , d.h. des Impulses vor bzw. nach der Wechselwirkung in der Form

$$\langle p'q | \tau_{\gamma}(z) | pq \rangle = \sum_n^N \delta^3(q-q') g(p') \tau_{\gamma}(z) g(p) \quad (2.15)$$

für jede einzelne Partialwelle vereinfacht. Vorausgesetzt wird dabei, daß sich jede Partialwelle als Approximation bis zum Rang N in dieser separablen Darstellung beschreiben läßt.

Mit der Substitution $\bar{\delta}_{\alpha\beta} = (1 - \delta_{\alpha\beta})$ erhält man damit aus der AGS Form der Faddeev Gleichungen (2.12) deren separable Darstellung:

$$U_{\alpha\beta} = \bar{\delta}_{\alpha\beta} G_0^{-1} + \sum_{\gamma \neq \alpha} |g_{\gamma}\rangle \tau_{\gamma} \langle g_{\gamma}| G_0 U_{\gamma\beta} \quad (2.16)$$

hieraus lassen sich dann für den Übergangoperator $U_{\alpha\beta}$ die beiden symmetrischen Drei-Teilchenoperatoren \tilde{Z} und \tilde{X} in einfacher Weise herleiten (zur Herleitung siehe /GLÖ 83/):

$$\begin{aligned} \tilde{X}_{\alpha\beta}(q, q'; E) &= \langle g_{\alpha} | G_0 U_{\alpha\beta} G_0 | g_{\beta} \rangle \\ \tilde{Z}_{\alpha\beta}(q, q'; E) &= \bar{\delta}_{\alpha\beta} \langle g_{\alpha} | G_0 | g_{\beta} \rangle \end{aligned} \quad (2.17)$$

Dabei wirkt $\langle g_{\alpha} | \tilde{Z}_{\alpha\beta} | g_{\beta} \rangle$ als Übergangspotential zwischen den verschiedenen Kanälen und die Amplitude von \tilde{X} entspricht der physikalischen Streuamplitude für die elastische Streuung und den Fall des Rearrangements.

Mit diesen Operatoren kann man nun eine gekoppelte eindimensionale Integralgleichung für jede Partialwelle mit festem totalem

Drehimpuls (\vec{J}) und Parität (π) herleiten:

$$X_{\alpha\beta}^{J\pi}(q_\alpha, q_\beta; E) = Z_{\alpha\beta}^{J\pi}(q_\alpha, q_\beta; E) + \sum_{\gamma=\alpha} \int_0^\infty dq_\gamma Z_{\alpha\gamma}^{J\pi}(q_\alpha, q_\gamma; E) \tau(e^{-\frac{q_\gamma}{\gamma}}) \frac{X_{\gamma\beta}^{J\pi}(q_\gamma, q_\beta; E)}{2\mu_\gamma} \quad (2.18)$$

Die Operatoren \tilde{X} und \tilde{Z} hängen zusätzlich vom Kanalspin (\vec{S}), d.h. der Vektorsumme aus dem totalen Drehimpuls (\vec{j}) des Subsystems und dem Spinzustand des Zuschauerteilchens sowie vom relativen Bahndrehimpuls (\vec{L}) ab. Die Summe $\vec{L} + \vec{S}$ ergibt dann den totalen Drehimpuls des Drei-Teilchensystems (\vec{J}).

Die Amplituden, d.h. die physikalischen Meßgrößen, sind für die Neutron-Deuteron Streuung über die $M_{q_d, q'_d}^{\mu m, \mu' m'}$ Matrix definiert. Hierbei steht μ und m für den Deuteronen- bzw. für den Neutronenspin und q_d entspricht dem Impuls des Deuterons. Diese Amplitude ist ein Matrixelement des Gesamtübergangsoperators

$$\tilde{U} = \tilde{U}_{11} + \tilde{U}_{21} + \tilde{U}_{31} \quad (2.19)$$

und läßt sich darstellen als

$$M_{\alpha\beta}^{J\pi} = \sum_{n,m} \kappa_n \kappa_m \cdot \tilde{X}_{\alpha,\beta}^{J\pi}(q_d, q'_d; E) \quad (2.20)$$

Die Faktoren $\kappa_{n,m}$ ergeben sich als Koeffizienten aus der Lösung der Eigenwertgleichung für das quantenmechanische Streuproblem.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung erhält man aus der M-Matrix:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(2\pi)}{6} \frac{2M_n}{3} \cdot \sum_{\substack{\mu, m \\ \mu', m'}} \left| M \begin{matrix} (\mu m, \mu' m') \\ (q_d, q'_d; E) \end{matrix} \right| \quad (2.21)$$

und für die Analysierstärke

$$A_y = \frac{\text{Tr} \{ M \sigma_y M^\dagger \}}{\text{Tr} \{ M M^\dagger \}} \quad (2.22)$$

Dabei entspricht σ_y dem Paulischen Spinoperator und M_n der Masse des Neutrons.

2.2. Separable Potentiale

Eine weitere mathematische Vereinfachung zur Lösung der AGS Gleichung ist die Verwendung separabler Potentiale, die bereits von Yamaguchi /YAM 54/ eingeführt wurden.

Eng verbunden mit der Auswahl der NNP zur Lösung des Streuproblems, ist die Frage nach der Lokalität bzw. Nichtlokalität der Wechselwirkung. Die Wirkung eines lokalen Potentials auf eine Wellenfunktion $\vec{\Psi}(\vec{r})$ wird durch eine Multiplikation mit dem Potential am gleichen Ort beschrieben:

$$\vec{V}\vec{\Psi}(\vec{r}) = V(\vec{r}) \cdot \vec{\Psi}(\vec{r}) \quad (2.23)$$

Dagegen ist das nichtlokale NNP ein impulsabhängiges Potential, dessen Wirkung von allen Orten \vec{r}' abhängt und durch das Integral

$$V\Psi(\vec{r}) = \int V(\vec{r}, \vec{r}')\Psi(\vec{r}')d^3r' \quad (2.24)$$

definiert ist. Dies bedeutet, daß die Wellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ an jedem Ort bekannt sein muß. Spezielle nichtlokale Potentiale sind die von Yamaguchi /YAM 54/ eingeführten separablen Potentiale.

Bei den Potentialentwicklungen wird die Erhaltung des Gesamtdrehimpulses (J), des Isospins (T) und des Spins (S): $\alpha = STJ$ vorausgesetzt. Die Partialwellenzerlegung einer solchen Rang N separablen Wechselwirkung in der der Bahndrehimpuls L und L' die Werte

$$L, L' = J \pm 1 \text{ für den gekoppelten Zustand}$$

$$L = J \text{ für den ungekoppelten Zustand}$$

annehmen kann, ist in einem Kanal α gegeben durch:

$$V_{L, L'}^{\alpha} = \sum_{i, j=1}^N g_L^{\alpha}(p) \lambda_{L, L'}^{\alpha}{}_{ij} g_{L'}^{\alpha}(p') \quad (2.25)$$

Der Parameter $\lambda_{L, L'}^{\alpha}$ gibt die Stärke des Potentials und über sein Vorzeichen den Charakter der Wechselwirkung, d.h. ob repulsiv oder attraktiv an. $g_L^{\alpha}(p)$ und $g_{L'}^{\alpha}(p')$ sind die N Formfaktoren. Diese sind für die verschiedenen entwickelten Potentiale rationale Funktionen mit freien Parametern. Formfaktoren der Art

$$g(p) = \frac{1}{p^2 + \gamma^2} \quad (2.26)$$

nennt man vom "Yamaguchi Typ". Die freien Parameter der Form-

faktoren werden numerisch an die NN-Streuphasen angepaßt. Verwendet werden dazu die Vorhersagen aus Phasenanalyseprogrammen von Arndt und VerWest /ARN 82/, Mac Gregor et al. /MAW 69/ oder von Bugg et al. (BASQUE-80) /BUG 80/.

Es war lange Zeit schwierig, das dynamische Konzept der NNW, d.h. den π , ω und ρ Austausch, in den separablen Potentialen zu berücksichtigen. Gerade dieser Aspekt führte häufig zur Kritik an diesem Lösungsweg. Erst durch die Anwendung einer von Ernst, Shakin und Thaler /EST 73/ entwickelte Approximationsmethode durch J. Haidenbauer und W.Plessas /HAI 84/ gelang es, das PARIS- /LAC 78/ und BONN- /HOL 75/ Potential in einer separablen Form darzustellen. Die EST Methode transformiert dabei eine vorgegebene NN-Wechselwirkung unter Erhaltung des on-shell und off-shell Verhaltens. Damit wurde es erstmals möglich, Potentiale in den Berechnungen der n,d-Streuobservablen einzusetzen, die den Austausch von Mesonen im lang- und mittelreichweitigen Teil ($r \geq 0.8$ fm) der Wechselwirkung berücksichtigen.

In Kapitel 7 werden einige NNP, die heute in Faddeev Rechnungen verwendet werden, zusammengefaßt und die vom gewählten Potential abhängigen Vorhersagen für die Größen A_Y und $d\sigma/d\Omega$ mit den experimentellen Resultaten verglichen.

Eine zusammenfassende Darstellung des gesamten quantenmechanischen Drei-Teilchensystems wird unter anderm von W. Glöckle /GLÖ 83/, E.W. Schmid und H. Ziegelmann /SZI 74/ sowie von I.R. Afnan und A.W. Thomas /AFA 77/ gegeben.

3. Übersicht über die experimentelle und theoretische

Ausgangsbasis

Die experimentell im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen im Energiebereich von 20 bis 50 MeV beschränken sich auf zwei Observablen:

- die Analysierstärke A_y für den Bereich des \rightarrow nd Aufbruchs
und
- den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ der elastischen
nd-Streuung im Bereich der Rückwärtswinkel

Die beiden folgenden Abschnitte geben einen kurzen Abriß über die theoretischen bisher durchgeführten Arbeiten auf diesem Gebiet, sowie über die experimentelle Ausgangsbasis für die Analysierstärke und den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

3.1 Rechnungen zur Drei-Teilchen Streuung

Mehrere Gruppen entwickelten in den zurückliegenden Jahren Nukleon-Nukleon Potentiale (NNP), mit deren Hilfe man versucht, die experimentell gefundenen Ergebnisse im Drei-Teilchensystem zu beschreiben.

Durch den Ausbau der Rechnerkapazitäten wurde es möglich, Programme zu entwickeln, die auf der Grundlage der nichtrelativistischen Faddeev-Gleichungen /FAD 61/ für verschiedene NNP

Vorhersagen für die dynamischen und statischen Observablen des Drei-Teilchensystems erlauben. Dies ermöglicht den qualitativen Test der verschiedenen lokalen und nichtlokalen (separablen) Potentialansätze an Hand der mit ihrer Hilfe erzielten Datenbeschreibung.

Für die Drei-Teilchen Streuung wurden unabhängig voneinander von verschiedenen Arbeitsgruppen Rechnungen in einem Energiebereich bis etwa 100 MeV für das Projektil durchgeführt. Der Schwerpunkt der Arbeiten lag bisher allerdings bei Einschußenergien von maximal 22 MeV, da hier höhere Partialwellen noch keinen sehr großen Einfluß auf die vorhergesagten Observablen besitzen. Eine Realisierung von Rechnungen unter Berücksichtigung der höheren Bahndrehimpulse ist theoretisch möglich. Allerdings wird die dann benötigte Rechnerzeit so groß, daß man an die Grenzen heutiger Rechneranlagen stößt.

- Rechnungen zur elastischen Streuung

C. Stolk und J.A. Tjon /STJ 75/ berechnen in ihrer Arbeit den S-Wellenanteil der NNW exakt. Dazu werden die Faddeev Gleichungen mit dem lokalen Reid-soft-core Potential /REI 68/ gelöst. Der nichtzentrale Anteil der NNW wird als Störung erster Ordnung behandelt. Ergebnisse bei 14.1 und 46.3 MeV zeigen eine verträgliche Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sowie für die Neutronen- und Deuteronen Polarisation mit Ausnahme im extremen Vorwärts- und Rückwärtswinkelbereich.

J.J. Benayoun et.al. /BEN 76/ führte ebenfalls Rechnungen auf störungstheoretischer Basis durch, benutzte allerdings zur Lösung der Faddeev Gleichungen das lokale de Turreil-Sprung Potential (super soft core potential) /TOU 73/. Die Übereinstimmung der experimentellen und den aus diesem Potential bestimmten Nukleon-Nukleon Streuphasen ist auch bei höheren Energien (bis zu $E \approx 300$ MeV) besser als die des Reid soft core Potentials. In die Rechnung geht die D-Wellen Wechselwirkung in einer Bornsche Näherungsmethode ein. Die berechneten Observablen: der differentielle Wirkungsquerschnitt, Neutronen- und Deuteronen Vektorpolarisation sowie die Spin-Korrelationskoeffizienten C_{xx} und C_{yy} zeigen mit Ausnahme der Deuteronen-Vektorpolarisation eine qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten.

Einen anderen Weg zur Berechnung der Drei-Teilchen Streuobservablen verfolgen S.C.Pieper /PIE 72, PIE 73/, P.Doleschall /DOL 73, DOL 74, DOL 82/ und Y.Koike /KOI 78, KOI 81, KOI 84/. In ihren Arbeiten werden anstelle der lokalen NNP, separable und somit nichtlokale Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen verwendet.

S.C. Pieper löst nur die S-Wellen Wechselwirkung exakt und betrachtet die P- und D-Wellenanteile als Störung erster Ordnung. Die T-Matrix wird zerlegt in die Summe aus einem starken Anteil T^1 für den die Faddeev Gleichungen exakt gelöst werden und in eine kleine Störung T^2 .

In seiner ersten Arbeit /PIE 72/ findet zunächst nur ein Rang 1 separables Potential für den S-Wellenanteil der NNW im Subsystem Anwendung, während in den folgenden Rechnungen /PIE 73/ dann auch die P-Wellen in dieser Form einbezogen werden. Insgesamt wurden die Rechnungen von Pieper bis zu einer Energie von 77 MeV durchgeführt. Mit dieser Methode ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Experiment bis etwa 14 MeV - insbesondere für den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Dagegen zeigt die Beschreibung der Vektor-, Tensor-Polarisation und der Spin-Transfer Koeffizienten Diskrepanzen, die insbesondere durch die Behandlung mit den extrem einfach konstruierten Potentialen (lediglich Rang 1) zu erklären sind. Dabei trägt zusätzlich das Fehlen der höheren sowie gekoppelten Partialwellen zu den Differenzen bei.

P. Doleschall hat für die Wechselwirkung im Zwei-Teilchen Subsystem Potentiale mit höherem Rang konstruiert. Berücksichtigung finden S- (Rang 4), P- (Rang 2) und D- (Rang 1) Partialwellen sowie der gekoppelte ${}^3S_1 - {}^3D_1$ Zustand durch eine Rang 4 Tensorkraft. Diese Zwei-Teilchen Potentiale beschreiben die Nukleon-Nukleon Streuphasen mit Ausnahme der 3D_1 -Phase und des Mischungsparameters ε_1 bis zu Energien von 150 MeV. Ein nachteiliger Aspekt dieser Potentiale ist allerdings die Tatsache, daß das off-shell Verhalten der NNW unberücksichtigt bleibt (siehe hierzu auch /KOI 81/).

Doleschall löst die von Alt, Grassberger und Sandhas (AGS) /AGS 67/ aufgestellte Form der Faddeev Gleichungen im Impulsraum, der durch die Lovelace Variablen /LOV 64/ definiert ist. Die Übereinstimmung des vorhergesagten differentiellen Wirkungsquer-

schnitts mit dem Experiment ist - im Gegensatz zu den Polarisationsobservablen - bei Energien bis zu 30 MeV zufriedenstellend. Für die Analysierstärke findet sich jedoch eine gute Datenbeschreibung lediglich für Projektilenergien von maximal 14 MeV. Für höhere Werte weichen die vorhergesagten Winkelverteilungen dann vom Experiment sowohl in der Form als auch in der Amplitude stark ab.

Die neusten Rechnungen auf der Grundlage der AGS Gleichungen stammen von Y. Koike. Auf das von ihm entwickelte Programm und die verwendeten NNP wird in Kapitel 7 ausführlicher eingegangen.

Der Programm-Code ist so strukturiert, daß er einen systematischen Test verschiedener, separabler Potentiale erlaubt. Berücksichtigt werden, wie auch bei Doleschall, alle Drehimpulse bis zu $L = 2$ im Subsystem und der gekoppelte 3S_1 - 3D_1 Zustand. Zur Verfügung stehen neben einfachen Potentialen vom Yamaguchi Typ, die von Doleschall konstruierten Wechselwirkungen sowie neuere Potentialentwicklungen wie das GRAZ II-/MAT 82/ und das PEST-Potential /HAI 84/. Die beiden Letzteren können nur für die 1S_0 und 3S_1 - 3D_1 Partialwellen eingesetzt werden. Mit dem GRAZ II- und PEST-Potential ergibt sich eine gute Datenbeschreibung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bis zu Winkeln von $\theta_{cm} \approx 165^\circ$. Die Winkelverteilungen für die Analysierstärke werden zwar zufriedenstellender mit diesen NNP wiedergegeben, zeigen aber immer noch Diskrepanzen im Verlauf und in der Amplitude, insbesondere im Minimum des Wirkungsquerschnittes.

- Rechnungen zur inelastischen Streuung (Aufbruch)

Der Bereich des Nukleon-Deuteron Aufbruchs ist in der quantenmechanischen Behandlung schwieriger und bezüglich der programmtechnischen Verwirklichung aufwendiger. Dies liegt zum einen an der Tatsache, daß man viele unterschiedliche kinematische Situationen unterscheiden und berücksichtigen muß, zum anderen aber auch daran, daß die komplette Struktur der NNW für das Subsystem -insbesondere dessen off-shell Verhalten - in die Lösung stark eingeht.

Aufbauend auf ihren Arbeiten zur elastischen Streuung haben C. Stolk und J.A. Tjon /STJ 77/ auch die Neutron-Deuteron Aufbruchamplitude mit dem lokalen Reid soft core Potential nach der bereits skizzierten Methode berechnet. Die Resultate für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke zeigen eine starke Abhängigkeit von der zugelassenen relativen kinetischen Energie für das Subsystem (n,p-Paar) nach der Wechselwirkung und beschreiben die experimentellen Daten unzulänglich.

Ein ähnliches Verhalten findet man auch für die Vorhersagen der Winkelverteilungen, die man durch Lösen der AGS Gleichungen unter Verwendung separabler Potentiale erhält. Solche Rechnungen wurden in einem Energiebereich bis zu 50 MeV von J. Bruinsma und R.van Wageningen /BRU 77/, R.T. Cahill und I.H. Sloan /CAH 71/, J.H. Stuijvenberg und R.van Wageningen /STU 78/ und von W. Ebenhöf /EBE 72/ durchgeführt.

Die konstruierten Potentiale sind meist vom einfachen Yamaguchi-

Typ mit Rang 1 bzw. 2, oder die von Doleschall entwickelten NNW für die S- und P-Wellen.

Diese kurze Zusammenfassung zeigt, daß die Beschreibung der elastischen Neutron-Deuteron Streudaten (insbesondere für höhere Energien: $E \geq 30.0$ MeV) durch die Theorie noch nicht zufriedenstellend ist, und somit nicht als abgeschlossen betrachtet werden kann. Allerdings können die unterschiedlichen Lösungsmethoden sowie die Verwendung von lokalen bzw. separablen Potentialen durchaus miteinander konkurrieren.

Für die inelastische Streuung ist die Situation absolut unbefriedigend. Neuere realistischere Rechnungen mit verbesserten Potentialen und unter Einbeziehung einer relativistischen Kinematik für die Reaktion, wären wünschenswert. Zur Zeit erweitert Y. Koike sein bestehendes Programm, das bisher nur für die elastische Drei-Teilchen Streuung konzipiert war, auf diesen kinematischen Bereich. Erste Ergebnisse werden erst Ende 1985 vorliegen /KOI 85/.

3.2 Experimente zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Analysierstärke im Drei-Teilchensystem

Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke wurden für die Proton-Deuteron Streuung sehr intensiv über einen großen Energiebereich untersucht (Übersicht z.B. in /GRÜ 81/). Dabei ist die Qualität der Daten den entsprechenden für die Neutron-Deuteron Streuung bisher deutlich überlegen.

Nachdem man technisch in der Lage war, intensive Neutronenstrahlen zu erzeugen, untersuchte man auch die dynamischen Observablen in dem Neutron-Deuteron System. Präzise Daten liegen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung bis 30 MeV vor /ROM 70, WAN 74, SCH 83, LÜB 84/.

Anders ist die Ausgangsbasis für die Analysierstärke des Aufbruchs. Hier existierte im Energiebereich von 20-50 MeV bisher lediglich eine Messung bei einer Energie von 30 MeV für das nd System von R. Fischer et al. /FIS 78/ und bei 22.7 MeV eine weitere Messung für das pd System von F.N. Rad et al. /RAD 75/.

Diese Situation ist überraschend, da gerade der Aufbruch sensitiv auf das off-shell Verhalten der NNW sein sollte. Andererseits ist es experimentell sehr aufwendig und langwierig, diesen Reaktionskanal mit hoher statistischer Qualität zu untersuchen. Daher wurden fast alle bisher durchgeführten Experimente kinematisch unvollständig aufgenommen. Ältere Daten im Energiebereich bis 14 MeV findet man bei K. Ilakovac /ILA 63/ und S. Shirato et al. /SHI 68/. Die neusten Daten in diesem Energiebereich ($E_n = 12$ MeV) stammen aus einem kinematisch unvollständig sowie vollständig durchgeführten Experiment von W. Tornow et al. /TOR 85/.

Im Vergleich zu dieser Situation ist die Datenausgangsbasis im gesamten Energiebereich bis 50 MeV für die Analysierstärke der elastischen nd Streuung erheblich größer und von besserer Qualität. Eine ausführliche Übersicht wird in der Diplomarbeit von W. Nitz /NIT 85/ gegeben.

Um einen wesentlichen Beitrag zur Verbesserung und Erweiterung der Datenbasis speziell für den nd Aufbruch zu liefern, wurden die Analysierstärke-Verteilungen im Energiebereich von 20 bis 50 MeV gemessen. Durch die mit dieser Arbeit erzielten Resultate für den Bereich der Endzustandswechselwirkung wird ein Test der Rechnungen möglich sein.

Die Notwendigkeit der nochmaligen Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ergibt sich aus einem Vergleich zwischen den experimentellen - im Rahmen der Fehler gut übereinstimmenden - Daten und den theoretischen Vorhersagen aus Faddeev Rechnungen. Unabhängig vom NNP zeigt sich bei den Rechnungen eine sehr gute Übereinstimmung, besonders im Rückwärtswinkelbereich (Abb. 2).

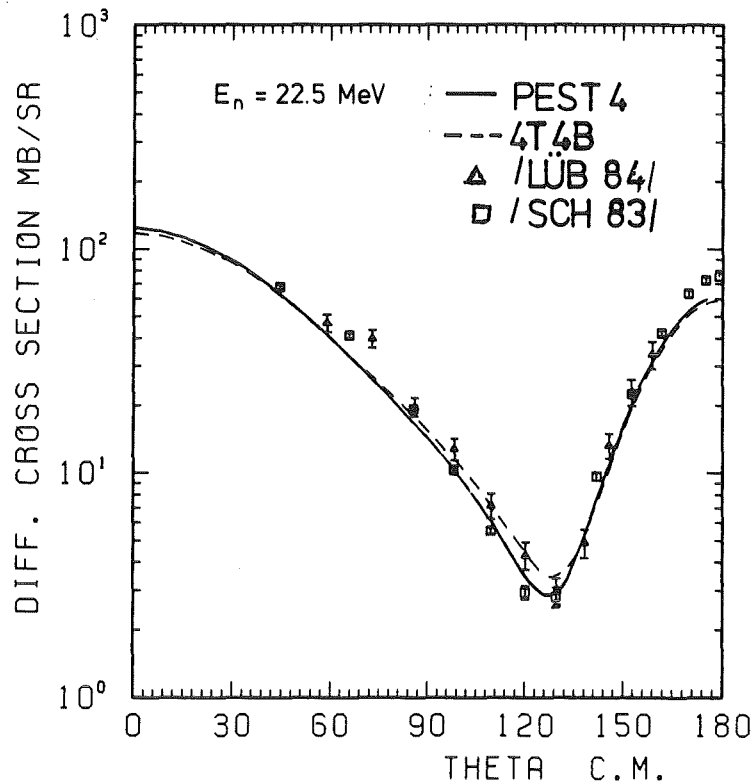


Abb. 2 Vorhersagen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für verschiedene NN-Potentiale $E=22.5 \text{ MeV}$

Dagegen ist die Diskrepanz zum Experiment gerade in diesem Teil der Winkelverteilungen auffallend groß. Dies wird besonders deutlich, wenn man das Verhältnis aus dem experimentell bestimmten zum theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitt für einen festen Winkel in Abhängigkeit von der Energie darstellt. In der Abb. 3 ist dieser Quotient mit den von P. Schwarz et al. /SCH 83/ veröffentlichten Daten und den Vorhersagen des PEST4-Potentials bei einem Winkel von $\theta_{\text{cm}} = 175^\circ$ dargestellt. Deutlich erkennbar sind ab etwa 15 MeV Diskrepanzen von ca. 20%.

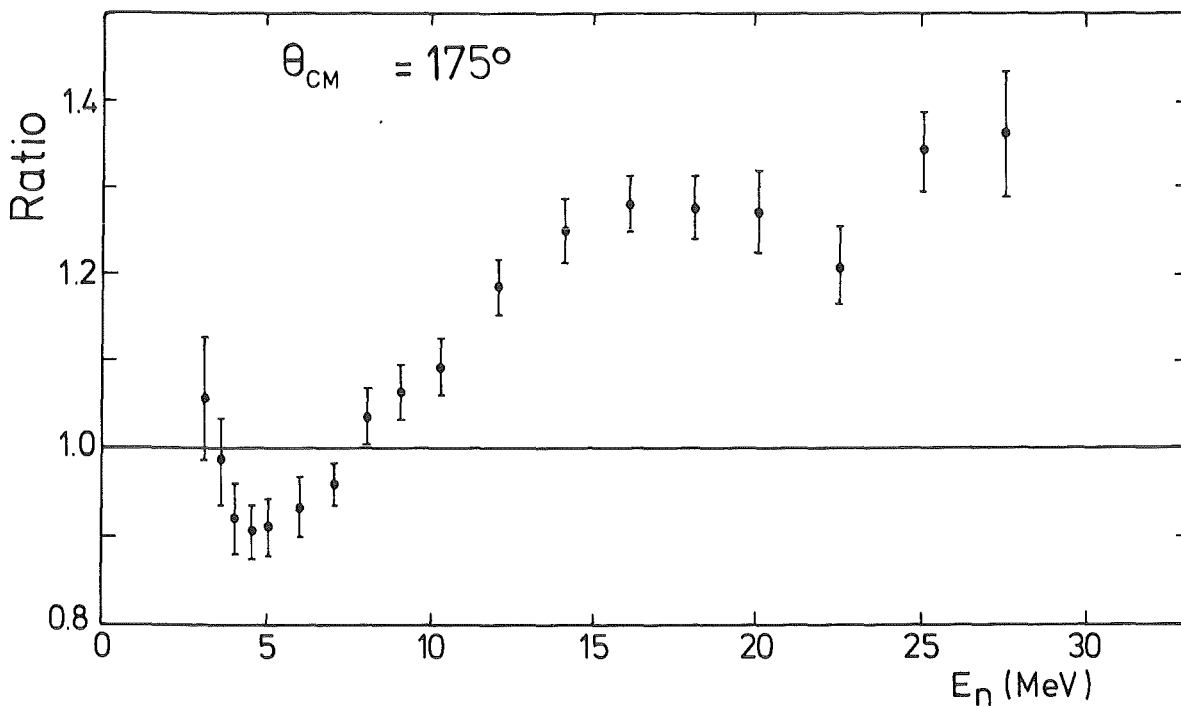


Abb. 3 Verhältnis des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die elastische nd-Streuung:
$$R = \frac{d\sigma/d\Omega \text{ experimentell}}{d\sigma/d\Omega \text{ theoretisch (PEST4)}}$$

Um festzustellen, ob die Ursache dieser Diskrepanzen in den fehlenden höheren sowie gekoppelten Partialwellen ($L \geq 2$) der theoretischen Vorhersagen oder in der experimentellen Bestimmung zu suchen ist, war die Messung dieser Observable im Rückwärtswinkelbereich erforderlich. In den meisten bisher durchgeführten

Experimenten erfolgte der Nachweis der gestreuten Neutronen. Zur Vermeidung von systematischen Fehlern wurde für die in dieser Arbeit (Kap. 6) diskutierte Messung ein anderes Meßverfahren gewählt. Dabei erfolgte der Nachweis der geladenen Rückstoßteilchen aus der elastischen n,d-Streuung.

4. Erzeugung und Eigenschaften des Neutronenstrahls (POLKA)

Die beiden in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden am weißen Neutronenstahl (POLKA) /KLA 84/ des Karlsruher Isochronzyklotrons durchgeführt. Diese Anlage bietet zur Durchführung von Streuexperimenten mit Neutronen die idealen experimentellen Voraussetzungen in Bezug auf einen stabilen und intensiven Neutronenfluß. In den folgenden Abschnitten werden die Erzeugung sowie die wichtigsten Eigenschaften (Polarisationsgrad und Energieverteilung der Neutronen) beschrieben.

4.1. POLKA - der Karlsruher Neutronenstrahlkollimator

Die Abb. 4 gibt einen Überblick über das gesamte Experimentierareal. Die Lambshiftquelle C-LASKA /BRÜ 69/ liefert rein vektorpolarisierte, senkrecht zur Streuebene ausgerichtete Deuteronen, die axial in das Zyklotron injiziert und dort mit einer Frequenz von 33 MHz auf 52 MeV beschleunigt werden. Zur Vergrößerung des dynamischen Bereichs in der Flugzeitmessung mit deren Hilfe die Energie der Primärneutronen bestimmt wird, reduziert ein spezielles Bunching- und Inflektorsystem die Frequenz des Deuteronenimpulses auf 11 MHz. Zusätzlich besteht die Möglichkeit unpolarisierte Deuteronen direkt aus einer internen Quelle des Zyklotrons zu beschleunigen.

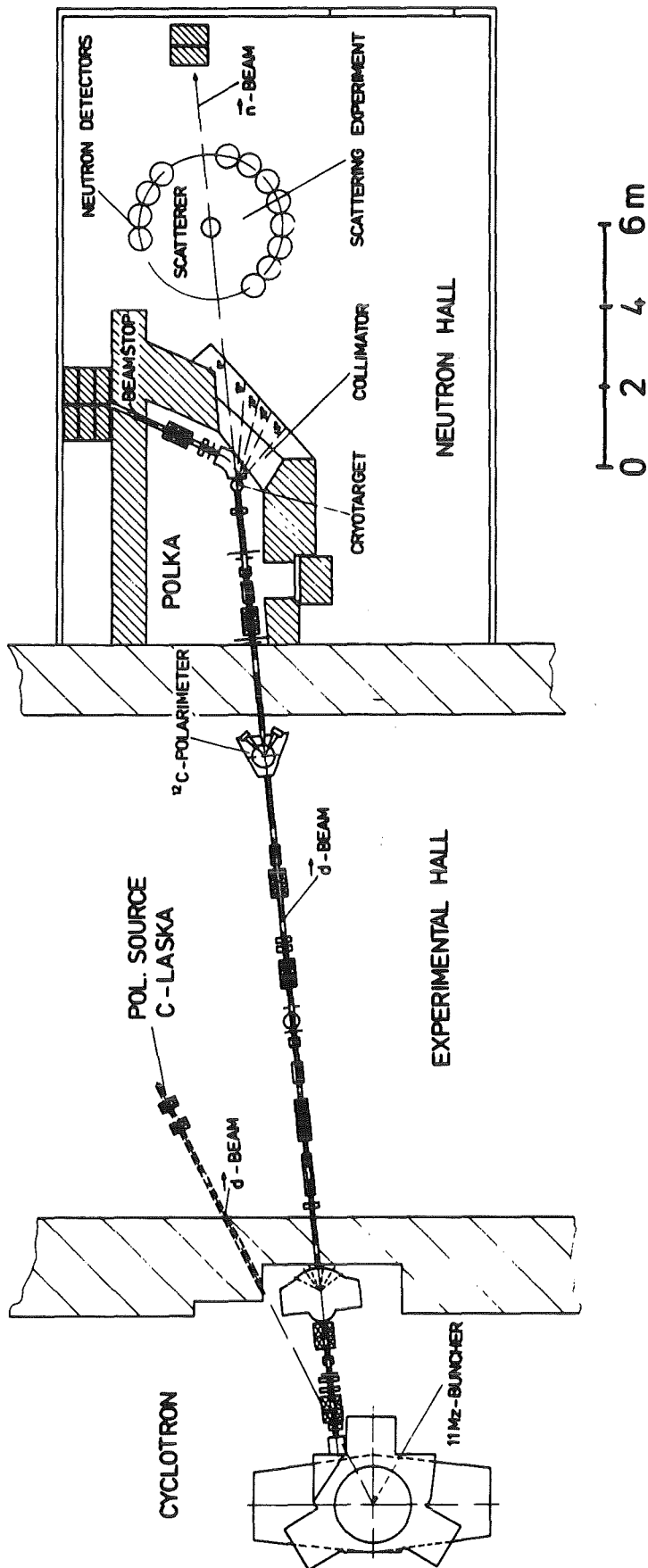


Abb. 4 Übersicht über die Gesamtanlage des Karlsruher Isochronzyklotrons und der Anlage POLKA

Die Neutronenproduktion erfolgt in einem flüssigen Deuteriumtarget /KRU 83/, über die Kernreaktionen:

$$D(d,n)^3\text{He} \quad Q = 3.3 \text{ MeV}$$

$$D(d,n) \text{ pd} \quad Q = -2.2 \text{ MeV}$$

$$D(d,n) \text{ pnp} \quad Q = -4.4 \text{ MeV}$$

Diese Neutronen werden unter 0° kollimiert durch eine Schwermetallabschirmung in den Bereich des Streuexperimentes geführt. Der durch den Kollimator definierte Öffnungswinkel in der Messung der inelastischen Analysierstärke betrug $8 \cdot 10^{-5}$ sr. In dem zweiten Experiment wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen n,d-Streuung bestimmt. Hier definierte ein zusätzlicher Nachkollimator einen Öffnungswinkel von $1 \cdot 10^{-5}$ sr. Die Deuteronen werden nach dem Targetsystem von einem Magneten um 60° aus der Neutronenstrahlrichtung gelenkt und in einem Faraday-Cup aufgefangen. Durch die Neutronenproduktionsreaktionen $D(d,n)X$ steht an der Anlage POLKA ein Neutronenstrahl mit kontinuierlicher Energieverteilung zur Verfügung. Dies erlaubt eine simultane Messung mehrerer Winkelverteilungen in einem Energiebereich von 18 bis 50 MeV durch ein einziges Experiment.

Zur Bestimmung der Primärenergie wird eine Flugzeitmessung zwischen einem Referenzsignal des Zyklotrons, das mit der Beschleunigungsfrequenz korreliert ist und dem Anodensignal aus der szintillierenden Streuprobe durchgeführt (im A_γ Experiment). Im Falle von nicht szintillierenden Streuproben (im $d\sigma/d\Omega$ Experiment) wird die Gesamtflugzeit bis zum Nachweisdetektor der gestreuten Teilchen gemessen. Mit Hilfe eines Simulationsprogrammes, das den Flugweg sowie den Energieverlust der Teil-

chen berücksichtigt, erfolgt die Umrechnung der Flugzeit in eine Energieskala.

Die Abb. 5 zeigt ein typisches Flugzeitspektrum der emittierten Neutronen. Der Peak bei einer Neutronenenergie von 50 MeV ist aufgrund des positiven Q-Wertes der Zwei-Teilchen Reaktion deutlich von dem Kontinuum des Aufbruchs getrennt. Seine Breite beträgt 4 MeV und wird durch den Energieverlust der Deuteronen im Neutronen produzierenden Target bestimmt.

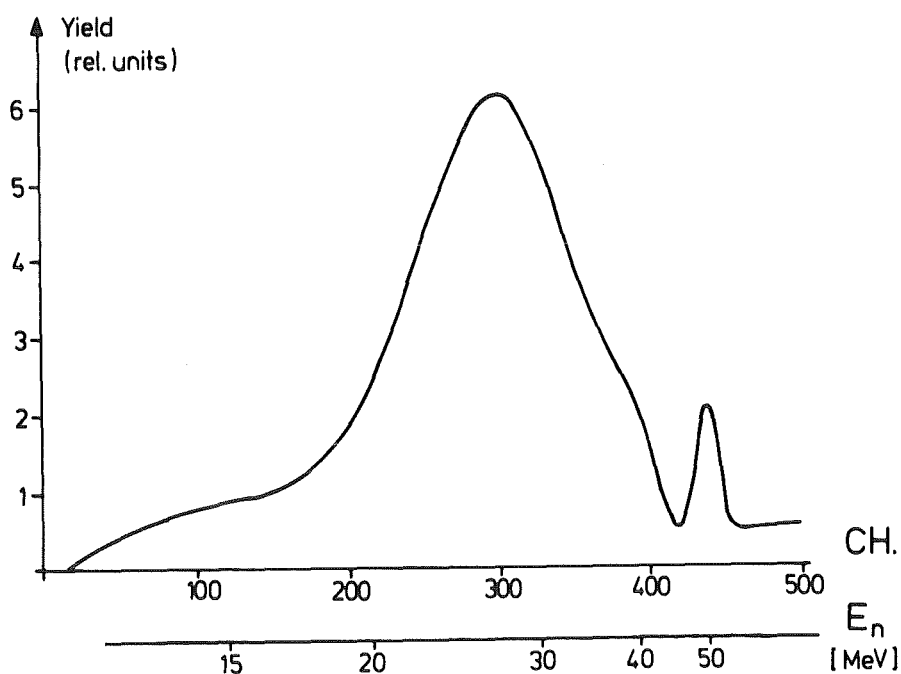


Abb. 5 Flugzeitspektrum der Neutronen aus der Karlsruher Neutronenkollimatoranlage POLKA

Zur Überwachung der Zeitstruktur des Deuteronenstrahls und damit der Kontinuität des Zyklotronbetriebs dient ein in der Nähe des Neutronen produzierenden Targets aufgebauter Stilben-detektor (1" X 1"). Mit seiner Hilfe wurden die durch Deuteronen in den Folie des Targetsystems erzeugten Gamma Quanten registriert.

4.2. Die Polarisation der Neutronen

Die Polarisation der Deuteronen wird durch Polarisationstransfer, der eine Funktion der primären Deuteronenenergie ist, teilweise auf die Neutronen übertragen.

Die Polarisation, der nach dem zuvor beschriebenen Verfahren produzierten Neutronen, ist definiert durch den Spintransferkoeffizienten $K_Y^{Y'}$ und die Polarisation des Deuteronenstrahls P_d :

$$P_n = -\frac{3}{2} K_Y^{Y'}(0^\circ) P_d \quad (4.1)$$

$K_Y^{Y'}$ ist der Anteil der Polarisation, der senkrecht zur Streuebene von den Deuteronen auf die emittierten Neutronen transferiert wird; er ist eine Funktion der Neutronenenergie und des Winkels (Abb. 6). Die Polarisation des Deuteronenstrahls ist dabei über die bekannte Analysierstärke und die Asymmetrie ε_d der $d^{12}\text{C}$ -Streuung durch

$$P_d = \frac{2 \varepsilon_d}{3 A_Y} \quad (4.2)$$

eindeutig festgelegt. ε_d wird mit Hilfe des im Strahlführungssystem positionierten Polarimeters ermittelt. Dieser Zusammenhang bedeutet jedoch, daß zur vollständigen Kalibrierung der Neutronenstrahlpolarisation ein Eichexperiment zur Bestimmung der nur ungenau bekannten Größe $K_Y^{Y'}$ durchgeführt werden mußte. Aus diesem Grunde wurden die Asymmetrie der $d^{12}\text{C}$ Streuung mit dem Polarimeter und die der Reaktion ${}^4\text{He}(n, n){}^4\text{He}$ in einem Streuexperiment simultan bestimmt. Die Polarisation des Neutronenstrahls ist über

$$P_n = \frac{\varepsilon}{A_y} \quad (4.3)$$

mit der Analysierstärke A_y und der Asymmetrie ε der elastischen $n^4\text{He}$ Streuung verknüpft.

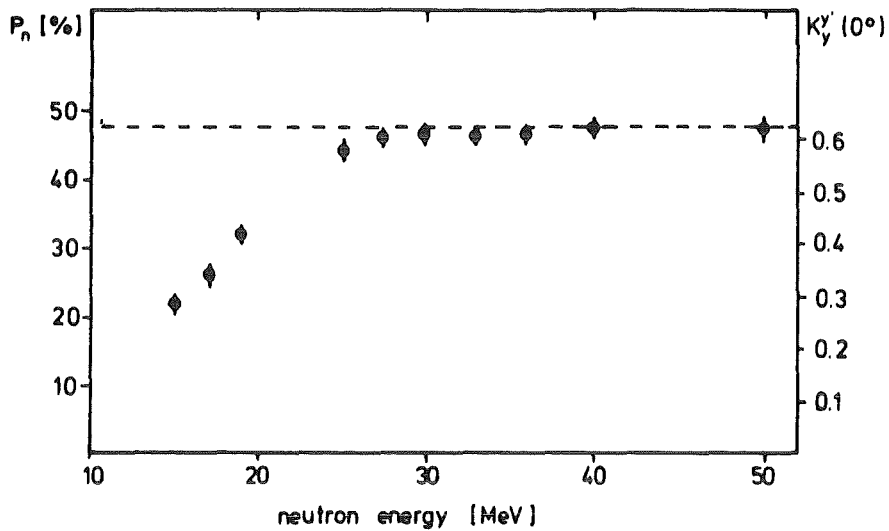


Abb. 6 Energieabhängigkeit der Neutronenpolarisation

Die Bestimmung der Polarisation des Neutronenstrahls erfolgt durch die Anpassung der gemessenen Asymmetrien an die aus Phasenanalysen gewonnenen Vorhersagen für die Analysierstärke der elastischen $n^4\text{He}$ und coulombkorrigierten $p^4\text{He}$ Streuung.

Da nach (4.1) und (4.2) $P_n \sim \varepsilon_d$ ist, war durch die gleichzeitige Messung der Asymmetrien in der $n^4\text{He}$ und $d^{12}\text{C}$ Streuung eine Eichung der Neutronenstrahl Polarisation möglich. Eine ausführliche Darstellung des Experimentes und des Kalibrierungsverfahrens findet man bei H. Krupp /KRU 84/.

5. Messung der Analysierstärke für die inelastische n, d -Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung

Mit dem zur Messung der Analysierstärke A_y konzipierten experimentellen Aufbau konnte durch den Einsatz einer szintillierenden Streuprobe gleichzeitig die elastische nd -Streuung und der Bereich der Endzustandswechselwirkung (Aufbruchskanal) untersucht werden.

In der off-line Datenanalyse erfolgte die Trennung und eine separate Auswertung der kinematisch unterschiedlich ausgezeichneten Endkanäle über die Pulsform der von den Rückstoßteilchen in der Streuprobe erzeugten Signale. Das Meßprinzip, der experimentelle Aufbau und die Durchführung der Messung wird in der Diplomarbeit von W. Nitz /NIT 85/ detailliert beschrieben. Dort werden auch die Resultate für die elastische nd -Streuung vorgestellt und diskutiert.

Zu diesen Punkten gibt das folgende Kapitel nur eine zusammenfassende Übersicht. Lediglich die Methode der Teilchentrennung wird ausführlicher behandelt, da dies die Grundlage zur simultanen Messung der beiden Reaktionskanäle bildet. Im Mittelpunkt stehen die Winkelverteilungen für den inelastischen Kanal im Bereich der Endzustandswechselwirkung, die abschließend mit den Resultaten aus der elastischen Streuung verglichen werden.

5.1. Prinzip der Meßmethode

Die Analysierstärke ist eine spinabhängige Observable, die nur dann beobachtet werden kann, wenn die Projektile oder die Kerne der Streuprobe eine Spinausrichtung (Polarisation) besitzen. Die Messungen solcher Polarisationsobservablen dienen daher speziell zur Untersuchung des spinabhängigen Anteils der Kernkräfte.

Die eigentliche Meßgröße ist die Asymmetrie, aus der man zusammen mit der bekannten Polarisation des Neutronenstrahls die Winkelverteilungen eindeutig festlegen kann. Eine solche Links-Rechts-Asymmetrie in der Intensität der gestreuten Neutronen kann man erwarten, wenn die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target davon abhängt, ob der relative Bahndrehimpuls L und der Spinvektor S des Projektils parallel oder antiparallel ausgerichtet ist.

Zur Bestimmung dieser Asymmetrie existieren zwei voneinander unabhängige Meßmethoden /FAI 59/. Die gestreuten Neutronen werden nachgewiesen:

- mit einem Detektorpaar symmetrisch zum einfallenden polarisierten Teilchenstrahl, dessen Spinrichtung konstant ist,
- oder
- mit nur einem Detektor, wenn die Polarisationsrichtung der Projektile in festen Zeitintervallen um 180° gedreht wird.

Diese beiden Methoden werden üblicherweise, zur Vermeidung von

systematischen Fehlern kombiniert, d.h. es werden Detektorpaare unter gleichen Winkeln bezüglich des einfallenden Teilchenstrahls betrieben. Zusätzlich wird die Spinrichtung der Projektile periodisch gedreht.

Nach der Baseler Konvention /BAS 60/ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung polarisierter Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen an einer unpolarisierten Streuprobe definiert durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)^0 \cdot \{1 \pm A_Y(\theta) \cdot P_n\} \quad (5.1)$$

wobei $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)^0$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Neutronen, P_n die Polarisation des Neutronenstrahls ist und das Vorzeichen "+" bzw. "-" für die Links- (L) bzw. Rechts- (R) Streuung steht. In einer Messung der Asymmetrie werden für jeden der zwei Detektoren ($\theta_R^{Lab} = \theta_L^{Lab}$) zwei Teilchenflüsse entsprechend der Spinstellung der Projektile bestimmt - insgesamt also die vier Teilchenflüsse:

$$\begin{aligned} L^\uparrow &= \phi^\uparrow \cdot \rho \cdot \eta_L \cdot \Delta_L \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot \{1 + A_Y(\theta) \cdot P_n\} \\ L^\downarrow &= \phi^\downarrow \cdot \rho \cdot \eta_L \cdot \Delta_L \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot \{1 - A_Y(\theta) \cdot P_n\} \\ R^\uparrow &= \phi^\uparrow \cdot \rho \cdot \eta_R \cdot \Delta_R \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot \{1 + A_Y(\theta) \cdot P_n\} \\ R^\downarrow &= \phi^\downarrow \cdot \rho \cdot \eta_R \cdot \Delta_R \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(\theta) \cdot \{1 - A_Y(\theta) \cdot P_n\} \end{aligned} \quad (5.2)$$

$\phi^\uparrow, \downarrow$ gibt den Primärfluß der Projektile für die jeweilige Polari-

sationsrichtung, ρ die Massenbelegung des Targets, $\eta_{L,R}$ die Ansprechwahrscheinlichkeit (Efficiency) der Detektoren und $\Delta_{L,R}$ den jeweiligen vom Detektor abgedeckten Raumwinkel an. Die Asymmetrie ε ist dann bei dieser Methode durch die gemessenen Zählraten im linken und rechten Detektor bestimmt:

$$\varepsilon(E_n, \theta) = \frac{r - 1}{r + 1} \quad (5.3)$$

mit
$$r = \left[\frac{L\uparrow \cdot R\downarrow}{L\downarrow \cdot R\uparrow} \right]^{\frac{1}{2}}$$

aus der man bei bekannter Polarisation P_n des Primärstrahles mit Hilfe der Beziehung (4.3) die Analysierstärke

$$A_Y(E_n, \theta) = \frac{\varepsilon(E_n, \theta)}{P_n} \quad (5.4)$$

bestimmen kann.

Bei identischem Neutronenfluß in jeder Spinrichtung wird man durch dieses Verfahren von Raumwinkel-, Efficiency- und Flußnormierungsfehlern unabhängig. Diese Größen eliminieren sich in der Beziehung (5.3).

5.2. Aufbau, Elektronik und Datenaufnahme

Die Winkelverteilungen der elastischen Streuung, sowie die für den kinematischen Bereich der Endzustandswechselwirkung (FSI) wurden in einem einzigen Aufbau aufgenommen, der in der Abb. 7 gezeigt ist.

Symmetrisch zu der Einfallstrajektorie des Neutronenstrahls wurden insgesamt 20 paarweise angeordnete Neutronendetektoren einjustiert. Diese Nachweisdetektoren bestanden aus stehenden mit dem Flüssigszintillator (NE213) gefüllten Zylindern (Höhe 200 mm, \varnothing 140 mm).

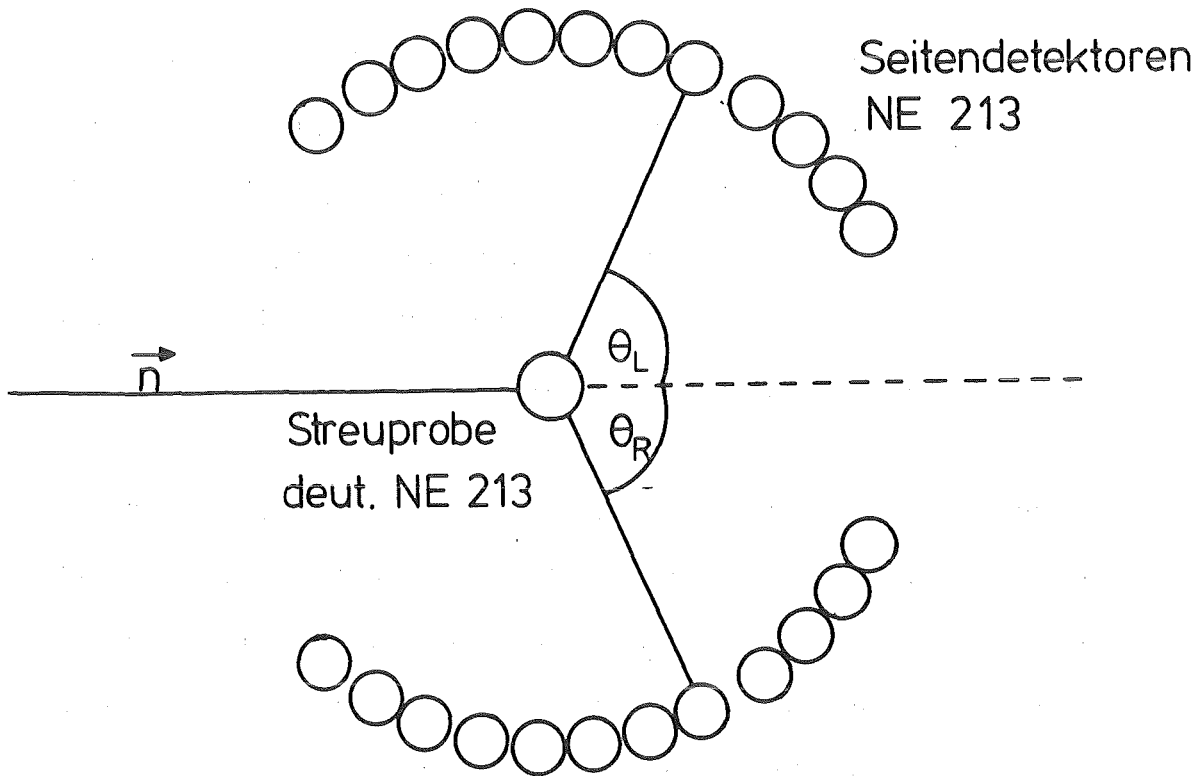


Abb. 7 Experimenteller Aufbau zur simultanen Messung der Analysierstärke für die elastische und inelastische (FSI) nd-Streuung im Energiebereich von 18 bis 50 MeV

Aufgrund der hohen Statistik im vorderen Winkelbereich konnten die beiden ersten Detektorpaare nach etwa der Hälfte der Gesamtmeßzeit auf neue Positionen verstellt werden, sodaß es möglich war, über einen Bereich von 39° bis 153° (im Laborsystem) an 12 Winkelpositionen mit einem Abstand von 9.5° Daten aufzunehmen. Zwischen den Neutronendetektoren und der Streuprobe betrug der Abstand ein Meter. Diese Probe, ein mit Titanoxid beschichteter Glaszylinder (Höhe 3'', \varnothing 3'') war mit deuteriertem NE213 Flüssigszintillator gefüllt, einer organischen Mischung aus deuteriertem

Naphthalen ($C_{10}D_8$), dem deuterierten Lösungsmittel Benzol (C_6D_6) und einem Frequenzwandler (POPOP).

Zur elektronischen Signalverarbeitung wurden die Nachweisdetektoren in drei Winkelgruppen zusammengefaßt; dies hatte den Vorteil eines kleineren dynamischen Meßbereichs innerhalb jeder Gruppe. Um den Untergrund zu reduzieren und eine geringere Totzeit in der Datenaufnahme zu erzielen, erfolgte eine Mehrfach-Koinzidenzmessung. Dabei wurden nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen sowohl der Streuer als auch einer der Neutronendetektoren angesprochen hatte.

Verarbeitet wurden von allen Detektoren, inklusiv der Streuprobe, jeweils das Dynoden- und Anodensignal (Energie- und Zeitinformation). Ihre weitere elektronische Verarbeitung ermöglichte eine Adressenkennung (Routing) für die einzelnen Detektoren sowie die Generierung eines Pulsform-Signals zur anschließenden off-line Teilchendiskriminierung.

Die Ereignisse wurden nur dann abgespeichert, wenn alle Informationen innerhalb einer Koinzidenzzeit ($\sim 2\mu s$) am Datenaufnahmesystem bereit standen. Über Analog Digital Konverter (ADC) erfolgte mehrparametrisch in einem 'List-mode' Experiment die Aufzeichnung aller Daten mit einem ND-4420 (Nuclear Data) Vielkanalanalysatorsystem.

Dabei ist jedes Ereignis durch die folgenden Parameter charakterisiert:

1. die Seitenflugzeit TOF_s ; sie entspricht der von den gestreuten Neutronen benötigten Zeit zwischen der Streuprobe und den Nachweisdetektoren.
2. die Impulshöhe der Rückstoßteilchen in den Seitendetektoren E_r^{Det}
3. die Pulsform in den Seitendetektoren PS_{Det} ; sie dient zur Teilchenidentifizierung
4. die Impulshöhe der Rückstoßteilchen im Streuer E_r^S
5. die Pulsform des Szintillationssignals aus der Streuprobe PS_S
6. die Quellflugzeit TOF_Q ; sie entspricht der Zeit, in der die Primärneutronen die Strecke zwischen dem Produktionstarget und dem Streutarget zurücklegen. Diese Information wird zur Bestimmung der Primärenergie der Neutronen benötigt.
7. die Routing Information R; sie ermöglicht in der Analyse die Identifizierung der einzelnen Detektoren sowie die Erkennung der Spinorientierung.

Zur Bestimmung und Überwachung der Deuteronenpolarisation wurden parallel zum Streuexperiment die Signale der Polarimeterdetektoren über einen weiteren ADC im 'Single-modus' in das Vielkanalanalysatorsystem eingelesen. Dabei waren beide Experimente so miteinander korreliert, daß nur dann eine Akkumulierung der Daten in den Polarimeterspektren stattfand, wenn das eigentliche Streuexperiment gestartet war.

Die Gesamtmeßdauer erstreckte sich über ca. 220 Stunden. Da in dieser langen Zeit Effekte wie z.B. Verstärkungsänderungen in der Experimentelektronik und Schwankungen in den Betriebsparametern des Zyklotrons auftreten können, wurde das Experiment in insgesamt 82 kürzere, etwa zweistündige Einzelmessungen aufgeteilt und die Polarisation der Deuteronen aus der Lambshift Quelle alle 100 Sekunden um 180° gedreht. Durch diese Maßnahmen besteht die Möglichkeit, die Daten in der off-line Analyse für jede Einzelmessung bezüglich Veränderungen zu korrigieren. Zusätzlich wird der Einfluß der systematischen Fehler dadurch verringert.

5.3 Datenanalyse

Die während des Experimentes als Massenspeicher dienenden Magnetbänder wurden an der IBM-3081 Großrechenanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe bearbeitet.

Nach einer Anpassung der 12-Bit Datenstruktur des Vielkanalanalysatorsystems an die der IBM-3081-Anlage (32-Bit), erfolgte zunächst die Korrektur der Daten. Zu diesem Zweck wurden die Projektionsspektren der Flugzeiten für jedes Einzelexperiment gebildet. Mit ihrer Hilfe konnten zeitliche Verschiebungen, verursacht durch Änderungen in der Phasenlage im Beschleunigungs- bzw. Bunchingsystem, korrigiert werden. Nach der Kalibrierung der Impulshöhenspektren mit Hilfe der Primärflugzeit erfolgte deren Korrektur. Hierzu wurden die eindimensionalen Projektionen der Impulshöhe bei einer Energie von 50 ± 2 MeV gebildet und die Kanallage des Schwerpunktes in den Spektren der Einzelmessungen kontrolliert. Die so ermittelten Verstärkungsschwankungen von ca.

2% wurden durch die Anbringung eines Korrekturfaktors kompensiert. Abschließend erfolgte die Kontrolle und Korrektur der Pulsform Information. Veränderungen in der Lage des Kanalschwerpunktes wurden mit Hilfe der eindimensionalen Projektionen ebenfalls bei einer Energie von 50 ± 2 MeV ermittelt und additiv korrigiert.

Erst nach diesen Korrekturen wurden alle Daten innerhalb der drei Winkelgruppen zusammengefaßt und über die Pulsform Information der Streuprobe die Teilchen abgetrennt.

Grundlage dieser Trennung ist die unterschiedliche Abklingzeit des Szintillationslichtes im Flüssigkeitsdetektor in eine intensive, schnelle (2-30 ns) und eine schwächere, langsame ($\sim \mu\text{s}$) Komponente. Durch größere Ionisationsdichten, die auf einen höheren spezifischen Energieverlust zurückzuführen sind, wird die Intensität des schnellen Anteils im Szintillationspuls reduziert, während die des langsamen nahezu unverändert bleibt. Die Impulsform des Szintillatorsignals hängt dadurch von der Ionisationsdichte und somit von der Teilchenart ab. Diese Eigenschaft war bei dem verwendeten deuterierten NE213 Material sehr gut ausgeprägt und konnte daher zur Pulsform Diskriminierung (pulse shape discrimination PSD) in der off-line Analyse verwendet werden. Das Pulsform Verhalten des Streuers wird in der Abb. 8 gezeigt.

In dieser Matrix ist die Pulshöhe über der Pulsform im Streuer für einen Energiebereich von 36 bis 50 MeV im Rückwärtswinkelbereich dargestellt. Deutlich zu erkennen sind vier Teilchengruppen:

1. Rückstoßdeuteronen aus der elastischen nd-Streuung
2. Protonen aus dem nd-Aufbruch und Reaktionen am ^{12}C
3. Alphateilchen und schwerere Reaktionsprodukte aus dem ^{12}C -Aufbruch
4. Elektronen aus der Compton Streuung von Gamma Quanten

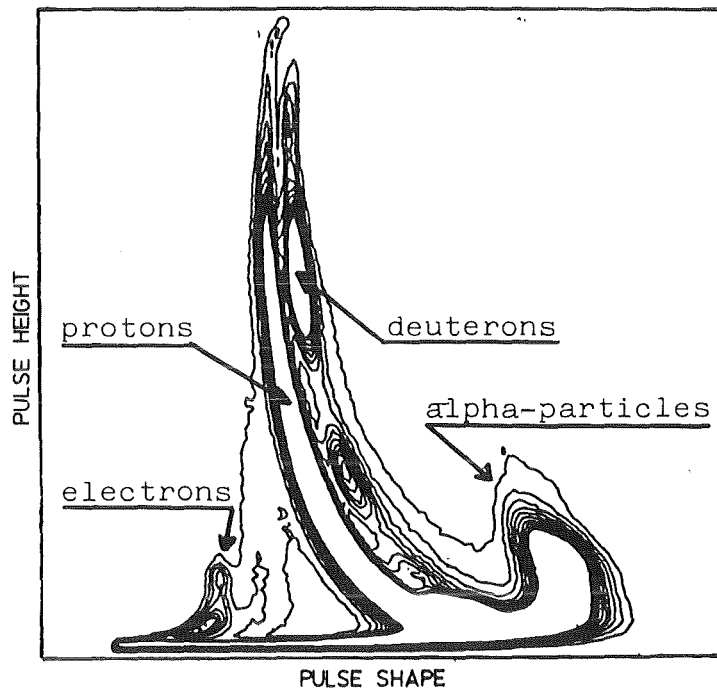


Abb. 8 Matrixdarstellung Pulshöhe über der Pulsform in der Streuprobe für Neutronenenergien von 36 bis 50 MeV und den Rückwärtswinkelbereich

Die verschiedenen Teilchenbereiche wurden aufgrund dieser Information voneinander getrennt. Das Ergebnis dieser Trennung ist in der Abb. 9 wiedergegeben.

In dieser zweidimensionalen Projektion wird die Energie der Rückstoßteilchen E_r^S über der Seitenflugzeit TOF_s aufgetragen. Die linke Bildhälfte der Abb. 9a gibt das Resultat für die Rück-

→
stoßdeuteronen aus der elastischen nd -Streuung, die rechte das
analoge für die Protonen aus dem Aufbruch und den inelastischen
→
Ausgangskanälen der $n^{12}\text{C}$ -Streuung wieder. Die Abtrennung der
Rückstoßdeuteronen war extrem scharf möglich. Deren kinema-
tischer Bereich ist in der Abb. 9a deutlich zu erkennen und nur
noch mit Doppelstreuereignissen behaftet. Für diesen Teil des
Experimentes war es daher einfach, durch Integration der Kanal-
halte in den Matrizen die Zählraten der Detektoren zu bestimmen.

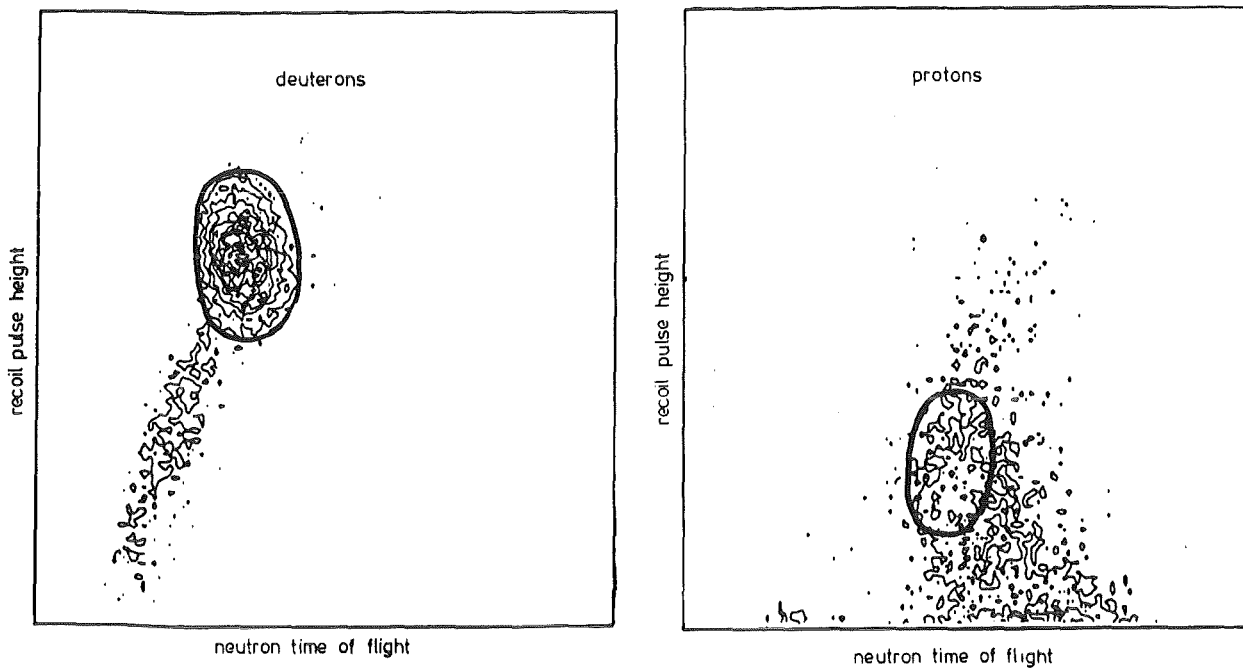


Abb. 9 Zweidimensionale Darstellung der Neutron Streuereignisse für $E_n = 25 \text{ MeV}$ und $\theta_{\text{lab}} = 102^\circ$

- a) elastische Streuung und Doppelstreuereignisse
- b) Aufbruchprotonen und inelastische ^{12}C -Streuung mit einem Proton im Ausgangskanal

Zur Auswertung der inelastischen Streuung mußte mit Hilfe der Kinematik und der Lichtausbeutefunktion der Protonen im

Szintillatormaterial zunächst der Schwerpunkt der Endzustandswechselwirkung in der Streumatrix festgelegt werden. Kinematisch wurde dabei die Wechselwirkung in einer Zwei-Körperkinematik behandelt, wobei durch Variation des Q - Wertes von -2.24 MeV um -1.00 MeV eine relative kinetische Energie im Neutron-Proton-Paar (d^*) von $E_{kin}^{rel} \leq 1.0$ MeV zugelassen wird. Hinzu kam die Annahme, daß sich die Rückstoßenergie $E_r^{d^*}$ auf das Proton und Neutron je zur Hälfte aufteilt. Unter Berücksichtigung der Lichtausbeutefunktion L_p für Protonen erhält man damit für die Impulshöhe I_p der Protonen aus dem Aufbruch:

$$I_p = \frac{E_r^{d^*}}{2} \cdot L_p \quad (5.5)$$

Da die Kinematikrechnung auch die Flugzeit der gestreuten Neutronen bestimmt, konnte in den kalibrierten Spektren der Auswertebereich für die Endzustandswechselwirkung festgelegt werden. Integriert wurden die Kanalinhalte mit der gleichen kinematischen Auflösung wie sie auch für die elastische Streuung zugrunde lag, zuzüglich einer kleinen Energieerweiterung bedingt durch die Annahme einer maximalen relativen kinetischen Energie von 1.0 MeV im Neutron-Proton-Paar (d^*).

5.4 Diskussion der Ergebnisse

Die nach der geschilderten Methode (Gleichung 5.4) bestimmten Analysierstärken der inelastischen n, d -Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung ($E_{kin}^{rel} \leq 1.0$ MeV) sind in der Abb. 10 bis auf die Verteilung bei $E=30$ MeV dargestellt. Das Resultat bei dieser Energie wird zusammen mit Vergleichsdaten in der Abb. 11 gezeigt. Die Tab. A im Anhang dieser Arbeit faßt die numerischen

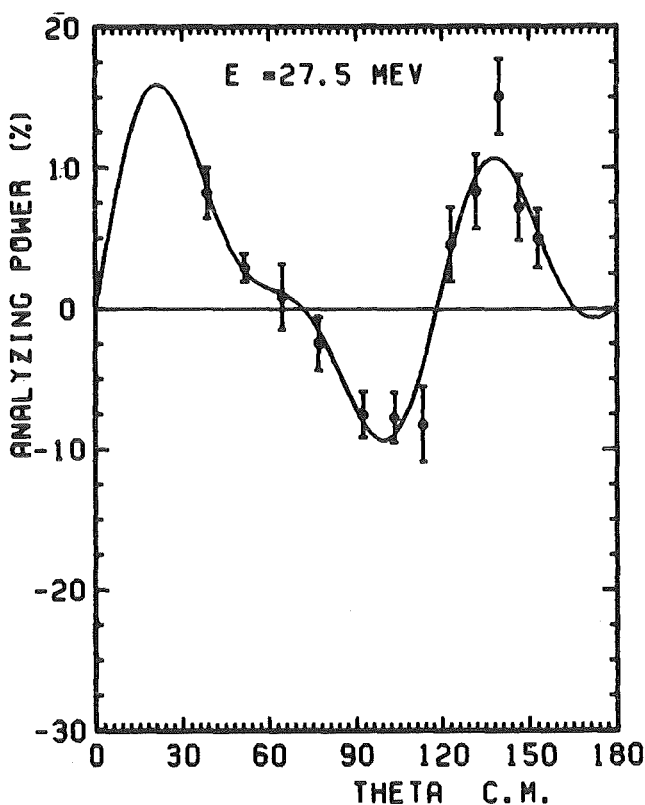
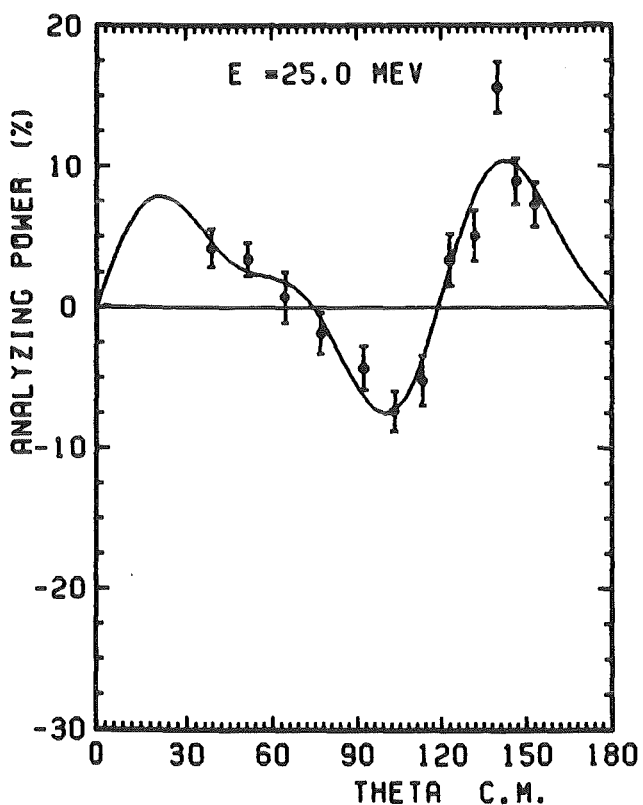
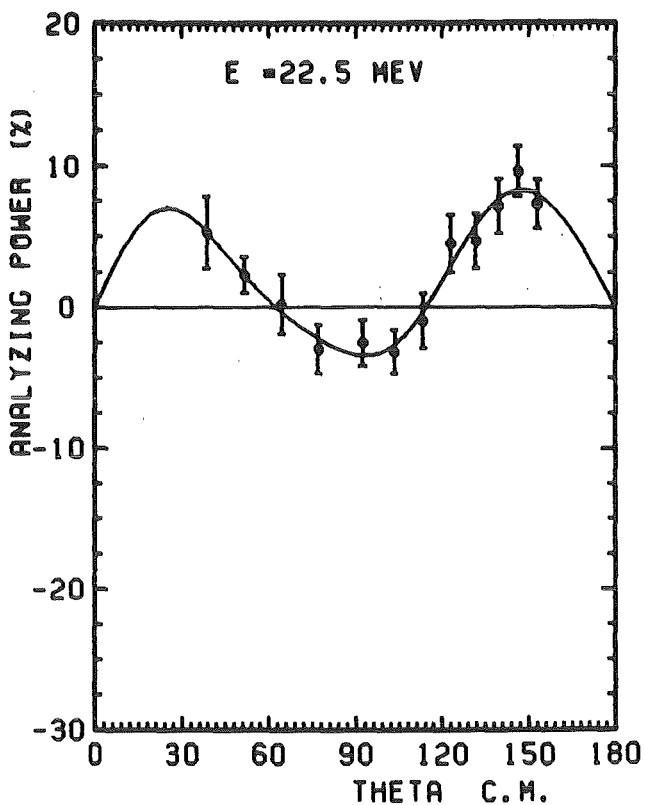
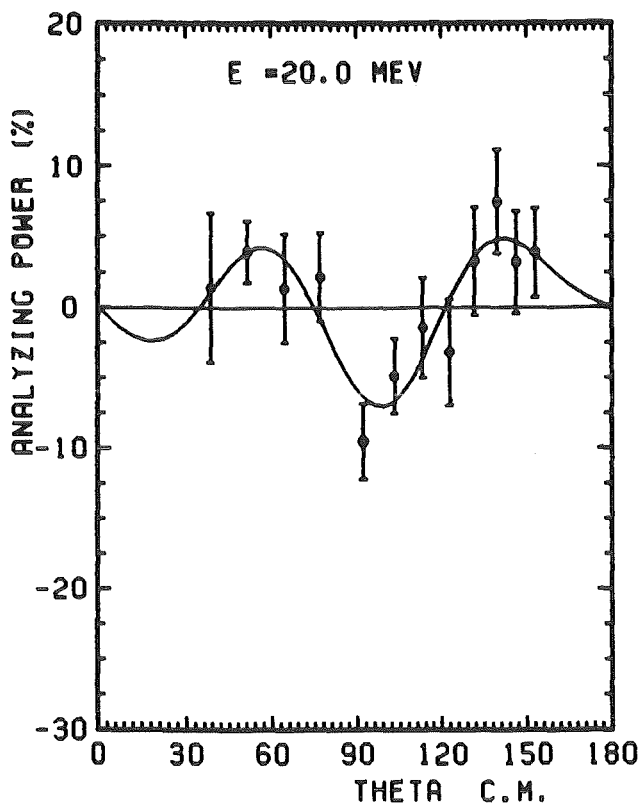


Abb. 10 Analysierstärke Verteilungen für die inelastische n,d-Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung (20.0-27.5 MeV)

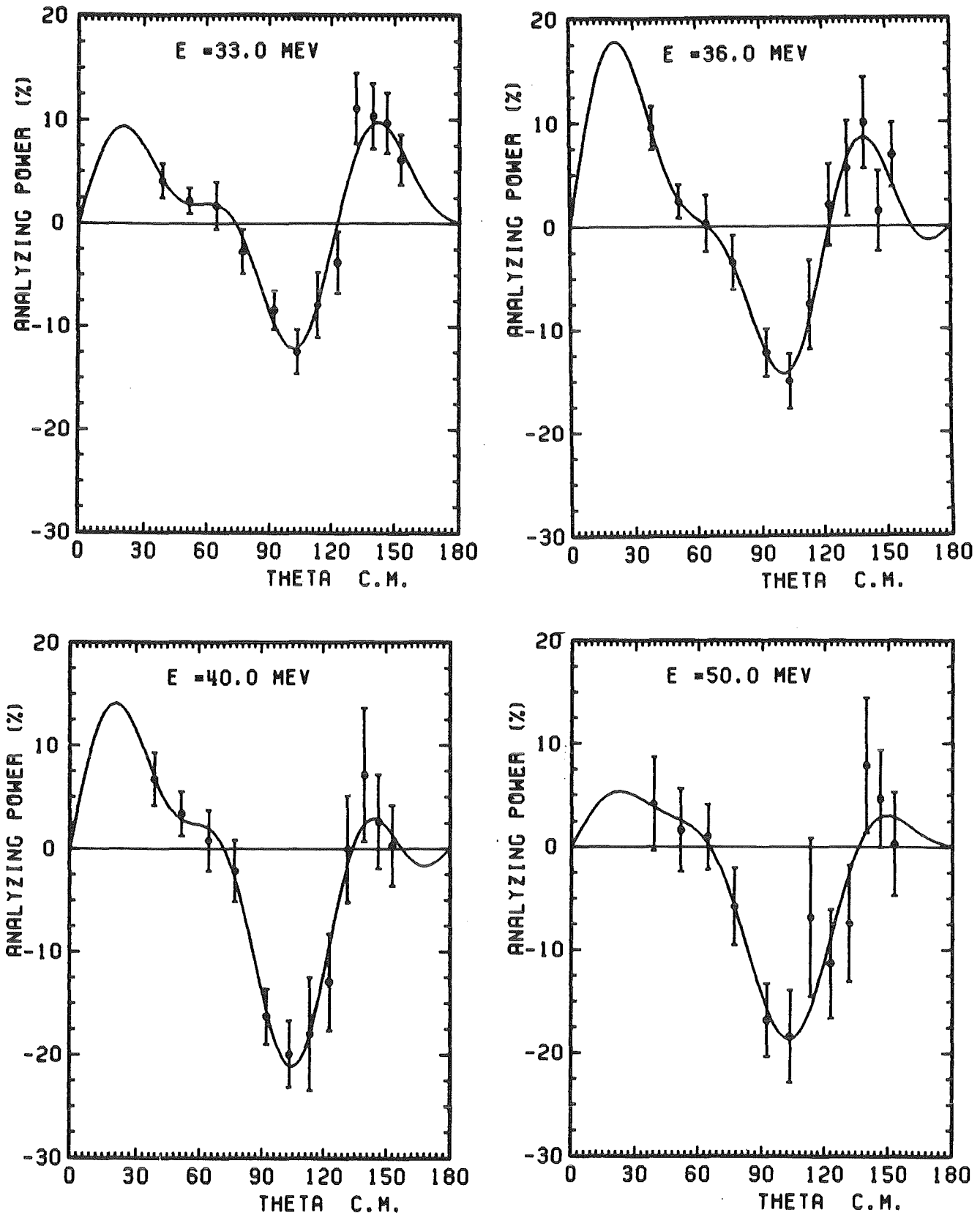


Abb. 10 Analysierstärke Verteilungen für die inelastische n,d-Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung (33.0-50.0 MeV)

Werte zusammen. Dabei entsprechen die angegebenen Werte für ΔA_y ausschließlich dem statistischen Fehler. Nicht berücksichtigt wurde die Unsicherheit in der Neutronenpolarisation, da diese wie ein Skalierungsfaktor wirkt; ihr Wert ist jedoch in der Tabelle angegeben. Die in der Abb. 10 eingezeichneten Kurven repräsentieren eine Anpassung an die Daten mit Hilfe der assoziierten Legendre Polynome erster Ordnung $P_\ell^{m=1}$. Die Koeffizienten A_ℓ^1 der Polynome wurden mit Hilfe des χ^2 -Test ermittelt. Alle Koeffizienten bis zu $\ell=6$ wurden frei variiert und berücksichtigt. Ihre Werte sind im Anhang (Tab. B) tabellarisch angegeben.

Aufgrund der komplexeren kinematischen Situation in der Endzustandswechselwirkung, konnten im Gegensatz zur elastischen Streuung bezüglich der endlichen Geometrie des Aufbaus und den Doppelstreueffekten in der Streuprobe keine Korrekturrechnungen durchgeführt werden.

Erstmalig liegen jetzt Resultate für diese Polarisationsobservable über einen großen in der Anlage POLKA zugänglichen Energiebereich (20 - 50 MeV) vor. Gegenüber der einzigen bisher publizierten und vergleichbaren Winkelverteilung von R. Fischer et al. /FIS 78/ bei 30.0 MeV resultierte eine deutliche Verbesserung der statistischen Fehler um einen Faktor zwei bis drei. Der Vergleich bei dieser Energie ist in der Abb. 11 dargestellt. Die von R. Fischer et al. veröffentlichten Daten konnten in ihrem Verlauf bestätigt werden. Auch zu einem Vergleich mit dem Proton-Deuteron Streuprozeß steht im Energiebereich, der an der Anlage POLKA zugänglich ist, nur eine Winkelverteilung bei einer Energie von 22.7 MeV zur Verfügung. Dieses Experiment wurde von F.N. Rad

et.al. /RAD 75/ am Zyklotron in Berkeley (USA) ebenfalls nach dem in Kap 5.3 beschriebenen Prinzip und unter identischen Annahmen durchgeführt sowie ausgewertet. Auch in dieser Veröffentlichung werden lediglich die statistischen Fehler angegeben.

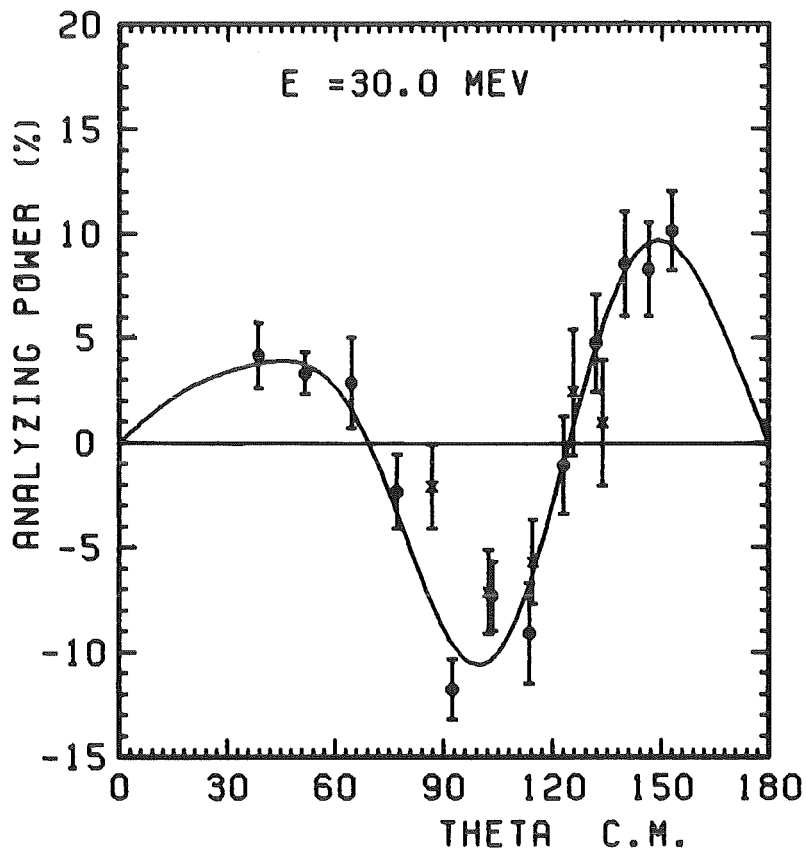


Abb. 11 Analysierstärke der n, d -Streuung $E=30.0$ MeV
 \times R. Fischer et al. /FIS 78/
 \circ diese Arbeit
— assoziierte Legendre Anpassung an die Daten dieser Arbeit

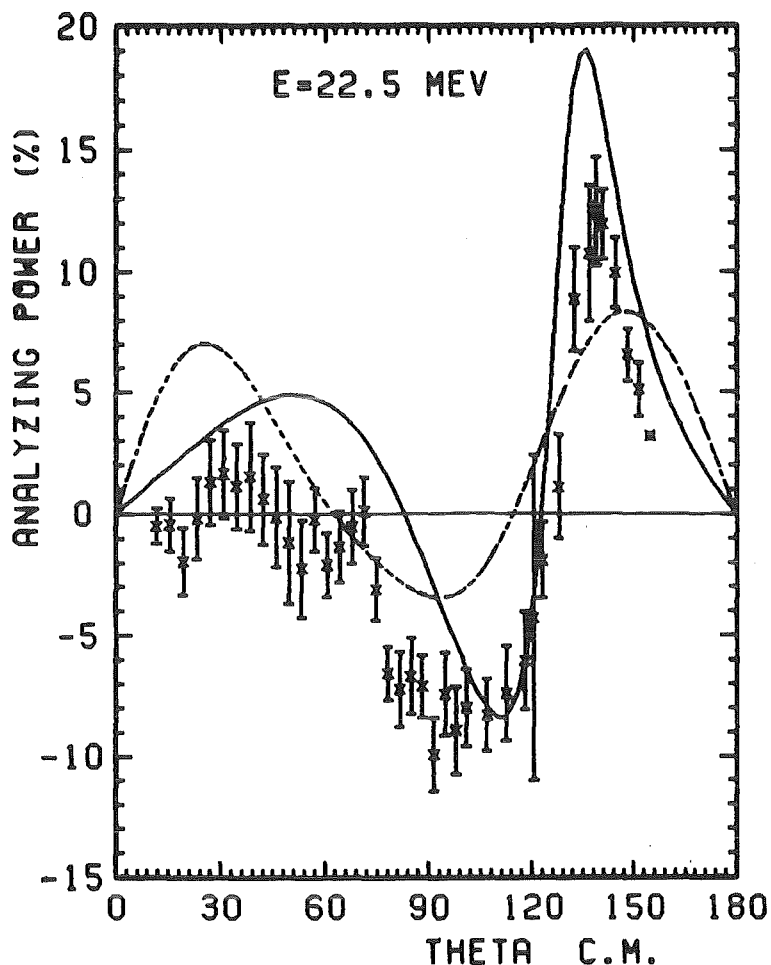


Abb. 12 Vergleich der n,d- und p,d-Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung
 × p,d E=22.7 MeV /RAD 75/
 --- n,d E=22.5 MeV; Anpassung mit assoziierten Legendre Polynomen (diese Arbeit)
 — n,d Vorhersage des PEST4 Potentials; elastische Streuung

Die Statistik der hier vorgestellten Analysierstärke-Verteilungen für den Aufbruch kann nunmehr mit dem geladenen Teilchenkanal konkurrieren. In der Abb. 12 werden die beiden Ergebnisse bei der Energie von 22.7 MeV für das p,d- und 22.5 MeV für das n,d-System gegenübergestellt. Zur besseren Übersicht erfolgte nur die Einzeichnung der Meßpunkte für die von Rad et al. ermittelte Winkelverteilung (×). Das Ergebnis dieser Arbeit wird durch den aus der Anpassung der Daten mit assoziierten Legendre Polynome gewonnen Verlauf (gestrichelte Kurve) wiedergegeben. Zum besseren Vergleich und zur Verdeutlichung der Unterschiede ent-

hält die Abb. 12 neben den Analysierstärke-Verteilungen der inelastischen Streuung (FSI) für das p, d -System und n, d -System auch den Verlauf der elastischen n, d -Streuung bei einer Energie von 22.5 MeV. Diese durchgezogene Kurve repräsentiert das Resultat einer Faddeev Rechnung unter Verwendung des PEST4 Potentials in der NNW (Kap. 7).

Während der Verlauf der n, d und p, d Analysierstärke-Verteilung für den Bereich der FSI ähnlich ist, zeigt sich ein deutlicher Unterschied in den Maximalwerten beider Resultate. F.N. Rad fand für das p, d -System eine qualitative Übereinstimmung in Form und Amplitude der Winkelverteilung zwischen dem elastischen Ausgangskanal und dem inelastischen im Bereich der Endzustandswechselwirkung. Größere Unterschiede wurden lediglich für den Bereich der Rückwärtswinkel bestimmt. Dagegen unterscheidet sich das in dieser Arbeit erzielte Ergebnis stark in der Amplitude der Analysierstärke Verteilung und liegt deutlich unter den entsprechenden Werten für die elastische Streuung.

Durch den Einsatz einer szintillierenden Streuprobe liegen aus dem in Kap 5.2 beschriebenen Streuexperiment auch die Analysierstärke Verteilungen für die elastische Streuung vor, deren Werte tabelliert im Anhang (Tab. C) aufgeführt werden. Im Gegensatz zu dem p, d Experiment, das bei einer festen Primärenergie durchgeführt wurde, bestand nun die Möglichkeit, bei allen acht ausgewerteten Energien, einen systematischen Vergleich zwischen beiden Ausgangskanälen durchzuführen. Die Abb. 13 zeigt ein

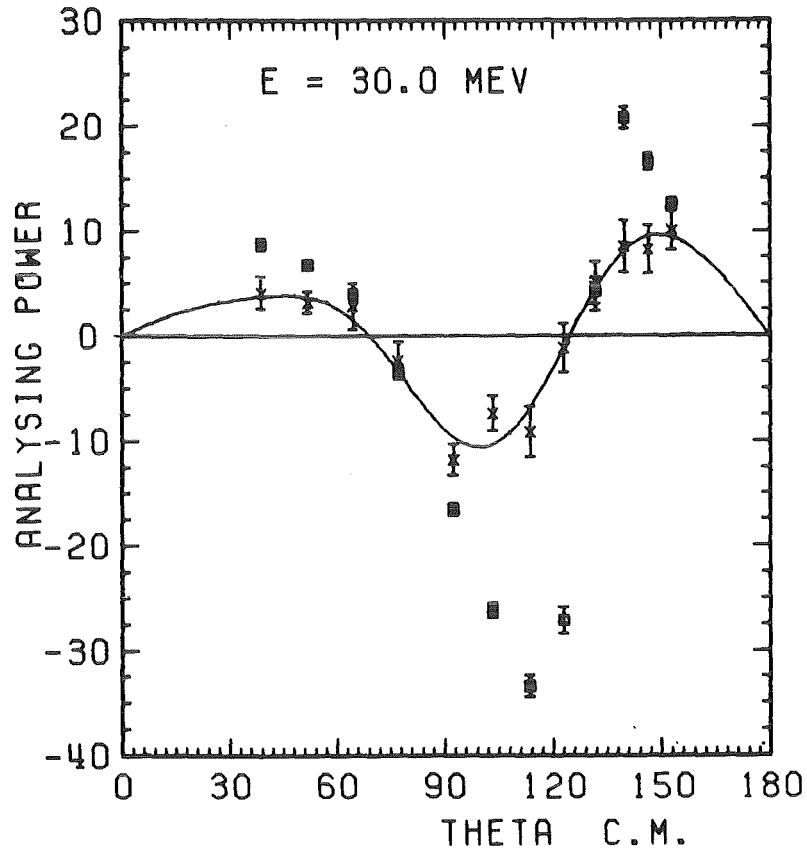


Abb. 13 Vergleich der Analysierstärke für die elastische und inelastische (n,d)-Streuung
□ n,d elastisch /NIT 85/
× n,d inelastisch diese Arbeit
— Anpassung an die Daten der inelastischen n,d Streuung

typisches Resultat bei einer Energie von 30.0 MeV. Die Gegenüberstellungen bestätigen die bereits in der Abb. 12 gezeigten Differenzen in den Meßwerten beider Ausgangskanäle. Bei allen Verteilungen im ausgewerteten Energiebereich ist der Verlauf der Datenpunkte stets ähnlich, allerdings unterscheiden sich die Werte der Analysierstärke um einen Faktor zwei bis drei zwischen dem elastischen und inelastischen Kanal.

Dieses Ergebnis ist nicht überraschend. Ein solcher Unterschied wurde sogar erwartet. Die Annahme einer relativen kinetischen

Energie von maximal 1.0 MeV führt zu einer Vergrößerung des Phasenraumes und damit zu einem erweiterten Auswertebereich. Erste Versuche von C. Stolk und J.A. Tjon /STJ 77/, die Observablen aus Faddeev Rechnungen zu bestimmen, zeigten jedoch schon eine große Abhängigkeit des Resultats von der relativen kinetischen Energie. Zusätzlich spielt jetzt auch noch die Spin-Spin Wechselwirkung im Endzustandspaar (d^*), die zu einer anderen Spin-Bahn Kopplung führen kann, eine wesentliche Rolle. Die Spin-Spin Wechselwirkung ist von besonderer Bedeutung, da nach dem Aufbruch des Deuterons und der kinetischen Energie zwischen dem Neutron-Proton Paar, dieses Zwei-Teilchensystem sowohl in einem 1S_0 als auch im 3S_1 Zustand vorliegen kann, im Gegensatz zur elastischen Streuung. Eine Identität in den Analysierstärke Verteilungen der beiden Reaktionskanäle ist daher nicht zu erwarten.

Das in dieser Arbeit erzielte Resultat wird nicht nur von den älteren Daten von R. Fischer et al., sondern auch durch die neueren Messungen von W. Tornow et al. /TOR 85/ bei einer Energie von 12 MeV bestätigt, der ebenfalls eine ähnliche Differenz in der Analysierstärke beobachtete.

6. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische n,d-Streuung

In einem zweiten Experiment wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Neutron-Deuteron Streuung bestimmt. Dabei beschränken sich die Untersuchungen auf den Rückwärtswinkelbereich ab $\theta_{cm} \geq 130^\circ$ (center of mass). Hier ist wie bereits in der Übersicht (Kap. 3) diskutiert die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment besonders groß. Die theoretischen Vorhersagen mit verschiedenen NNP verlaufen in diesem Bereich jedoch nahezu identisch. Ursache hierfür ist die Tatsache, daß für genügend große Bahndrehimpulse dieser Winkelbereich durch den theoretisch sehr genau bekannten langreichweitigen Protonen-Austausch-Prozeß dominiert wird. Aufgrund der großen räumlichen Ausdehnung des Deuterons bestimmt daher nur dieser Prozeß, der in allen Potentialansätzen berücksichtigt wird, den Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Bereich der Rückwärtswinkel.

6.1 Prinzip der Messung

In fast allen bisher durchgeführten Messungen wurden zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes die gestreuten Neutronen nachgewiesen. Diese Nachweismethode hat drei entscheidende Nachteile:

1. der Nachweis dieser Neutronen für $\theta_{cm} \geq 130^\circ$ ist aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie mit

Flüssigkeitsdetektoren technisch schwierig;

2. die Nachweiswahrscheinlichkeit (Efficiency) dieser Detektoren muß sehr genau bekannt sein und
3. es müssen Korrekturrechnungen bezüglich Doppelstreueffekten in der Streuprobe durchgeführt werden.

Eine andere Möglichkeit den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, besteht im Nachweis der geladenen Rückstoßteilchen. Hierbei wird der experimentelle Aufbau etwas aufwendiger, da man die Streuanordnung in einer evakuierten Kammer betreiben muß, um den Energieverlust der Protonen und Deuteronen in der Luft zu vermeiden. Nachgewiesen werden diese Rückstoßteilchen mit Halbleiter- und Plastikszintillationsdetektoren in einer sogenannten $\Delta E/E$ -Teleskopanordnung. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Detektoren für geladene Teilchen 100% beträgt, hat diese keinen Einfluß auf die Resultate. Zusätzlich erübrigen sich durch diese Methode in der Datenanalyse Korrekturen bezüglich Doppelstreuung.

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen n,d-Streuung erfolgte eine Messung relativ zu den Werten der elastischen n,p-Streuung. Dieses Normierungsprinzip bedeutet in der experimentellen Realisierung den Einsatz eines protonen- und eines deuteronenhaltigen Targets. Gemessen wird abwechselnd die Intensitätsverteilung der Rückstoßteilchen für die beiden Streuprozesse. Dabei gilt für die in den Teleskopen ermittelten Zählraten:

$$N_d(E_{n,\theta}^{\text{lab}}) = \rho_d \cdot \phi_d \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}_d(E_{n,\theta}) \cdot \Delta\Omega_d \quad (6.1)$$

$$N_p(E_{n,\theta}^{\text{lab}}) = \rho_p \cdot \phi_p \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}_p(E_{n,\theta}) \cdot \Delta\Omega_p$$

Hierbei gibt $N_{d,p}$ die Zählraten im Detektor für das Deuteronen- bzw. Protonentarget an, $\rho_{d,p}$ die Kerntargetdichten in den Proben, $\phi_{d,p}$ den Primärfluß der Neutronen auf das entsprechende Target und $\Delta\Omega_{d,p}$ den Raumwinkel. Aus den beiden Beziehungen erhält man durch Division für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen n,d-Streuung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{n,\theta}) = \frac{N_d \rho_p \phi_p \frac{d\sigma}{d\Omega}_p(E_{n,\theta}) \Delta\Omega_p}{N_p \rho_d \phi_d \frac{d\sigma}{d\Omega}_d(E_{n,\theta}) \Delta\Omega_d} \quad (6.2)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}_p$ ist der als bekannt vorausgesetzte und zur Normierung verwendete Wert des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die n,p-Streuung.

Ein bedeutender Vorteil dieser Methode ist die Tatsache, daß der Primärfluß der Neutronen nicht absolut bekannt sein muß. Allerdings ist zur Bestimmung des Faktors ϕ_p/ϕ_d die Überwachung des Neutronenstrahls durch ein geeignetes Monitorsystem erforderlich.

6.2 Experimentdurchführung

Das Experiment wurde mit dem unpolarisierten Neutronenstrahl der Anlage POLKA durchgeführt. Der Aufbau dieses Experiments wird in der Abb. 14 skizziert.

Zur Überwachung des Neutronenstrahls dienten zwei $\Delta E/E$ -Teleskopanordnungen am 0° Kanalausgang des Hauptkollimators. Mit je

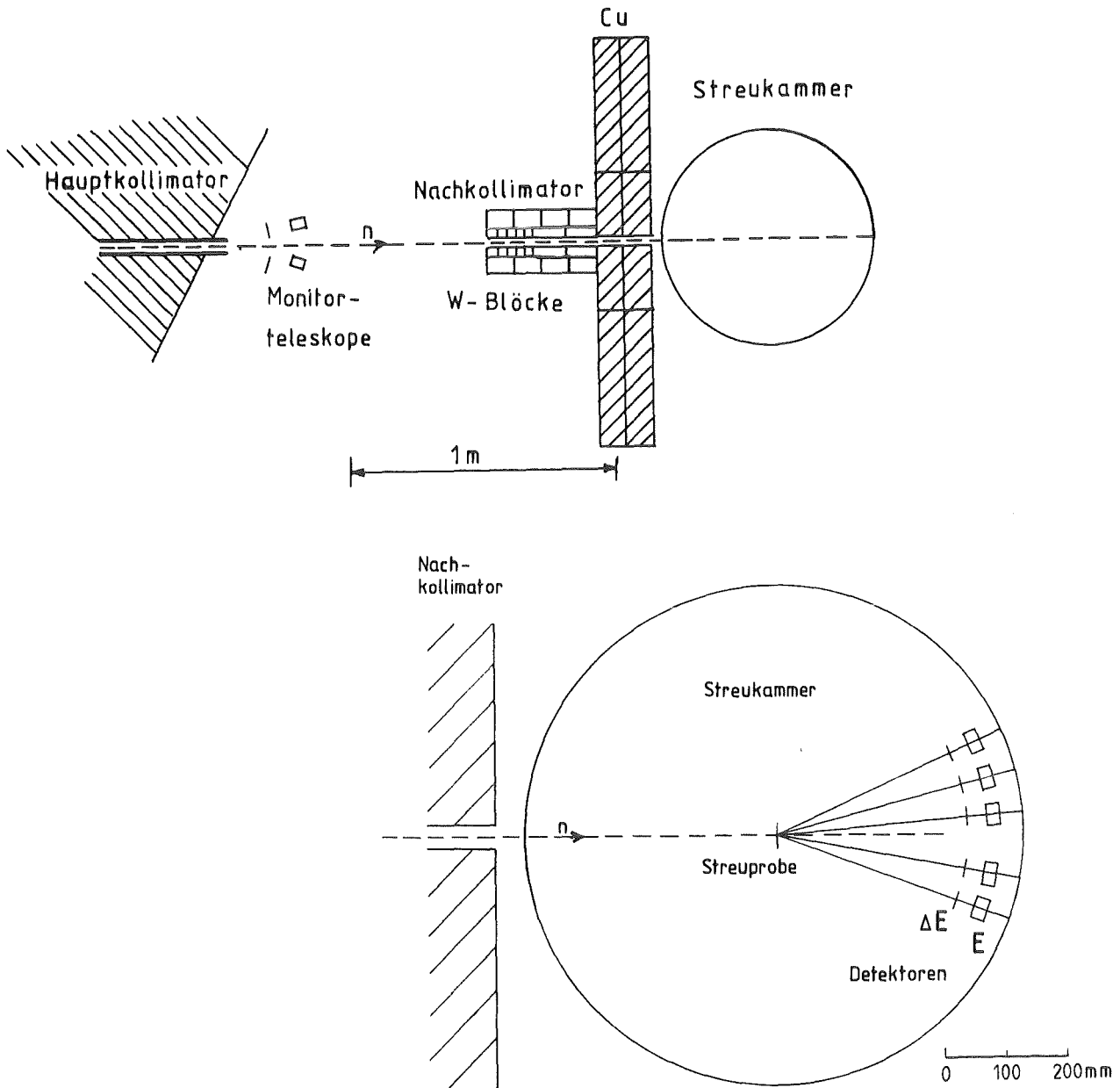


Abb. 14 Experimenteller Aufbau zur Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts
a) Gesamtübersicht b) Streukammer

einem Teleskop symmetrisch zur Trajektorie des einfallenden Strahls erfolgte dabei der Nachweis der aus einem dünnen Poly-

äthylentarget ($d = 2.0\text{mm}$) emittierten Rückstoßprotonen. Ein nur ein Millimeter dicker NE102A Plastiksintillationsdetektor mit einer Fläche von $60 \times 60 \text{ mm}^2$ diente zur Bestimmung des differentiellen Energieverlustes. Mit liegenden zylindrischen Detektoren ($\varnothing=50 \text{ mm}$, $L=25 \text{ mm}$) des gleichen Materials wurden die Teilchen gestoppt und ihre Energie gemessen. Eine ausführliche Beschreibung dieses Monitorsystems wird bei H.O. Klages et al. /KLA 84/ gegeben.

Ein Nachkollimator aus Wolfram und Kupfer definierte direkt vor der Streukammer einen scharfen Strahldurchmesser von 20 mm . Durch eine $30 \mu\text{m}$ dicke Eisen-Nickel Folie trat dieser kollimierte Strahl in die Vakuumkammer ($\varnothing=800 \text{ mm}$) ein. Im Zentrum dieser Kammer befand sich eine Targethaltevorrichtung, mit der wahlweise bis zu drei verschiedene Proben im Wechsel untersucht werden konnten. Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mußten ein Deuteronen- und ein Protonentarget eingesetzt werden. Als Protonentarget diente eine aus Polyäthylpulver (PE) gepreßte Scheibe ($\varnothing 40 \text{ mm}$, $\rho_{\text{PE}} = 47.5\text{mg/cm}^2$) und als Deuteronentarget eine aus deuteriertem Polyäthyl (PE-D). Bei dem von der Firma Merck (Darmstadt) bezogenen PE-D sind 98.2% der Wasserstoffatome durch Deuterium ersetzt. Beim Pressen der Proben wurde sorgfältig auf eine identische Massenbelegung der beiden Targets ($\rho_{\text{PE}} = \rho_{\text{PE-D}}$) geachtet. Zur Festlegung der Targetdicke wurde ein Kompromiß zwischen einem möglichst geringen Energieverlust der Rückstoßteilchen in der Streuprobe und der gewünschten Zählratenstatistik geschlossen.

Innerhalb der Streukammer waren in einem Winkelbereich von 5°_{lab} bis 25°_{lab} fünf $\Delta E/E$ Teleskope (Abb. 14) angeordnet. Bezogen auf das Neutron entspricht dies im Schwerpunktsystem dem Bereich von 130°_{cm} bis 170°_{cm} in einer Schrittweite von $\Delta\theta_{\text{cm}} = 10^{\circ}$.

Alle Teleskope in der Streukammer waren nach dem gleichen Konzept aufgebaut. Sie bestanden aus :

- einer Messing Apertur ($11 \times 41 \text{ mm}^2$) im Abstand von 309 mm vom Streutarget zur Definition des Raumwinkels,
- einem $500 \text{ }\mu\text{m}$ dicken direkt hinter der Blende montierten Silizium-Halbleiterdetektor ($12 \times 42 \text{ mm}^2$) zur Bestimmung des Energieverlustes ΔE (ΔE -Detektor) und
- einem NE102A Plastiksziintillationsdetektor ($22 \times 46 \text{ mm}^2$, 25 mm dick) in dem die Teilchen gestoppt und ihre Energie ermittelt wurde (E-Detektor).

Zur Reduzierung möglicher systematischer Fehler war auch in diesem Experiment die Aufteilung in 75 Einzelmessungen mit dem deuterierten Polyäthylentarget und weiteren 41 mit der Polyäthylen Probe vorgenommen worden. Durch diese Einteilung der Gesamtmeßzeit in Einzelmessungen von etwa 90 Minuten war in den Meßpausen die regelmäßige Kontrolle aller Rahmenbedingungen wie z.B. die der Betriebsparameter des Zyklotrons, der Stabilität der Teleskope und des Vakuums in der Streukammer möglich.

6.3 Elektronik und Datenaufnahme

Die Daten wurden in einer Mehrfach-Koinzidenzmessung aufgenommen. Ein vereinfachtes Blockschaltbild zeigt die Abb. 15.

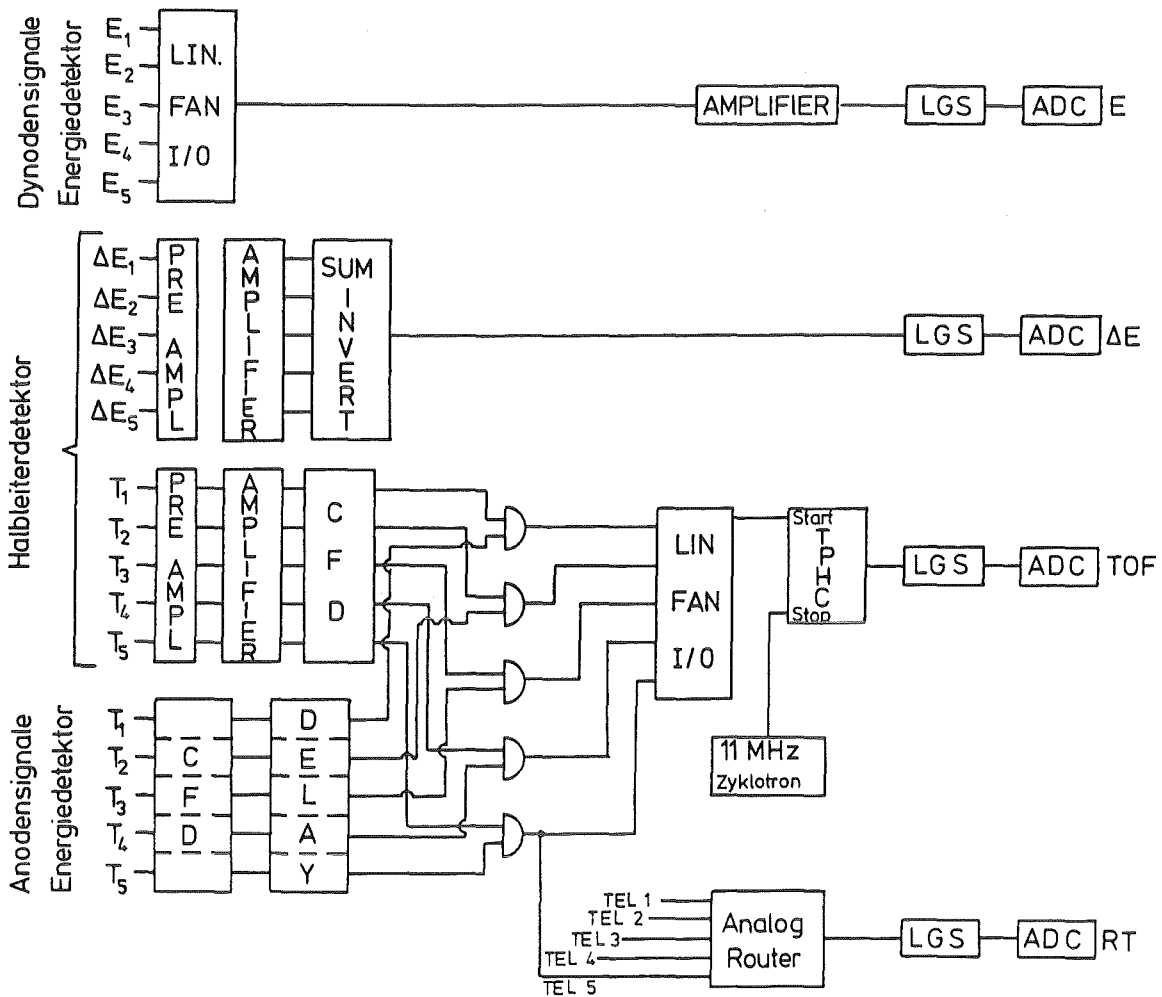


Abb. 15 Blockschaltbild der Experimentelektronik

Zur Festlegung der Primärenergie der Neutronen mußte in diesem Experiment die Gesamtflugzeit (TOF), d.h. die Zeit zwischen dem 11 MHz Signal des Zyklotrons und dem Zeitsignal (Anode) des E-

Detektors bestimmt werden. Zur Kalibrierung dieser Gesamtflugzeit und damit der Neutroneneinschußenergie wurde durch eine Rechnung, die experimentelle Konfiguration, der Energieverlust der geladenen Teilchen und die Streukinematik simuliert.

Zur vollständigen Festlegung der Streukinematik wurden die Impulshöhensignale (Dynodensignal) aus den Energiedetektoren sowie die Energieverlustsignale der Halbleiterzähler verarbeitet.

Die Bestimmung des Teleskops, in dem ein geladenes Teilchen nachgewiesen wurde, erfolgte mittels des koinzidenten Zeitsignals der beiden Detektoren (ΔE und E). Ein Analog Router (RT) generierte aus diesem Signal eine Adresseninformation, durch die der Streuwinkel in der Datenanalyse definiert werden konnte.

Die elektronische Verarbeitung der Monitorteleskopsignale verlief sehr ähnlich zu der der Teleskope in der Streukammer. Dies bedeutet, daß zur off-line Analyse und Festlegung der Streukinematik auch hier Energieverlust, Energie und die Gesamtflugzeit bestimmt sowie eine Adresse für das jeweilige Monitorteleskop über den Analog-Router generiert werden mußte.

Die Aufzeichnung aller Daten erfolgte wie bereits bei der Messung der Analysierstärke mit dem ND-4420 Vielkanalanalysatorsystem im 'List-mode' und zwar getrennt für das Monitor- und Streuexperiment. Start und Stop der Einzelmessungen waren in den beiden Experimenten allerdings synchronisiert.

6.4 Datenanalyse

Die Bearbeitung der Rohdaten aus dem Monitor- und Streuexperiment verlief analog zu dem bereits bei der Messung der Analysierstärke geschilderten Verfahren. Zunächst erfolgte die Anpassung des ND-4420 Systems an die der IBM-3081 Anlage. Anschließend wurden die Flugzeit-, Energie- und Energieverlustprojektionen überprüft und bei Änderungen in der Phasenlage des Deuteronenstrahls (TOF) sowie in der Verstärkung der Nachweisdetektoren (ΔE und E) korrigiert. Im Anschluß konnten die Daten für jede der beiden Streuproben und für jedes Teleskop mit Hilfe der Adresseninformation aus dem Analog-Router zusammengefaßt werden.

Mit den Teleskopen erfolgte der Nachweis der aus den eingesetzten Streuproben emittierten Protonen und Deuteronen. Aufgrund der chemischen Zusammensetzung und den möglichen Reaktionen der Neutronen an den Ingredienzien der Targets ($^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}, Q = -12.59 \text{ MeV}$; $^{12}\text{C}(n,d)^{11}\text{B}, Q = -13.73 \text{ MeV}$), liegen die geladenen Teilchen stets nebeneinander vor und müssen zur Bestimmung der Zählraten $N_{d,p}$ voneinander getrennt werden. Zuvor wurden jedoch noch Untersuchungen zu den Untergrundzählraten aus der Neutron-Kohlenstoff Reaktion durchgeführt. Dazu konnten in der kalibrierten Flugzeit Schnitte gelegt werden, die den Primärenergien der Neutronen entsprachen. Für eine feste Projektilenergie unterscheiden sich diese Flugzeitintervalle für die n,d - bzw. n,p -Streuung aufgrund der unterschiedlichen Kinetik.

Die Ermittlung des Untergrundes in der elastischen n,d-Streuung erfolgt mit Hilfe der Daten aus der Streuung der Neutronen am Polyäthylen. Die Flugzeitfenster der Neutron-Deuteron Kinematik wurden auf die Daten beider Streuproben angewandt und die zweidimensionalen $\Delta E/E$ Projektionen gebildet. Als Resultat erhält man im Falle der PE-D Probe die Rückstoßdeuteronen der elastischen n,d-Streuung. Aus diesen Darstellungen konnte für jeden Winkel und alle Primärenergien die genaue Lage und Größe des Bereiches, in dem die Streuereignisse liegen, festgelegt werden. Legt man exakt diese Integrationsbereiche in die entsprechenden $\Delta E/E$ Projektionen für die Messung am PE-Target und summiert die Zählraten der eingeschlossenen Kanäle, so erhält man die Deuteronenereignisse aus den Reaktionen am Kohlenstoff. Diese Summen entsprechen nach einer Korrektur bezüglich des unterschiedlichen Primärneutronenflusses den Untergrundzählraten für die elastische n,d-Streuung.

Der auf diese Weise ermittelte Untergrund ist sehr klein und entspricht maximal 0.5 % der im weiteren Verlauf der Analyse ermittelten Zählraten N_d .

Umgekehrt ist es ausgeschlossen, unter Anwendung der Flugzeitfenster für die Neutron-Proton Kinematik aus den Daten der Streuung am deuterierten Polyäthylen, den Untergrund der elastischen n,p-Streuung zu bestimmen. Die Protonen aus den Reaktionen am Kohlenstoff werden durch die aus dem Neutron-Deuteron Aufbruch dominiert. Eine Diskriminierung dieser Aufbruchprotonen ist auch über die zweidimensionale TOF/ ΔE - oder TOF/E Projektionen unmöglich. Über die zweidimensionale TOF/E

Projektion war es jedoch möglich, den Protonenuntergrund aus den $n, {}^{12}\text{C}$ Reaktionen vollständig abzutrennen. Durch die unterschiedliche Kinematik und die hohen Q-Werte der Reaktionen am Kohlenstoff liegt im Bereich der Vorwärtswinkel eine sehr deutliche Trennung dieser Reaktionskanäle von der elastischen n,p Streuung vor. Eine Untergrundkorrektur der N_p Werte war daher nicht erforderlich.

Dies wurde auch durch eine Messung von G. Fink et al. /FIN 85/, der mit dem in Kap. 6.2 Meßanordnung den differentiellen n,p Wirkungsquerschnitt bestimmte, bestätigt. In diesem Experiment erfolgte der Einsatz eines Kohlenstofftargets zur Untersuchung der Untergrundverhältnisse. Es zeigte sich auch hier, daß diese Reaktionskanäle im Vorwärtswinkelbereich von der elastischen n,p Streuung vollständig abtrennbar und die Zählraten untergrundfrei bestimmbar waren.

Nach diesen Untersuchungen der Untergrundverhältnisse erfolgte über die $\Delta E/E$ Information (Abb. 16) die Abtrennung von Deuteronen und Protonen für die nach Streutarget und -winkel getrennt vorliegenden Datensätze. Wie bereits erwähnt, war es mit Hilfe der zweidimensionalen Projektion TOF/E möglich, die echten Streuereignisse aus der n,d Streuung gegen die Untergrundreaktionen am Kohlenstoff weitgehend und für die n,p Streuung vollständig zu diskriminieren.

Im Anschluß konnten nun die endgültigen, zur Summation der Kanalhalte verwendeten $\Delta E/E$ Projektionen für alle untersuchten Winkel und Primärenergien gebildet werden.

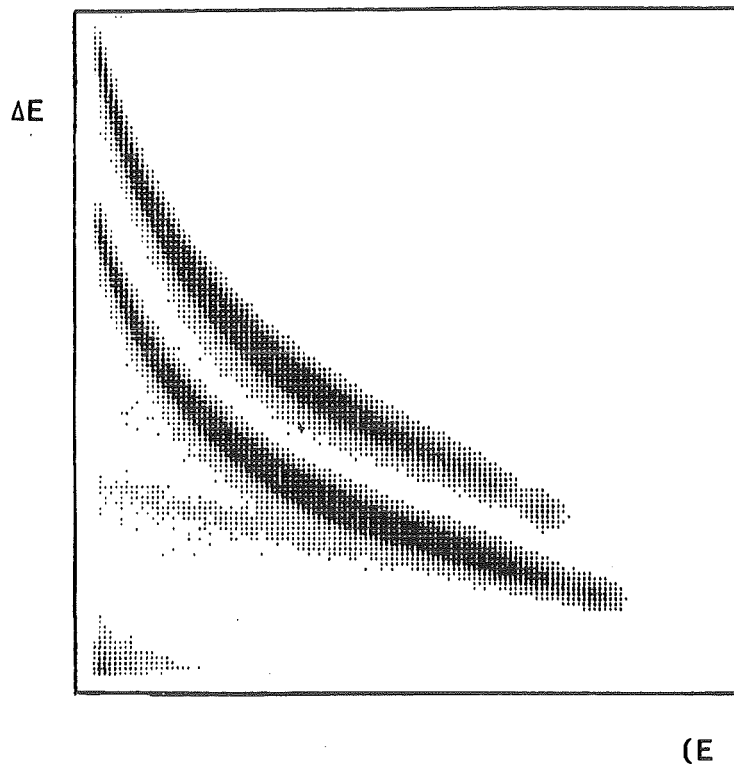


Abb. 16 Zweidimensionale Projektion $\Delta E/E$

Zur vollständigen Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nach der Beziehung (6.2) erfolgte nun noch die Festlegung der Fluß- und Kerntargetdichte Verhältnisse. Die Kerntargetdichte, d.h. die Anzahl der Deuteronen- bzw. Protonen-Streuzentren pro cm^2 Targetfläche konnte mit Hilfe einer am Institut Fresenius (Taunusstein) durchgeführten massenspektroskopischen Analyse beider Proben bestimmt werden. In dieser Analyse erfolgte die Bestimmung des Gehalts an Kohlenstoff, Wasserstoff und Deuterium in beiden Targetproben. Für dieses Dichteverhältnis der Streuzentren ergab sich:

$$\rho_p / \rho_d = 1.1618 \pm 0.012.$$

Nach der Berücksichtigung des unterschiedlichen Raumwinkels für die n,p bzw. n,d Streuung durch einen Raumwinkelfaktor, konnte der letzte jetzt noch offene Faktor ϕ_p/ϕ_d durch die Auswertung der beiden Monitorteleskope eindeutig bestimmt werden. Für jedes Monitorteleskop wurde dieses Verhältnis getrennt berechnet. Dazu erfolgte im Energiebereich von 20.0 bis 50.0 MeV die Integration aller Rückstoßprotonen aus der Streuung der Neutronen am Polyäthylentarget des Monitorsystems. Das Resultat waren zwei identische Normierungsfaktoren: $\phi_p/\phi_d = 0.542$. Aufgrund der sehr hohen Zählraten ist der statistische Fehler des Verhältnisses mit 0.03 % sehr klein.

Schwierigkeiten bereitete in der Datenauswertung die Ankopplung des n,d Wirkungsquerschnitts an den der n,p-Streuung. Dazu sollten, da die experimentelle Basis in dem untersuchten Energiebereich nicht ausreichend ist, theoretische Werte verwendet werden. Es zeigte sich jedoch, daß mit zunehmender Projektilenergie die vorhergesagten Wirkungsquerschnitte der n,p-Streuung aus den Phasenanalysen verschiedener Autoren /ARN 82, WIL 84/ und den Vorhersagen z.B. des PARIS Potentials /LAC 80/ um 4.0 bis 8.0 % im Rückwärtswinkelbereich voneinander abweichen. Dadurch wird es natürlich wichtig, die Ergebnisse für den differentiellen n,d Wirkungsquerschnitt zusammen mit der verwendeten Normierungsbasis anzugeben.

Am deutlichsten ist die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den aus den Phasen des PARIS Potential berechneten Winkelverteilungen. Auch die noch vorläufigen Resultat einer neuen Messung des n,p Wirkungsquerschnitts mit dem in Kap 6.2

beschriebenen Aufbau von G. Fink /FIN 85/ werden durch diese Rechnungen gut beschrieben. Daher wurde in dieser Arbeit der Wirkungsquerschnitt der n,d -Streuung an die n,p Vorhersagen aus dem PARIS Potential angekoppelt. Die zur Normierung verwendeten Werte des differentiellen n,p Wirkungsquerschnitts sind in der Tab. 1 mitaufgeführt. Ermittelt wurden diese mit Hilfe des Phasenanalyseprogramms SAID (Scattering Analyses Interactiv Dial-in) von R.A. Arndt /ARN 82/.

6.5 Ergebnisse und Diskussion

Die Resultate für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sind in der Tab. 1 und der Abb. 17 zusammengefaßt. Dabei erfolgte die graphische Darstellung halblogarithmisch als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} im Schwerpunktsystem. Die eingezeichneten, durchgezogenen Kurven repräsentieren das Ergebnis einer Faddeev Rechnung mit dem PEST4 Potential und dienen an dieser Stelle lediglich dazu, den Gesamtverlauf der Verteilungen zu verdeutlichen.

Der in der Tab. 1 jeweils angegebene Fehler entspricht dem Gesamtfehler. Dieser setzt sich zusammen aus den in der Tab. 2 aufgelisteten relativen Fehler der entsprechenden Fehlerquellen. In den graphischen Darstellungen sind die Fehler nicht erkennbar. Sie liegen in der Größenordnung der dargestellten Zeichen.

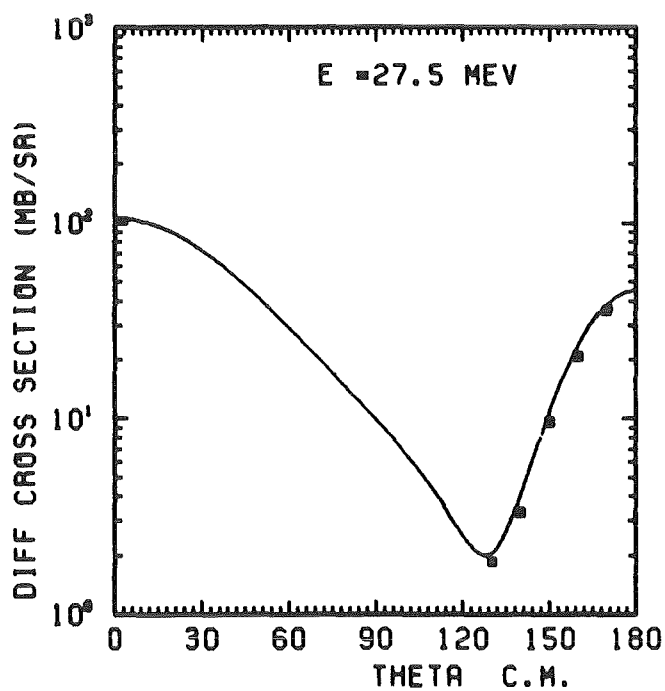
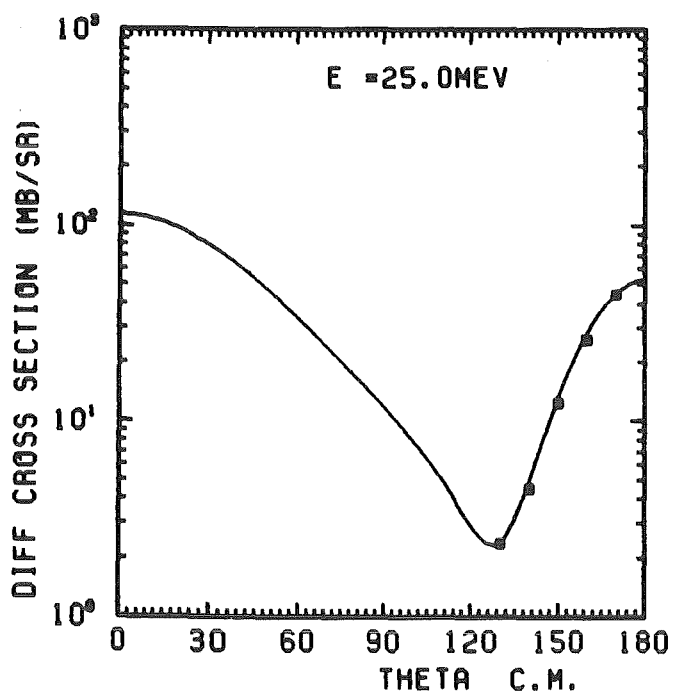
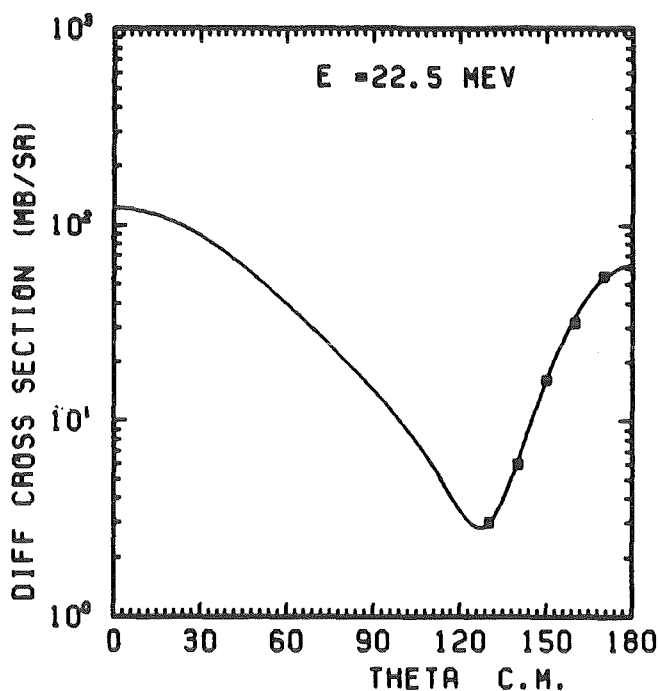
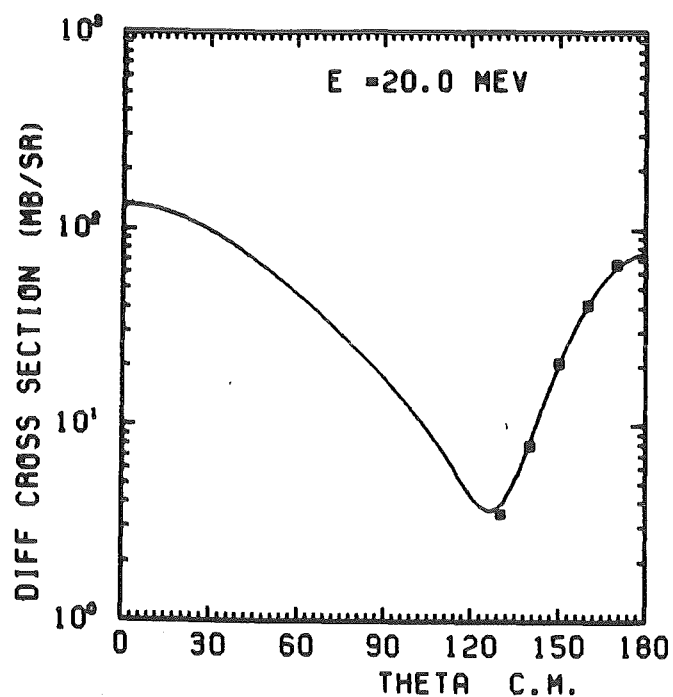


Abb. 17 differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische n, d-Streuung (20.0-27.5 MeV)

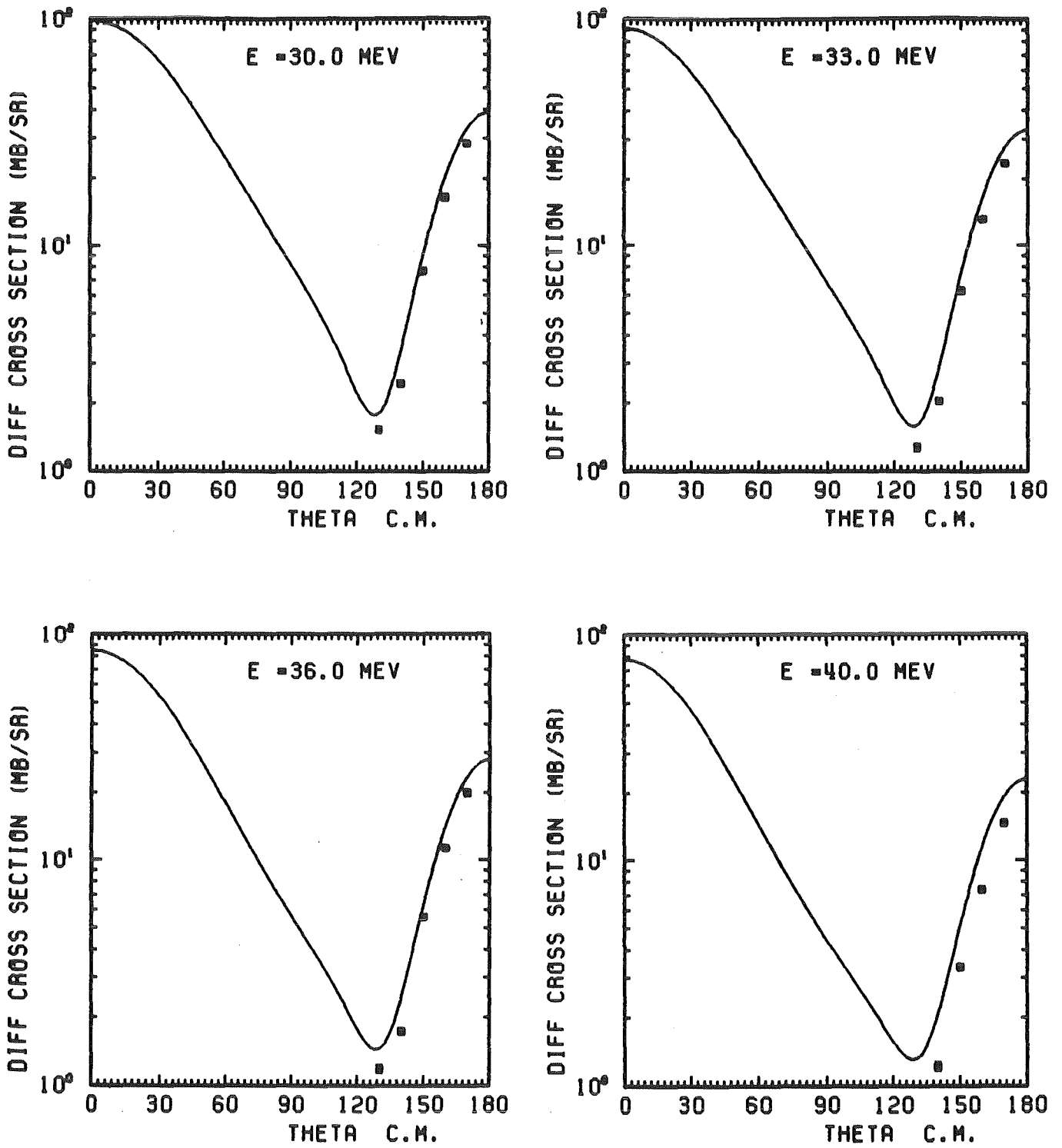


Abb. 17 differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische n,d Streuung (30.0-40.0 MeV)

Tab. 1 Zusammenfassung der Resultate für die Messung
des differentiellen Wirkungsquerschnitts
(E = 20.0 - 33.0 MeV)

θ (cm)	$^2\text{H}(n,n)^2\text{H}$		$^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ PARIS-Pot.
	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$	
E=20.0 (± 1.0) MeV			
130.0	3.518	0.095	39.65
140.0	7.917	0.185	40.46
150.0	20.959	0.404	41.33
160.0	41.633	0.737	42.14
170.0	66.798	1.129	42.75
E=22.5 (± 1.5) MeV			
130.0	3.008	0.066	35.00
140.0	5.979	0.117	35.87
150.0	16.219	0.260	36.81
160.0	31.774	0.489	37.73
170.0	54.787	0.811	38.42
E=25.0 (± 1.5) MeV			
130.0	2.359	0.052	31.12
140.0	4.486	0.085	32.12
150.0	12.385	0.206	33.14
160.0	26.026	0.398	34.16
170.0	44.344	0.652	34.95
E=27.5 (± 1.5) MeV			
130.0	1.848	0.044	28.10
140.0	3.291	0.068	29.05
150.0	9.612	0.167	30.14
160.0	20.764	0.330	31.25
170.0	35.858	0.541	32.13
E=30.0 (± 1.5) MeV			
130.0	1.527	0.041	25.53
140.0	2.450	0.057	26.52
150.0	7.706	0.146	27.67
160.0	16.454	0.280	28.86
170.0	28.426	0.455	29.83

Tab. 1 Zusammenfassung der Resultate für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts (E = 33.0 - 50.0 MeV)

θ (cm)	$^2\text{H}(n,n)^2\text{H}$		$^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ d σ /d Ω (mb/sr) PARIS-Pot.
	d σ /d Ω (mb/sr)	Δ (d σ /d Ω)	
E=33.0 (\pm 1.5) MeV			
130.0	1.274	0.040	22.89
140.0	2.045	0.056	23.92
150.0	6.274	0.137	25.13
160.0	13.028	0.253	26.43
170.0	23.353	0.416	27.50
E=36.0 (\pm 1.5) MeV			
130.0	1.185	0.045	20.70
140.0	1.735	0.057	21.76
150.0	5.569	0.140	23.06
160.0	11.280	0.249	24.42
170.0	19.902	0.402	25.60
E=40.0 (\pm 2.0) MeV			
140.0	1.214	0.049	19.43
150.0	3.352	0.102	20.76
160.0	7.367	0.189	22.26
170.0	14.550	0.333	23.57
E=50.0 (\pm 2.0) MeV			
150.0	2.699	0.097	16.74
160.0	5.428	0.165	18.46
170.0	10.303	0.269	20.08

Der statistische Fehler der aus den $\Delta E/E$ Projektionen ermittelten Zählraten liegt für fast alle Meßdaten zwischen 0.5 und 2.0 %; abhängig vom Streuwinkel und der Neutronenenergie. Selbst im Minimum des Wirkungsquerschnitts wurde diese statistische Genauigkeit erzielt. Erst bei den Energien 40.0 und 50.0 MeV, bei denen der Neutronenfluß der Anlage POLKA merklich geringer wird, verschlechtern sich die Werte auf maximal 3 %. Für diese

Energien konnten auch die Winkel θ_{cm} : 130° und 140° nicht mehr analysiert werden, da die Trennung der Rückstoßteilchen aus den unterschiedlichen Reaktionen aufgrund deren Kinematik nicht mehr möglich war.

Als weitere Unsicherheit gehen in den Gesamtfehler die Genauigkeit der Massenanalyse ein. Der relative Fehler, den das Institut Fresenius bei der Bestimmung der Massenverhältnisse angibt, beträgt 0.5 % für jede Streuprobe und enthält sowohl alle apparativen Unsicherheiten als auch die der Spektrenauswertung.

Je nach Streuwinkel und Primärenergie ergeben sich damit für die Meßdaten Gesamtfehler zwischen 1.5 und 3.4 %; Ausnahmen bilden lediglich die beiden höchsten analysierten Energien mit Werten von bis zu 4.5 %.

Tab. 2 Übersicht über alle zum Gesamtfehler beitragenden Unsicherheiten

Fehlerursache	relativer Fehler [%]
Zählratenstatistik	0.5 - 2.0 (≤ 3.0)
Massenanalyse der PE Probe	0.5
Massenanalyse der PE-D Probe	0.5

Die Qualität der neuen Resultate zeigt ein Vergleich (Abb. 18) im Energiebereich von 20.0 bis 30.0 MeV mit den Daten der Messung von P. Schwarz /SCH 83/. Durch die Methode des geladenen Teilchennachweises konnte der Gesamtfehler der einzelnen Meßpunkte gegenüber der älteren Messung deutlich verkleinert werden. P. Schwarz gibt noch Werte von 2.0 bis 6.0 % und für den Bereich des Minimums der Verteilung sogar bis zu 13 % an. Dazu trägt

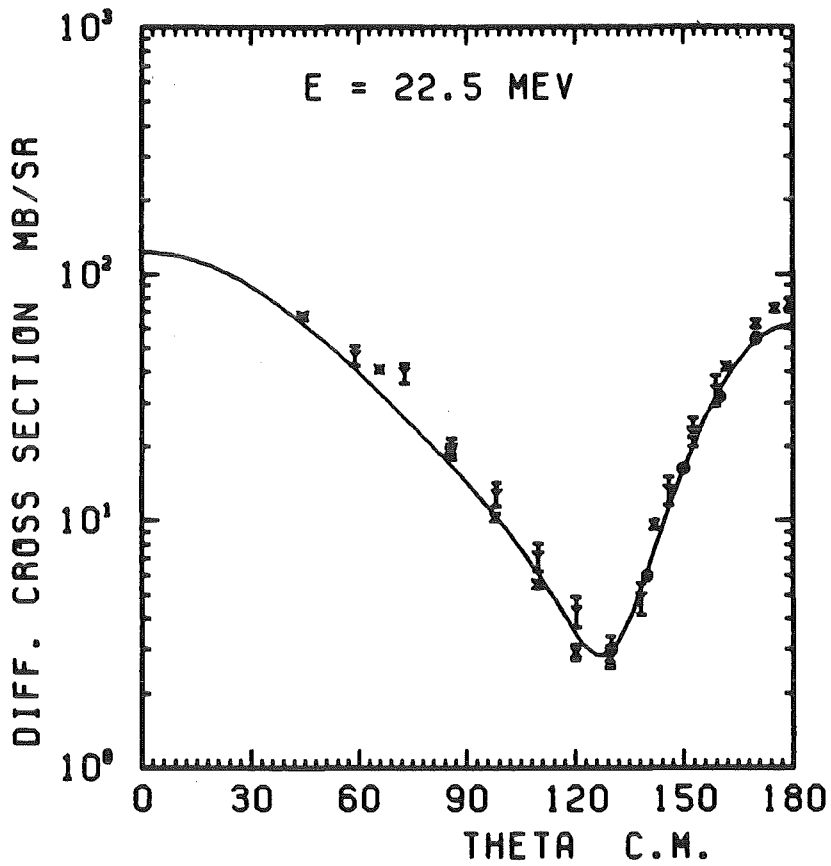
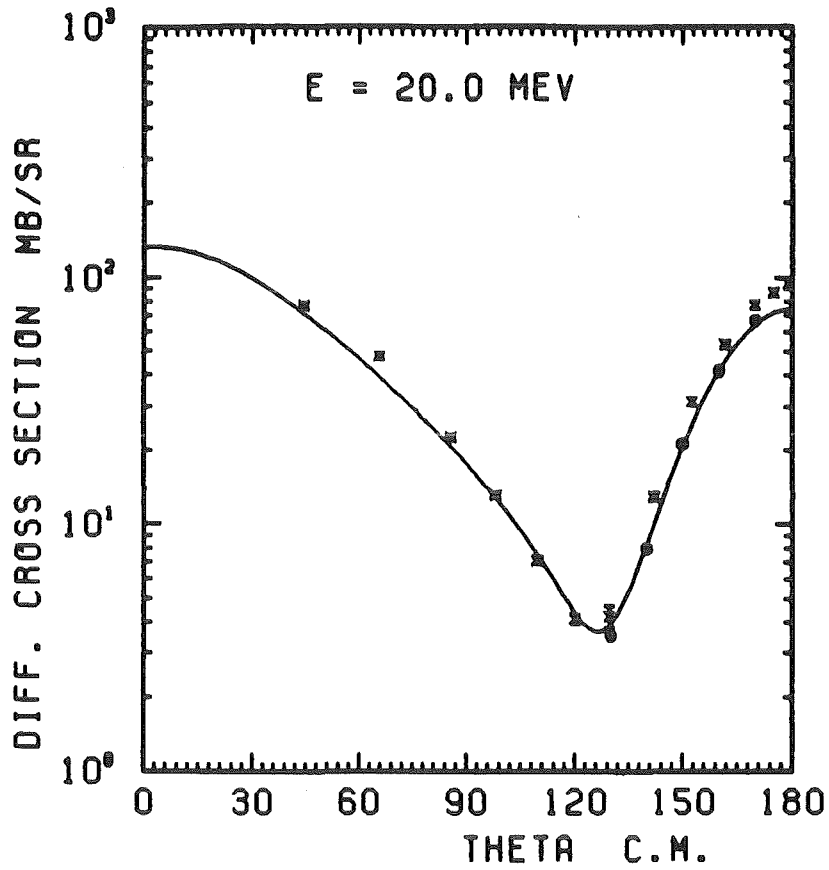


Abb. 18 Vergleich der Resultate für den diff. Wirkungsquerschnitt E=20.0 MeV und E=22.5 MeV

x /SCH 83/ y /LÜB 84/
● diese Arbeit — PEST4

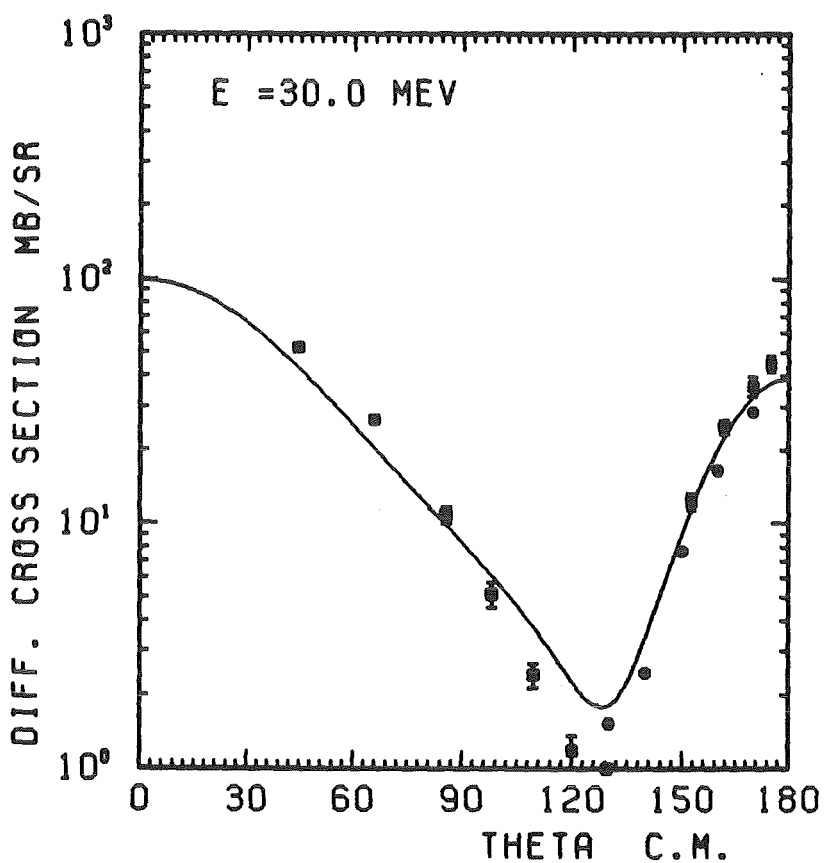
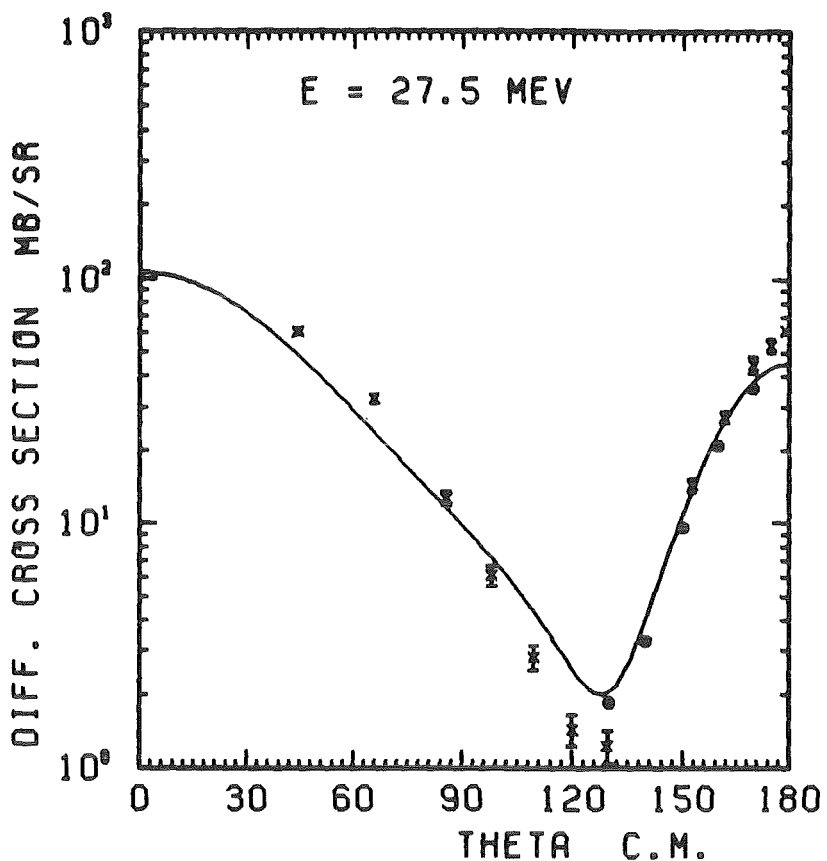


Abb. 18 Vergleich der Resultate für den diff. Wirkungsquerschnitt E=27.5 MeV und E=30.0 MeV

□ /SCH 83/ ○ diese Arbeit
— PEST4

der statistische Fehler bis zu 11% bei. Dieser Vergleich zeigt aber auch, daß deren Verlauf mit zunehmendem Streuwinkel deutlich über dem liegt, der nun mit dem veränderten Meßprinzip ermittelt wurde. Dagegen ist die Übereinstimmung der Daten im Minimum des Wirkungsquerschnitts im Rahmen der Fehler ausgezeichnet. Dies zeigt sich auch bei den in der Abb. 18 bei einer Energie von 22.5 MeV miteingezeichneten neueren Daten einer Gruppe aus Bochum /LÜB 84/. Auch in diesem Experiment erfolgte der Nachweis der gestreuten Neutronen. Diese Daten müssen bezüglich Mehrfachstreuungseffekten und der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren noch abschließend korrigiert werden. Die Gegenüberstellung der in der vorliegenden Arbeit erzielten Resultate mit den Winkelverteilungen, berechnet aus Faddeev Rechnungen unter Verwendung neuerer Potentialentwicklungen, zeigt in dem Energiebereich bis 30.0 MeV eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Dagegen verlaufen für größere Primärenergien die experimentellen Daten tiefer als die theoretischen Vorhersagen.

Für einen Vergleich bei höheren Energien stehen zwei weitere Datensätze von J.L. Romero et al. /ROM 70/ bei 36 MeV und bei 26.5 MeV von J.C. Wang et al. /WAN 74/ zur Verfügung. In diesen Experimenten erfolgte der Nachweis der geladenen Rückstoßteilchen mit einer $\Delta E/E$ -Teleskopanordnung. An die Meßergebnisse wurde in beiden Fällen eine Anpassung an die Daten mit Legendre Polynomen durchgeführt. Diese Resultate sind in der Abb. 19 durch die beiden Kurven wiedergegeben. Die Übereinstimmung mit dem Ergebnis dieser Arbeit ist über den gesamten Rückwärtswinkelbereich sehr gut. Mit der neuen Messung konnte allerdings

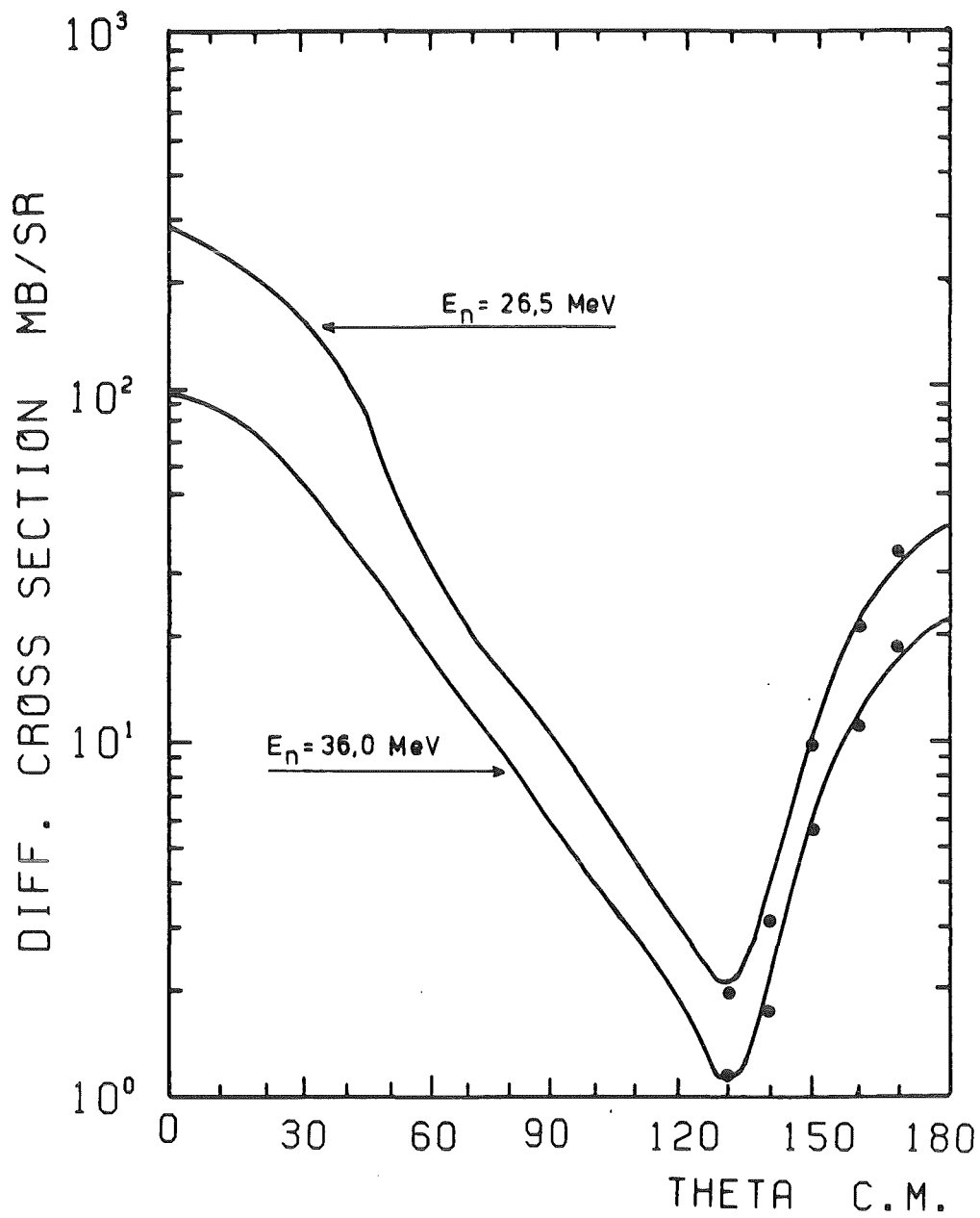


Abb. 19 Vergleich der Resultate für den diff. Wirkungsquerschnitt $E=26.5 \text{ MeV}$ /WAN 74/ $E=36 \text{ MeV}$ /ROM 70/
● diese Arbeit ($E=27.5 \text{ MeV}$; $E=36.0 \text{ MeV}$)

der Gesamtfehler der Daten verbessert werden. Romero et al. und Wang et al. geben ca. 8-10% an; dies liegt deutlich über dem in dieser Arbeit erreichten Wert von 1.5 bis 4.5%.

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für einen festen Winkel $\theta_{cm} = 170^\circ$ ist in der Abb. 20 zusammen mit Daten aus dem Rückwärtswinkelbereich von P. Schwarz (X) und J.L. Romero sowie J.C. Wang (O) gezeigt.

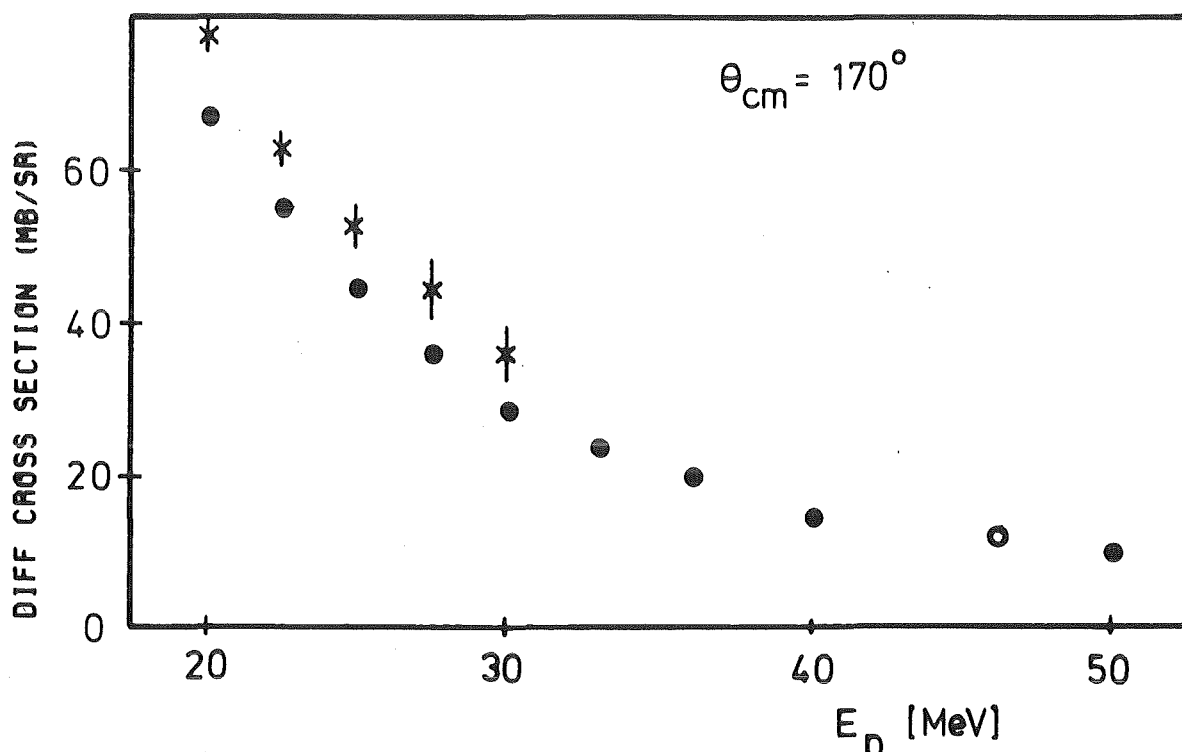


Abb 20. Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen n,d-Streuung ● diese Arbeit

Deutlich ist die Abweichung zu dem Verlauf der Meßpunkte gegenüber der Messung von P. Schwarz zu erkennen. Dagegen liegt das Resultat bei $E=36$ MeV von Romero auf dem gleichen Wert und ist graphisch nicht mehr von dem Resultat dieser Arbeit aufzulösen. Der zweite Punkt bei einer Energie von 46.0 MeV paßt ebenfalls sehr gut in den Verlauf der Verteilung.

Zu erkennen ist der deutliche Unterschied in den Fehlerangaben, der erheblich kleiner wird, wenn man mit einer $\Delta E/E$ -Teleskop-anordnung die gestreuten Rückstoßteilchen nachweist, wie es in dieser Arbeit und der Messung von Romero und Wang der Fall war. Die Fehler liegen in der Größe der Zeichen. Dagegen ist der Einfluß systematischer Fehler beim Nachweis der gestreuten Neutronen für den Rückwärtswinkelbereich größer.

7. Faddeev Rechnungen zur elastischen Neutron-Deuteron Streuung

Mit die ersten Versuche einer exakten Berechnung der dynamischen und statischen Observablen des Drei-Teilchensystems auf der Grundlage der Faddeev Gleichungen (Kap. 2) und unter Berücksichtigung höherer Partialwellen führten P. Doleschall /DOL 72/ und unabhängig davon S.C. Pieper /PIE 72/ durch.

Eingeschränkt wurden diese Untersuchungen zunächst durch die Kapazität der damaligen Rechneranlagen. Zwischenzeitlich ist durch die Innovation auf dem Gebiet der Datenverarbeitungsanlagen die Leistungsfähigkeit moderner Computer erheblich gesteigert und verbessert worden. Es sind damit die technischen Voraussetzungen geschaffen, Programme auf einer erweiterten theoretischen Basis zu entwickeln. Insbesondere ist es heute möglich, die Observablen des Drei-Teilchen Systems unter Berücksichtigung der höheren Partialwellen in der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung zu bestimmen.

Ein Vergleich des Experiments mit den Resultaten aus Faddeev Rechnungen ist besonders interessant, da man aus der Beschreibung der experimentell bestimmten Observablen durch die theoretischen Vorhersagen, Aussagen über die verschiedenen Nukleon-Nukleon Potentialansätze ableiten kann.

Um diese Gegenüberstellung zu ermöglichen, erfolgte die Installation des von Y.Koike (Osaka, Japan) entwickelten Programms an der IBM-3081 Großrechenanlage des Kernforschungszentrums.

7.1 Programmaufbau und Anwendung

Das von Y. Koike erstellte Programm löst in einer nichtrelativistischen Rechnung im Impulsraum die AGS Form der Faddeev Gleichungen (2.12). Das Programm verlangt dazu als Eingabe die vollständigen Lösungen der Zwei-Teilchen Übergangsmatrix τ_{γ} .

Programmetechnisch wird der Lösungsweg in drei Schritte aufgeteilt. In den beiden ersten erfolgt die Berechnung der Kinematik der Streuung für eine bestimmte Projektilenergie sowie die der Drei-Teilchenoperatoren \tilde{X} und \tilde{Z} . Die Ergebnisse werden zwischengespeichert und dann zur Ermittlung der über die M-Matrix definierten Amplituden verwendet. In diesem letzten Programmteil werden aus diesen Amplituden der elastischen n,d- und p,d-Streuung die Observablen im Schwerpunktsystem ermittelt. Für den geladenen Teilchenkanal wird dabei eine approximative Coulombkorrektur durchgeführt. Ferner ermöglicht die Konzeption des Programms die Auswahl verschiedener separabler Potentialansätze (Kap 2.1) für die Wechselwirkung im Subsystem. Berücksichtigung finden dabei alle Zwei-Teilchen Wechselwirkungen bis zu einem maximalen Drehimpuls von $L = 2$: 1S_0 , 3S_1 - 3D_1 , 1P_1 , 3P_0 1D_2 und 3D_2 3D_3 , die in der Rechnung beliebig zu einer Gesamtwechselwirkung kombiniert werden können. Zur Charakterisierung der mit unterschiedlichen Kombinationen erzielten Vorhersagen dient in dieser Arbeit lediglich der Name des im gekoppelten Zustand eingesetzten Potentials. Die Tab. 3 gibt eine Übersicht der in den Rechnungen verwendeten und im Energiebereich von 18.0 bis 50.0 MeV getesteten Nukleon-Nukleon Potentiale; aus ihr folgt auch die Gesamtzusammensetzung der Wechselwirkung in den einzelnen Partialwellen.

Tab. 3 Aufbau und Struktur der in den Vorhersagen verwendeten Nukleon-Nukleon Potentiale (Koike-Code); die Angaben in den Klammern geben den Rang des Potentials an

Partialwelle	Bezeichnung der NN-Vorhersage			
	4T4B	2T7A	GRAZ II	PEST4
1S_0	Doleschall Pot. (1)		GRAZ II (2)	PEST 3 (3)
$^3S_1 - ^3D_1$	4T4B (2)	2T7A (2)	GRAZ II (3)	PEST 4 (4)
1P_1 $^3P_{2,1,0}$ 1D_2 $^3D_{3,2}$	NN-Potentialentwicklungen von Doleschall (1)			

Die statischen Eigenschaften des Deuterons (Bindungsenergie, Quadrupolmoment usw.) ergeben sich aus allen in der Tab. 3 aufgeführten Potentialen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Auch die Nukleon-Nukleon Streuphasen werden durch sie bis zu Energie von etwa 300.0 MeV beschrieben.

Ein besonderer Vorteil des von Koike entwickelten Programms ist die Möglichkeit, Vorhersagen einer gewählten Potentialstruktur systematisch in Abhängigkeit von der Projektilenergie untersuchen zu können. Dies wird ermöglicht, da die freien Parameter der NNP

(Formfaktoren) festgelegt sind und lediglich bei veränderten Projektilenergien die kinematische Situation neu berechnet wird. Somit werden konkrete energieabhängige Vergleiche zwischen den experimentellen und theoretischen Resultaten möglich.

7.2 Rechnungen mit verschiedenen NN Potentialen

Der Vergleich zwischen den Resultaten aus Faddeev Rechnungen und experimentellen Daten ist in dieser Arbeit auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke der elastischen n,d -Streuung beschränkt. Diese Observablen wurden mit dem in Kap. 5 und 6 beschriebenen Experimenten ermittelt. Um einen systematischen Vergleich mit verschiedenen NNP zu ermöglichen, erfolgte die Berechnung der Winkelverteilungen zu allen in diesen Experimenten ausgewerteten Energieintervallen. Es wurden die in der Tab. 3 zusammengefaßten NNW untersucht. Der Rang der Potentiale wird an dieser Stelle mitaufgeführt.

Doleschall hat in den zurückliegenden Jahren eine große Anzahl von Nukleon-Nukleon Potentiale konstruiert. In dieser Arbeit werden nur Resultate mit dem neueren 4T4B Potential vorgestellt. Die von ihm entwickelten Ansätze für die 1S_0 Partialwellen sind lediglich vom Rang 1, enthalten einfache Yamaguchi Typ Formfaktoren und die off-shell Eigenschaft der Wechselwirkung bleibt unberücksichtigt.

Dagegen wurde bei der Entwicklung des GRAZ-II Potentials darauf geachtet, daß die off-shell Eigenschaft der Wechselwirkung sehr ähnlich der des PARIS Potentials ist. Dies zeigt sich insbe-

sondere für das 3S_1 - 3D_1 Potential, das zur Beschreibung der Observablen des Drei-Teilchensystems von großer Bedeutung ist. Die konstruierte NNW für diesen Zustand führt zu einer Deuteronen S-Wellenfunktion im Impulsraum, die mit der des PARIS Potentials vergleichbar ist.

Die neuste Entwicklung ist das PEST4 Potential. Hier wurde die EST Methode dazu benutzt, eine Zwei-Teilchen Wechselwirkung unter Erhaltung der on- und off-shell Eigenschaften in einer separablen Form darzustellen. Diese Methode wurde auf das PARIS Potential angewandt, das als realistisch bezeichnet wird, da es den $(\pi + 2\pi + \omega)$ Austausch für $r \geq 0.8$ fm berücksichtigt. Im Bereich $r < 0.8$ fm wurde das Potential phänomenologisch parametrisiert.

Konstruiert wurden von Haidenbauer und Plessas /HAI 84/ separabel Darstellungen für die Partialwellen: 1S_0 , 1P_1 , 3P_0 , 1D_2 , 3D_2 und für die gekoppelten 3S_1 - 3D_1 , 3P_2 - 3F_2 , 3D_3 - 3G_3 . Programmtechnisch konnten durch die Rechnerzeitbegrenzungen bisher lediglich der 1S_0 und 3S_1 - 3D_1 Zustand realisiert werden.

Die Abb. 21 zeigt zunächst einen typischen Vergleich für die
→
Analysierstärke der n,d-Streuung bei einer Energie von 30.0 MeV. Dargestellt sind die bezüglich Doppelstreuung und endlicher Geometrie korrigierten Daten von W. Nitz /NIT 85/ und H. Dobiasch /DOB 78/. Die Vorhersagen die diesem experimentellen

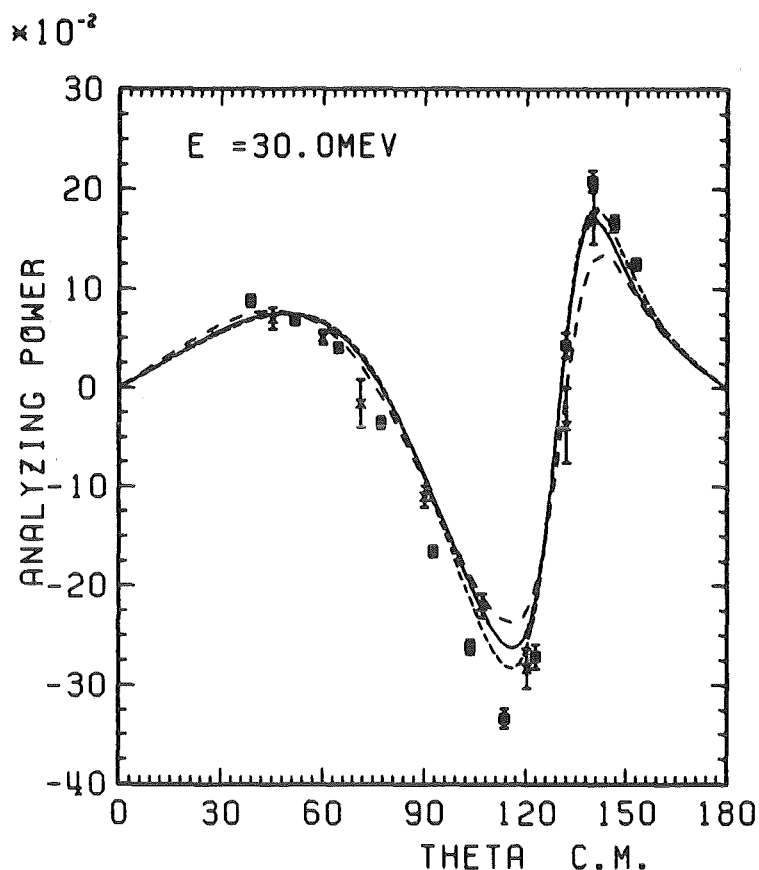


Abb. 21 Vergleich der Analysierstärken $E_n = 30.0$ MeV
 \square W. Nitz /NIT 85/ \times H. Dobiasch /DOB 78/,
 — PEST4, - - 4T4B, --- GRAZ II

Verlauf gegenübergestellt werden, wurden mit dem PEST4, 4T4B und dem GRAZ II Potential bestimmt. Der Verlauf der experimentellen Winkelverteilungen wird durch diese Vorhersagen zufriedenstellend wiedergegeben. Abweichungen sind jedoch noch deutlich beim Nulldurchgang (bei $\sim 75^\circ$) und im Minimum ($\sim 125^\circ$) festzustellen. Bei höheren Energien (Abb.22) werden diese Diskrepanzen größer. In dieser Abbildung sind wiederum die Daten von W. Nitz und neuere Meßergebnisse von R. Romero und W. Watson /ROM 82, WAT 82/ den gleichen Potentialvorhersagen gegenübergestellt. Die Differenz in den Daten von Nitz und der Gruppe aus Berkeley läßt sich dadurch erklären, daß im Gegensatz zu Romero und Watson mit der in Kap 5.2 beschriebenen Streu-

probe eine sehr gute Abtrennung der Protonen und Untergrunde-
ereignisse von den Rückstoßdeuteronen der elastischen (n,d)-Streu-
ung erfolgen konnte.

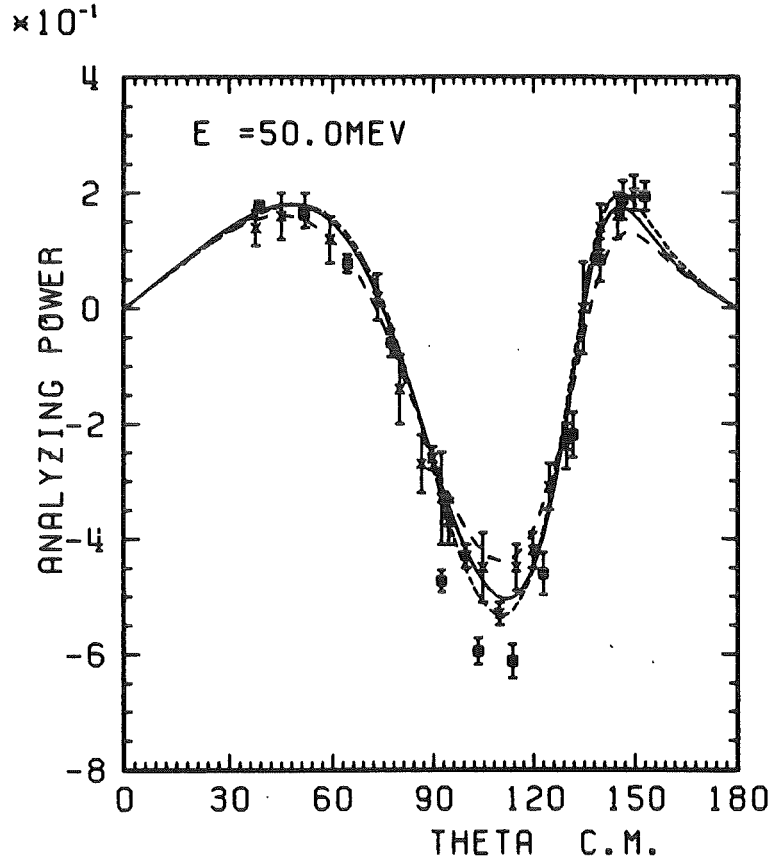


Abb. 22 Vergleich der Analysierstärke $E = 50.0 \text{ MeV}$
 \square W. Nitz /NIT 85/, \times R. Romero, W. Watson
/ROM 82, WAT 82/
— PEST4 - -4T4B - - -GRAZ II

Dieser Effekt trägt absolut gerade im Minimum des Wirkungsquer-
schnitts etwa 3 % bei. Zusätzlich wird von Romero und Watson ein
Skalierungsfehler in der Polarisierung von 7 % angegeben. Der
analoge Wert bei der Anlage POLKA entspricht ca. 4 %. Unter Be-
rücksichtigung dieser Argumente, wird die Diskrepanz in den
Daten bei $\theta_{cm} \sim 125^\circ$ erklärbar, sodaß beide Resultate im Rahmen
der Fehler miteinander verträglich sind.

Ähnliche Ergebnisse liefert der Vergleich bei allen anderen Energien (18 bis 40 MeV). Die graphischen Darstellungen dieser Verteilungen sind im Anhang zusammengefaßt.

In der Abb. 23 ist das Ergebnis für die zweite untersuchte Observable, den differentiellen Wirkungsquerschnitt dargestellt. Bei einer Energie von 22.5 MeV werden die Daten von P. Schwarz und die neuen in dieser Arbeit diskutierten Meßpunkte mit dem PEST4 und 4T4B Potential verglichen.

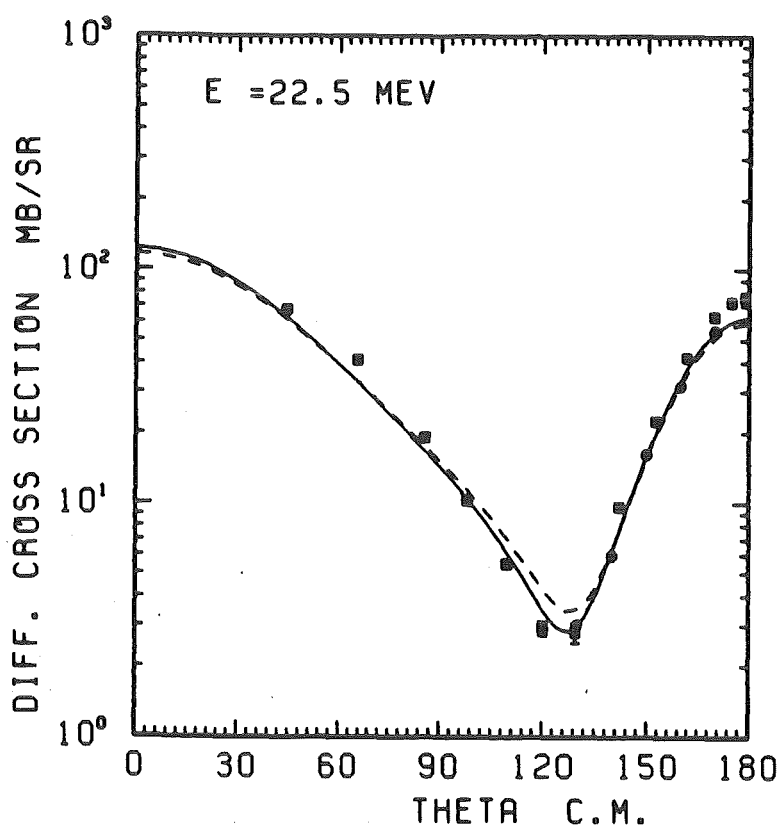


Abb. 23 Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitts
E = 22.5 MeV □ P. Schwarz /SCH 83/ ○ diese Arbeit
-- PEST4 — 4T4B

Die Übereinstimmung dieser Verteilungen ist, abgesehen vom

Bereich des Minimums für das 4T4B Potential, ausgezeichnet. Speziell die durch den Nachweis der geladenen Teilchen erzielten Daten werden im Rückwärtswinkelbereich sehr gut beschrieben. Allerdings werden auch für diese Observable die Diskrepanzen mit zunehmender Energie größer wie die Abb. 24 bei 36.0 MeV zeigt.

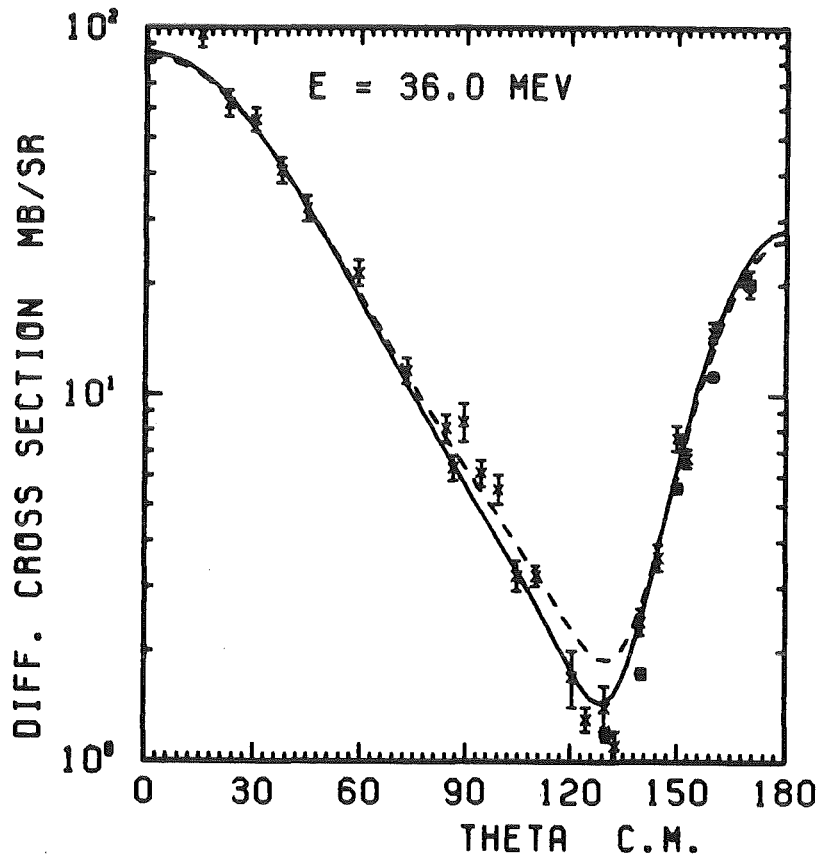


Abb. 24 Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitt
E = 33.0 MeV
● diese Arbeit, --PEST4, —4T4B

In dieser Abbildung ist auch das Resultat von Romero (x) /ROM 82/ dargestellt. Auch hier findet man eine gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen bis zum Rückwärtswinkelbereich. Die Diskrepanz für Winkel größer 140° ist mit der, die in dieser Arbeit festgestellt wurde vergleichbar.

In allen durchgeführten Vergleichen in dem Energiebereich von 18 bis 50 MeV zeigte sich, daß die Beschreibung der Daten, sowohl für die Analysierstärke als auch für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, durch das GRAZ-II Potential die beste Übereinstimmung liefert. Alle Potentiale zeigten im Verlauf der Analysierstärke bei $E=18$ MeV deutliche Unterschiede zum Experiment. Während die Vorhersagen einen ausschließlich positiven Verlauf ergeben, wird dagegen durch die Meßwerte eine Verteilung mit Nulldurchgang bestimmt (Abb. 25).

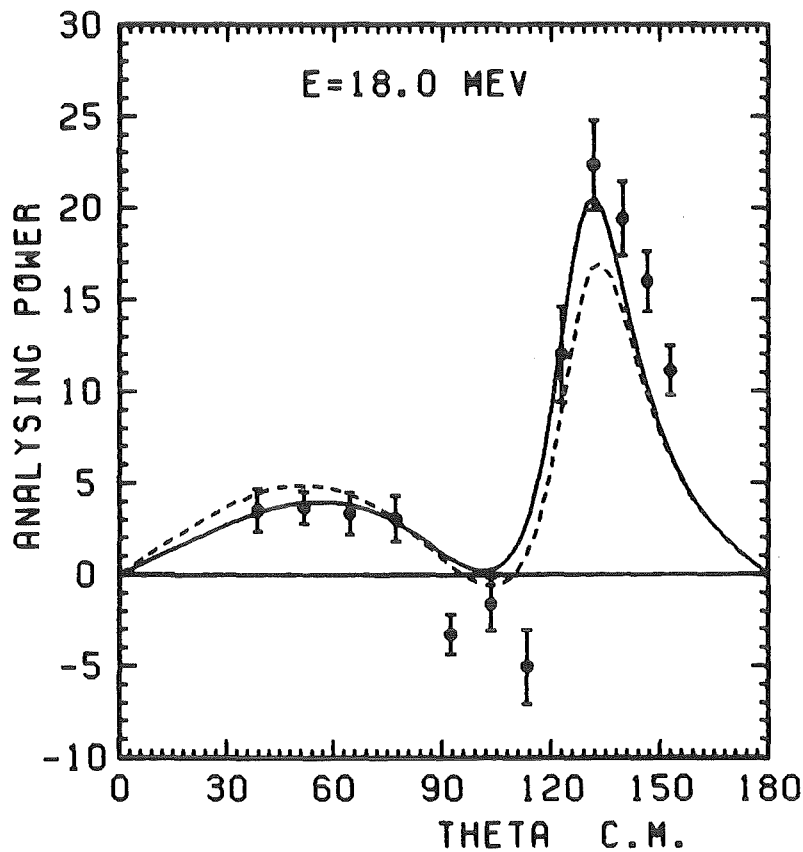


Abb. 25 Vergleich der elastischen Analysierstärke
 $E=18.0$ MeV
● /Nit 85/
— PEST4 - - 4T4B

Dargestellt sind die Resultate der Vorhersagen für das PEST4- und 4T4B- Potential gegenüber der Messung von W. Nitz et al.

/NIT 85/. Hierbei ist deutlich zu erkennen, daß der Bereich des Minimums von den Vorhersagen nicht beschrieben wird.

Es ist daher erforderlich, in die Rechnungen auch die höheren Partialwellen ($L > 2$) mit einzubeziehen. Dies wird, um auch eine Verbesserung in der Datenbeschreibung für Energien ab 30.0 MeV zu erhalten unumgänglich. Erst wenn es möglich ist, die höheren Partialwellen in das Programm zu integrieren, kann dann eine abschließende Bewertung der Zwei-Teilchen Wechselwirkungen erfolgen. Dies gilt auch für Aussagen zum off-shell Verhalten der Potentiale und speziell hier für das PEST4 im Vergleich zum GRAZ II. Eine endgültige Aussage über das PEST4-Potential ist aber auch erst dann möglich, wenn alle Partialwellen in der PARIS äquivalenten Form, die seit der Arbeit von J. Haidenbauer und W. Plessas /HAI 84/ grundsätzlich vorliegen, in das Programm eingearbeitet sind.

A N H A N G

Tab. A: Resultate für die Messung der inelastischen
→
Analysierstärke der (n,d)-Streuung
(Aufbruch $E_{kin}^{rel} \leq 1.0$ MeV)

Tab. B: Koeffizienten der Anpassung an die Daten der
→
inelastischen n,d-Streuung im Bereich der
Endzustandswechselwirkung mit assoziierten
Legendre Polynomen

Tab. C: Resultate für die Messung der elastischen
→
Analysierstärke der (n,d)-Streuung

→
Abb 26. Vergleich der elastischen n,d-Streuung
im Bereich von 20 bis 40 MeV mit Vorhersagen
aus Faddeev Rechnungen

Literaturverzeichnis

Tab. A: Resultate für die gemessene Analysierstärke der inelastischen (n,d)-Streuung im Bereich der Endzustandswechselwirkung

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 20.0 (± 1.0) MeV
Streuwinkel

(lab.)	(c.m.)	A_Y	ΔA_Y
130.7 \pm 0.1	152.97	0.0390	0.0314
121.1 \pm 0.1	146.42	0.0321	0.0365
111.9 \pm 0.2	139.72	0.0750	0.0368
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0328	0.0385
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.0319	0.0379
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0145	0.0356
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0489	0.0263
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0952	0.0272
53.5 \pm 0.1	77.15	0.0218	0.0316
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0136	0.0391
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0399	0.0218
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0140	0.0533

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 22.5 (± 1.5) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.0733	0.0174
121.1 \pm 0.1	146.42	0.9629	0.0177
111.9 \pm 0.2	139.72	0.0707	0.0193
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0471	0.0194
93.0 \pm 0.2	122.95	0.0452	0.0203
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0100	0.0193
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0320	0.0157
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0256	0.0160
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0303	0.0172
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0019	0.0211
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0228	0.0127
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0530	0.0255

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 25.0 (± 1.5) MeV

Streuwinkel		A_y	ΔA_y
(lab.)	(c.m.)		
130.7 \pm 0.1	152.97	0.0728	0.0158
121.1 \pm 0.1	146.42	0.0896	0.0164
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1564	0.0178
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0508	0.0181
93.0 \pm 0.2	122.95	0.0339	0.0183
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0520	0.0179
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0735	0.0139
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0431	0.0158
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0184	0.0148
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0076	0.0180
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0343	0.0117
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0422	0.0139

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 27.5 (± 1.5) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.0498	0.0207
121.1 \pm 0.1	146.42	0.0716	0.0234
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1507	0.0265
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0829	0.0266
93.0 \pm 0.2	122.95	0.0456	0.0262
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0827	0.0268
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0776	0.0176
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0757	0.0163
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0247	0.0190
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0083	0.0230
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0291	0.0101
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0820	0.0181

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 30.0 (± 1.5) MeV

Streuwinkel		A_Y	ΔA_Y
(lab.)	(c.m.)		
130.7 \pm 0.1	152.97	0.1010	0.0190
121.1 \pm 0.1	146.42	0.0826	0.0224
111.9 \pm 0.2	139.72	0.0853	0.0250
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0474	0.0234
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.0108	0.0232
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0912	0.0241
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0733	0.0166
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.1179	0.0146
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0235	0.0177
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0285	0.0217
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0329	0.0099
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0416	0.0155

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 33.0 (± 1.5) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.0615	0.0242
121.1 \pm 0.1	146.42	0.0968	0.0288
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1035	0.0314
102.6 \pm 0.2	131.72	0.1107	0.0340
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.0376	0.0300
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0791	0.0317
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.1245	0.0218
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0843	0.0186
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0271	0.0215
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0170	0.0226
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0219	0.0127
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0413	0.0168

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 36.0 (± 1.5) MeV

Streuwinkel		A_Y	ΔA_Y
(lab.)	(c.m.)		
130.7 \pm 0.1	152.97	0.0682	0.0318
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1399	0.0390
111.9 \pm 0.2	139.72	0.0994	0.0440
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0556	0.0461
93.0 \pm 0.2	122.95	0.0202	0.0395
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0761	0.0433
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.1505	0.0269
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.1228	0.0234
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0351	0.0264
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0029	0.0271
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0242	0.0162
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0955	0.0207

Analysierstärke der inelastischen n-d Streuung bei 40.0 (± 2.0) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.0027	0.0394
121.1 \pm 0.1	146.42	0.0261	0.0459
111.9 \pm 0.2	139.72	0.0714	0.0648
102.6 \pm 0.2	131.72	-0.0006	0.0517
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.1295	0.0470
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.1802	0.0549
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.1993	0.0323
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.1629	0.0267
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0216	0.0300
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0076	0.0296
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0337	0.0219
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0676	0.0255

Tab. B: Koeffizienten der Anpassung an die Daten der
→
inelastischen n,d-Streuung im Bereich der
Endzustandswechselwirkung mit assoziierten
Legendre Polynomen

Energie (MeV)	A_1^1	A_2^1	A_3^1	A_4^1	A_5^1	A_6^1
20.0	4.36	-0.45	0.26	1.46	0.98	-0.25
22.5	-1.80	0.55	-3.82	0.11	-0.29	-0.22
25.0	-2.50	0.08	-3.90	0.94	-0.01	-0.96
27.5	-0.34	-0.75	-5.12	-0.11	-9.32	-1.17
30.0	3.33	-0.49	-3.34	1.72	0.29	-0.36
33.0	2.05	-0.85	-4.30	1.32	0.02	-1.42
36.0	2.52	-2.03	-5.89	0.33	-0.12	-1.86
40.0	6.21	-4.75	-5.33	1.51	-0.24	-1.85
50.0	8.67	-3.30	-3.47	1.79	0.27	-0.84

Tab. C: Resultate der elastischen (n,d)-Analysierstärke

→

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 16.0 (± 1.0) MeV

Streuwinkel		unkorrigierte Daten		Integration über	
(lab.)	(c.m.)	incl. Aufbruchprotonen		Rückstoßdeuteronen	
		A_y	ΔA_y	A_y	ΔA_y
130.7 \pm 0.1	152.97	0.0892	0.0226	0.0814	0.0208
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1560	0.0271	0.1303	0.0246
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1229	0.0323	0.1238	0.0297
102.6 \pm 0.2	131.72	0.2476	0.0368	0.2414	0.0367
93.0 \pm 0.2	122.95	0.1772	0.0422	0.1540	0.0394
83.8 \pm 0.2	113.62	0.0426	0.0309	0.0448	0.0320
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0263	0.0219	-0.0439	0.0222
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0188	0.0165	-0.0152	0.0179
53.5 \pm 0.1	77.15	0.0192	0.0195	0.0347	0.0202
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0254	0.0156	0.0321	0.0176
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0355	0.0108	0.0365	0.0141
25.0 \pm 0.2	38.70			0.0296	0.0206

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 18.0 (± 1.0) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.1058	0.0133	0.1112	0.0136
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1515	0.0181	0.1601	0.0165
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1882	0.0214	0.1940	0.0203
102.6 \pm 0.2	131.72	0.2389	0.0269	0.2235	0.0244
93.0 \pm 0.2	122.95	0.1352	0.0277	0.1203	0.0262
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0481	0.0218	-0.0504	0.0201
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0164	0.0158	-0.0163	0.0147
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0361	0.0112	-0.0327	0.0111
53.5 \pm 0.1	77.15	0.0390	0.0132	0.0304	0.0125
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0375	0.0112	0.0332	0.0112
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0315	0.0068	0.0363	0.0087
25.0 \pm 0.2	38.70	0.1058	0.0133	0.0352	0.0118

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 20.0 (± 1.0) MeV

Streuwinkel		unkorrigierte Daten		Integration über	
(lab.)	(c.m.)	incl. Aufbruchprotonen		Rückstoßdeuteronen	
		A_y	ΔA_y	A_y	ΔA_y
130.7 \pm 0.1	152.97	-0.1485	0.0096	0.0820	0.0091
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1195	0.0131	0.1290	0.0114
111.9 \pm 0.2	139.72	0.2161	0.0153	0.2109	0.0136
102.6 \pm 0.2	131.72	0.1953	0.0188	0.2001	0.0172
93.0 \pm 0.2	122.95	0.0132	0.0198	0.0255	0.0179
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.0413	0.0147	-0.0649	0.0141
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0614	0.0102	-0.0638	0.0098
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0525	0.0075	-0.0464	0.0076
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0021	0.0081	-0.0010	0.0083
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0220	0.0072	0.0273	0.0074
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0347	0.0046	0.0395	0.0057
25.0 \pm 0.2	38.70			0.0505	0.0063

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 22.5 (± 1.5) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.0959	0.0060	0.0954	0.0054
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1379	0.0072	0.1317	0.0065
111.9 \pm 0.2	139.72	0.2034	0.0090	0.1940	0.0080
102.6 \pm 0.2	131.72	0.1569	0.0115	0.1590	0.0104
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.0117	0.0116	-0.0174	0.0108
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.1257	0.0091	-0.1240	0.0082
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.1235	0.0064	-0.1206	0.0060
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0623	0.0048	-0.0564	0.0047
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0084	0.0048	-0.0065	0.0050
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0367	0.0043	0.0388	0.0044
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0379	0.0027	0.0281	0.0064
25.0 \pm 0.2	38.70			0.0503	0.0033

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 25.0 (± 1.5) MeV

Streuwinkel		unkorrigierte Daten		Integration über	
(lab.)	(c.m.)	incl. Aufbruchprotonen		Rückstoßdeuteronen	
		A_y	ΔA_y	A_y	ΔA_y
130.7 \pm 0.1	152.97	0.0989	0.0053	0.0995	0.0049
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1515	0.0065	0.1526	0.0059
111.9 \pm 0.2	139.72	0.2102	0.0084	0.1820	0.0078
102.6 \pm 0.2	131.72	0.1123	0.0105	0.1223	0.0098
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.1124	0.0106	-0.1125	0.0102
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.2067	0.0077	-0.1921	0.0075
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.0512	0.0057	-0.1609	0.0057
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.0864	0.0041	-0.0928	0.0044
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0199	0.0045	-0.0099	0.0047
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0241	0.0037	0.0353	0.0040
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0556	0.0023	0.0539	0.0038
25.0 \pm 0.2	38.70			0.0603	0.0027

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 27.5 (± 1.5) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.1189	0.0070	0.1126	0.0064
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1595	0.0086	0.1604	0.0080
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1793	0.0115	0.1723	0.0105
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0727	0.0154	0.0778	0.0132
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.1740	0.0145	-0.1868	0.0132
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.2343	0.0106	-0.2427	0.0101
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.1842	0.0079	-0.2002	0.0075
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.1288	0.0058	-0.1237	0.0058
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0253	0.0058	-0.0216	0.0061
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0299	0.0047	0.0342	0.0052
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0571	0.0028	0.0606	0.0038
25.0 \pm 0.2	38.70			0.0641	0.0070

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 30.0 (± 1.5) MeV

Streuwinkel		unkorrigierte Daten		Integration über	
(lab.)	(c.m.)	incl. Aufbruchprotonen		Rückstoßdeuteronen	
		A_y	ΔA_y	A_y	ΔA_y
130.7 \pm 0.1	152.97	0.1249	0.0072	0.1198	0.0060
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1716	0.0090	0.1590	0.0079
111.9 \pm 0.2	139.72	0.2024	0.0114	0.1943	0.0103
102.6 \pm 0.2	131.72	0.0444	0.0138	0.0354	0.0126
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.2325	0.0127	-0.2536	0.0123
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.2921	0.0095	-0.3144	0.0098
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.2446	0.0070	-0.2462	0.0072
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.1521	0.0054	-0.1552	0.0056
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0285	0.0057	-0.0312	0.0059
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0320	0.0045	0.0399	0.0049
35.0 \pm 0.3	51.67	0.0611	0.0028	0.0671	0.0032
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0607	0.0027	0.0863	0.0059

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 33.0 (± 1.5) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.1211	0.0092	0.1284	0.0081
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1787	0.0117	0.1737	0.0106
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1476	0.0145	0.1476	0.0134
102.6 \pm 0.2	131.72	-0.0001	0.0182	-0.0232	0.0168
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.2729	0.0163	-0.2926	0.0158
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.3656	0.0126	-0.3808	0.0127
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.2703	0.0093	-0.2864	0.0096
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.1745	0.0068	-0.1760	0.0072
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0498	0.0073	-0.0285	0.0076
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0423	0.0058	0.0537	0.0063
35.0 \pm 0.3	51.67	0.1048	0.0039	0.0747	0.0039
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0777	0.0034	0.0841	0.0051

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 36.0 (± 1.5) MeV

Streuwinkel		unkorrigierte Daten		Integration über	
(lab.)	(c.m.)	incl. Aufbruchprotonen		Rückstoßdeuteronen	
		A_Y	ΔA_Y	A_Y	ΔA_Y
130.7 \pm 0.1	152.97	0.1294	0.0113	0.1348	0.0112
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1879	0.0150	0.1955	0.0147
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1334	0.0192	0.1314	0.0190
102.6 \pm 0.2	131.72	-0.1219	0.0219	-0.1124	0.0221
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.3199	0.0199	-0.3358	0.0213
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.4006	0.0156	-0.4190	0.0170
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.3462	0.0116	-0.3642	0.0124
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.2015	0.0089	-0.2256	0.0096
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0537	0.0095	-0.0577	0.0101
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0649	0.0078	0.0464	0.0084
35.0 \pm 0.3	51.67	0.1056	0.0050	0.0958	0.0051
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0762	0.0044	0.1020	0.0059

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 40.0 (± 2.0) MeV

130.7 \pm 0.1	152.97	0.1640	0.0149	0.1547	0.0142
121.1 \pm 0.1	146.42	0.1872	0.0186	0.1878	0.0191
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1762	0.0231	0.1877	0.0254
102.6 \pm 0.2	131.72	-0.0512	0.0256	-0.0588	0.0270
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.3825	0.0232	-0.4088	0.0260
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.4759	0.0184	-0.5176	0.0209
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.3906	0.0136	-0.4110	0.0153
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.2341	0.0102	-0.2478	0.0118
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0711	0.0115	-0.0619	0.0128
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0658	0.0095	0.0606	0.0109
35.0 \pm 0.3	51.67	0.1143	0.0062	0.1047	0.0063
25.0 \pm 0.2	38.70	0.0736	0.0057	0.1188	0.0066

Analysierstärke der elastischen n-d Streuung bei 50.0 (± 2.0) MeV

Streuwinkel		unkorrigierte Daten		Integration über	
(lab.)	(c.m.)	incl. Aufbruchprotonen		Rückstoßdeuteronen	
		A_Y	ΔA_Y	A_Y	ΔA_Y
130.7 \pm 0.1	152.97	0.1660	0.0286	0.1848	0.0248
121.1 \pm 0.1	146.42	0.2003	0.0344	0.1757	0.0335
111.9 \pm 0.2	139.72	0.1190	0.0396	0.0805	0.0371
102.6 \pm 0.2	131.72	-0.1835	0.0404	-0.2214	0.0388
93.0 \pm 0.2	122.95	-0.4874	0.0377	-0.4398	0.0367
83.8 \pm 0.2	113.62	-0.5621	0.0300	-0.5861	0.0293
74.5 \pm 0.2	103.31	-0.5189	0.0231	-0.5690	0.0231
65.5 \pm 0.2	92.41	-0.3972	0.0184	-0.4432	0.0194
53.5 \pm 0.1	77.15	-0.0840	0.0218	-0.0527	0.0239
44.1 \pm 0.1	64.46	0.0591	0.0169	0.0776	0.0159
35.0 \pm 0.3	51.67			0.1613	0.0094
25.0 \pm 0.2	38.70			0.1729	0.0083

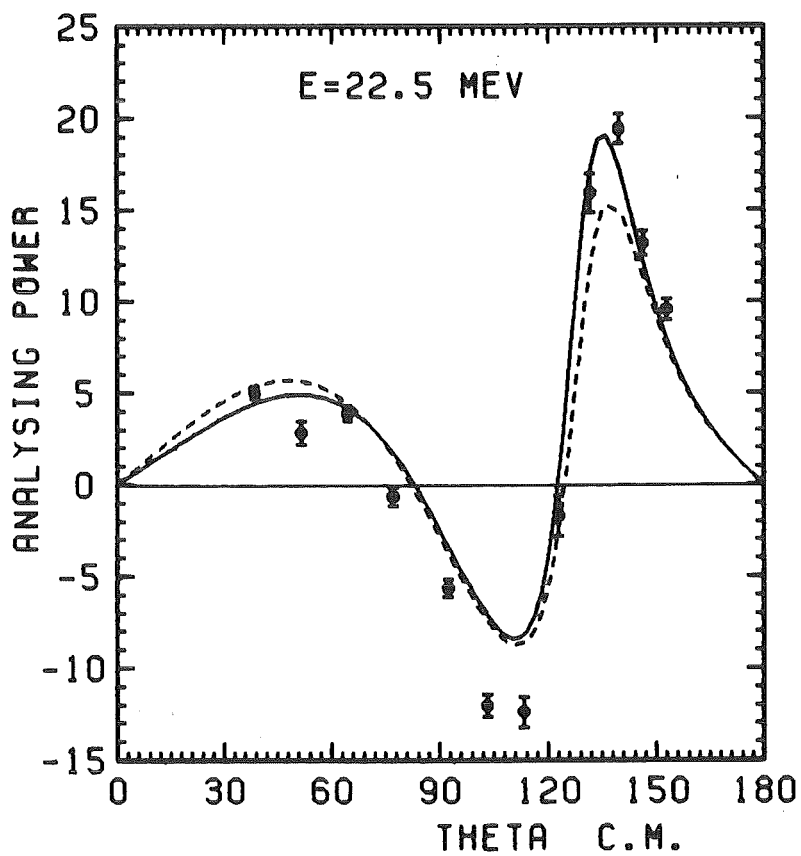
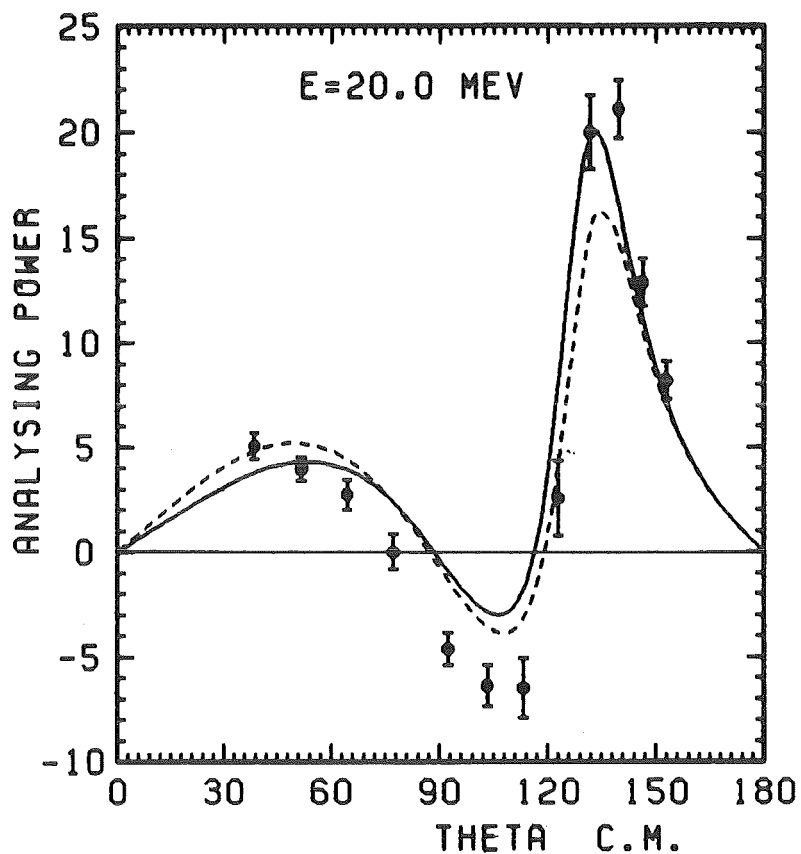


Abb. 26 Vergleich der elastischen n,d Analysierstärke mit Vorhersagen aus Faddeev Rechnungen

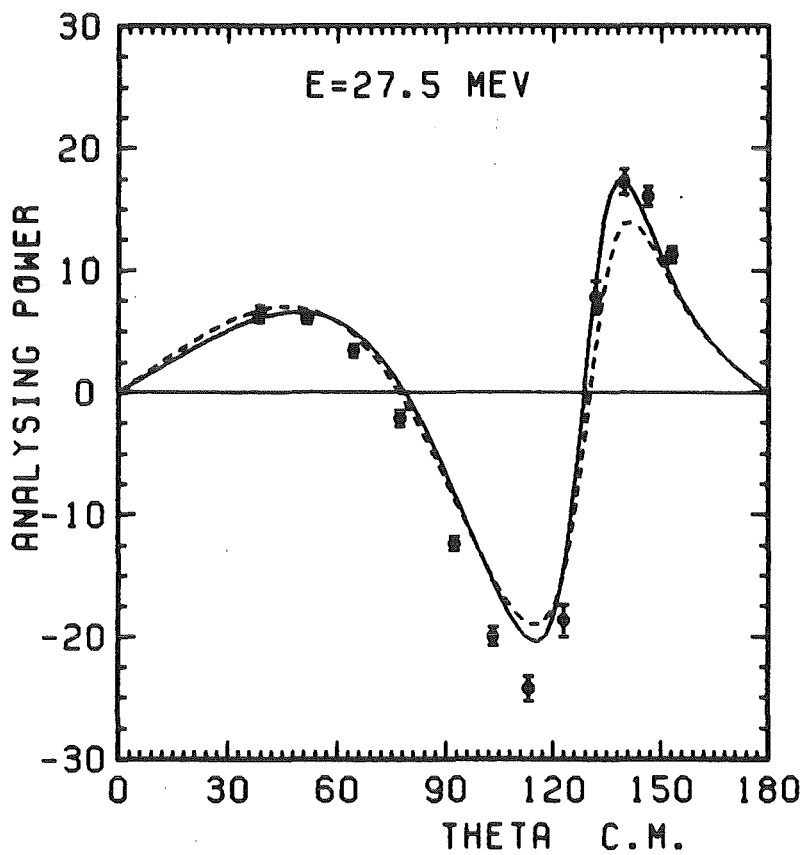
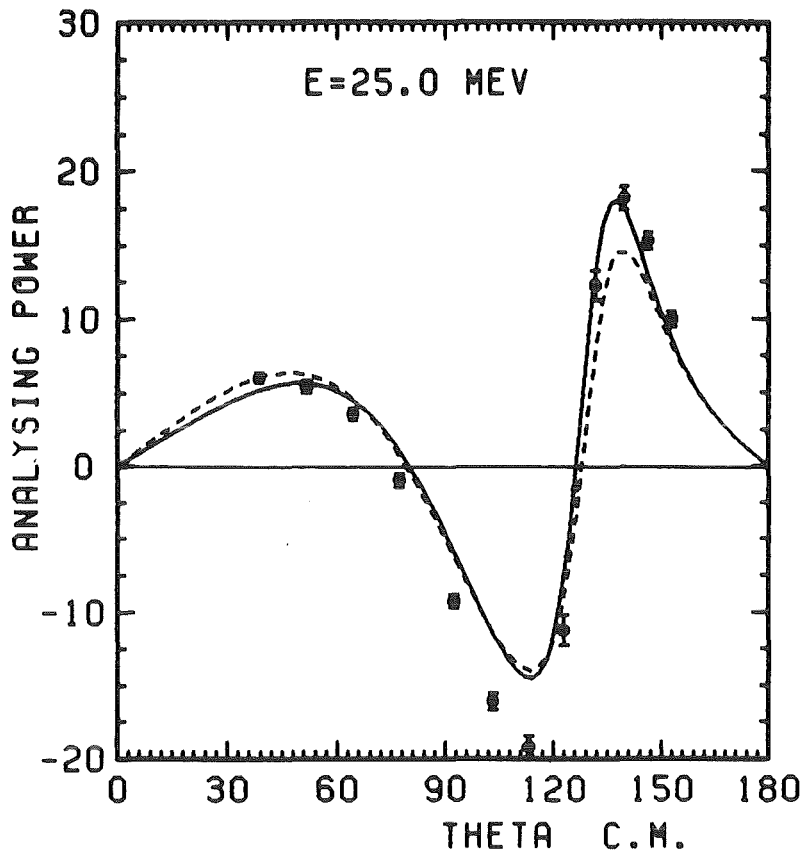


Abb. 26 Vergleich der elastischen n,d Analysierstärke mit Vorhersagen aus Faddeev Rechnungen

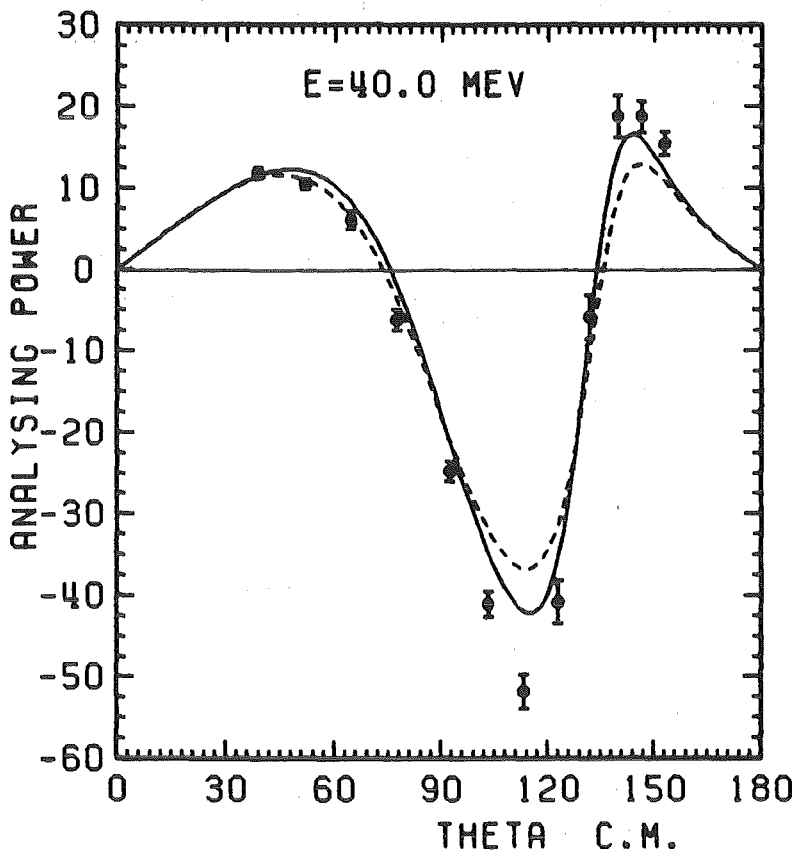
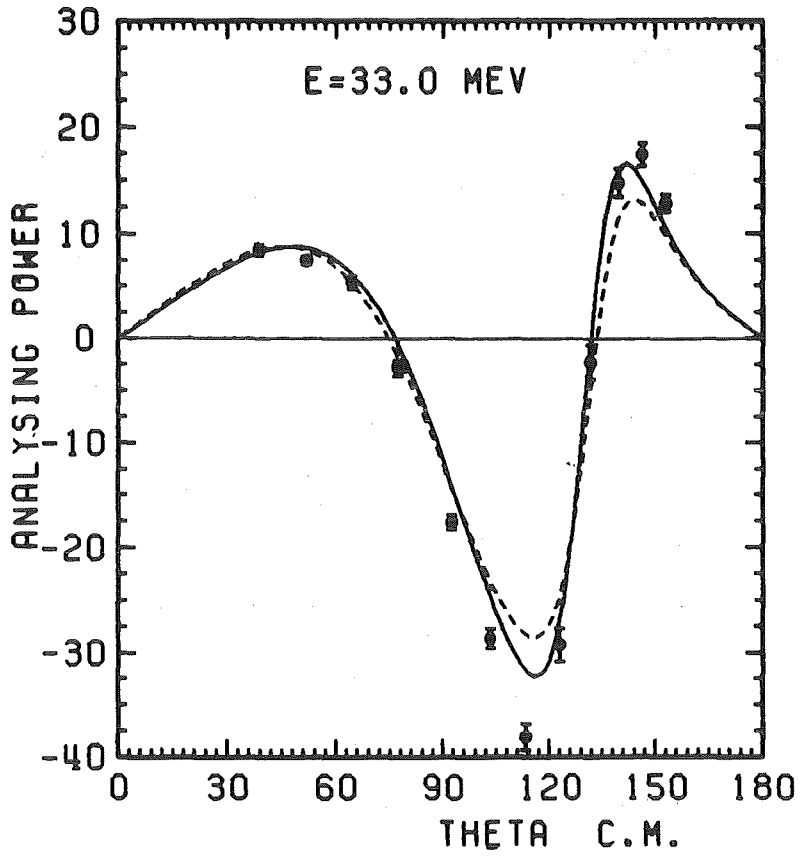


Abb. 26 Vergleich der elastischen n,d Analysierstärke mit Vorhersagen aus Faddeev Rechnungen

Literaturverzeichnis

- /AFA 77/ I.R.Afnan and A.W. Thomas, Topics in Current Physics: Modern Three Hadron Physics, edited by A.W. Thomas, Springer Verlag, Berlin Heidelberg und New York, 1977
- /AGS 67/ E.O. Alt, P. Grassberger and W. Sandhas
Nucl. Phys. B2 (1967), 167
- /ARN 82/ R.A. Arndt; private Mitteilung 1982; mittels SAID
(Scattering Analyses Interactiv Dial-in)
- /BAS 60/ Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel 1960;
Helv. Phys. Acta Suppl. 6 (1961)
- /BEN 76/ J.J. Benayoun, J. Chauvin, C. Gignoux and A. Laverne
Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1438
- /BRÜ 69/ H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich
Zeitschrift für Physik 224 (1969) 486
- /BRU 77/ J. Bruinsma and R. van Wageningen
Nucl. Phys. A282 (1977) 1
- /BUG 80/ D.V. Bugg, J.A. Edgington, W.R. Gibson, N. Wright,
N.M. Stewart, A.S. Clough, D. Axen, G.A. Ludgate,
C.J. Oram, L.P. Robertson, J.R. Richardson and
C. Amsler
Phys. Rev. C21 (1980) 1004
- /CAH 71/ R.T. Cahill and I.H. Sloan
Nucl. Phys. A165 (1971) 161
- /DOB 78/ H. Dobiasch, R. Fischer, B. Haesner, H.O. Klages, P. Schwarz,
B. Zeitnitz, R. Maschuw, K. Sinram and K. Wick
Phys.Lett. 76B (1978) 195
- /DOL 73/ P. Doleschall
Nucl. Phys. A201 (1973) 264
- /DOL 74/ P. Doleschall
Nucl. Phys. A220 (1974) 491
- /DOL 82/ P. Doleschall, W. Grübler, V. König, P.A. Schmelzbach,
F. Sperisen and B. Jenny
Nucl. Phys. A380 (1982) 195
- /EBE 72/ W. Ebenhöh
Nucl. Phys. A191 (1972) 97
- /EST 73/ D.J. Ernst, C.M. Shakin, R.M. Thaler
Phys. Rev. C8 (1973) 507
- /FAD 61/ L.D. Faddeev
Sov. Phys. JETP 12 (1961) 1014

- /FAI 59/ H. Faissner
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 32,
Springer Verlag (1956) 180
- /FIN 85/ G. Fink private Mitteilung 1985
- /FIS 78/ R. Fischer, H. Dobiasch, B. Haesner, H.O. Klages,
R. Maschuw, P. Schwarz and B. Zeitnitz
Few Body Systems and Nuclear Forces I
Proceedings, Graz (1978) 259
- /GLÖ 83/ W. Glöckle, The Quantum Mechanical Few-Body Problem,
Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1983
- /GRÜ 78/ W. Grübler, V. König, P.A. Schmelzbach, B. Jenny
H.R.Bürgi, P. Doleschall, G. Heidenreich, H. Roser,
F. Seiler and W. Reichart
Phys. Lett 74B (1978) 173
- /GRÜ 81/ W. Grübler "The Few Body Problem", edited by F.S. Levin
(North-Holland, Amsterdam 1981);
Nucl. Phys. A353 (1981) 75c
- /HAI 84/ J. Haidenbauer and W. Plessas
Phys Rev C30 (1984) 1822
- /HOL 75/ K. Holinde and R. Machleidt
Nucl. Phys. A247 (1975) 495
- /ILA 61/ K. Ilakovac, L.G. Kuo, M. Petravac, I. Slaus and P. Tomas
Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 356
K. Ilakovac, L.G. Kuo, M. Petravac and I. Slaus
Phys. Rev. 124 (1961) 1923
- /ILA 63/ K. Ilakovac, L.G. Kuo, M. Petravac, I. Slaus and P. Tomas
Nucl. Phys. 43 (1963) 254
- /JAN 84/ G. Janson, L. Glantz, A. Johansson and I. Koersner
"Few Body Problems in Physics", Vol II, edited
by B. Zeitnitz, Elsevier Science Publ. B.V. (1984) 529
- /JOH 65/ A.R. Johnston, W.R. Gibson, J.H.P.C. Megaw, R.M. Griffiths
and R.M. Eisberg
Phys. Lett. 19 (1965) 289
- /KLA 84/ H.O.Klages, H. Dobiasch, P. Doll, H. Krupp, M. Oexner,
P. Plischke, B. Zeitnitz, F.P. Brady and J.C. Hiebert
NIM 219 (1984), 269
- /KOI 78/ Y. Koike
Prog. Theor. Phys. 59 (1978), 87
- /KOI 81/ Y. Koike
Prog. Theor. Phys. 66 (1981), 1899

- /KOI 84/ Y. Koike
"Few Body Problems in Physics"; edited by B. Zeitnitz
Elsevier Science Publ. B.V. (1984), 381
- /KOI 85/ Y. Koike private Mitteilung 1985
- /KRU 83/ H. Krupp
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1983
- /KRU 84/ H. Krupp, J.C. Hiebert, H.O. Klages, P. Doll,
J. Hansmeyer, P. Plischke, J. Wilczynski and H. Zankel
Phys. Rev. C30 (1984), 1810
- /LAC 80/ M. Lacombe, B. Loiseau, J.M. Richard, R. Vinh Mau,
J. Cote, B. Pires and R. de Tournreil
Phys. Rev. C21 (1980), 861
- /LOV 64/ C. Lovelace
Phys. Rev. 135B (1964), 1225
- /LÜB 84/ W. Lübcke, B. Bannach, G. Börker, J. Krug, P. Lekkas,
M. Stephan
Verh. DPG (VI) 19 (1984), 922
- /MAI 80/ G. Mairle, K.T. Knöpfle, H. Riedesel, G.J. Wagner,
V. Bechthold, L. Friedrich
Nucl. Phys. A339 (1980), 61
- /MAT 82/ L. Mathelitsch, W. Plessas, W. Schweiger
Phys. Rev. C26 (1982), 65
- /MAW 69/ M.H. MacGregor, R.A. Arndt and R.W. Wright
Phys. Rev. 182 (1969) 1714
- /NIT 85/ W. Nitz
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1985
- /PIE 72/ S.C. Pieper
Nucl. Phys. A193 (1972), 529
and
Phys. Rev. C6 (1972), 1157
- /PIE 73/ S.C. Pieper
Phys. Rev. C8 (1973), 1702
- /RAD 75/ F.N. Rad, H.E. Conzett, R. Roy, F. Seiler
Phys. Rev. Lett. 35 (1975), 1134
- /REI 68/ R.J. Reid
Ann. Phys. (NY) 50 (1968), 411
- /ROM 70/ J.L. Romero, J.A. Jungerman, F.P. Brady, W.J. Knox
and Y. Ishizaki
Phys. Rev. C2 (1970) 2134

- /ROM 82/ J.L. Romero, J.L. Ullmann, F.P.Brady, W.J. Knox,
Y. Ishizaki, A.L.Sagle, T.S. Subramanian, C.I. Zanelli,
N.S.P. King, M.W. McNaughton, B.E. Bonner
Phys. Rev. C25 (1982), 2214
- /SCH 83/ P.Schwarz, H.O. Klages, P.Doll, B. Haesner,
J. Wilczynski, B. Zeitnitz
Nucl. Phys. A398 (1983), 1
- /SEA 72/ J.D. Seagrave, J.C. Hopkins, D.R. Dixon, P.W. Keaton,
E.C. Kerr, A. Niiler, R.H. Sherman, R.K. Walter
Ann. Phys. 74 (1972), 250
- /SHI 68/ S. Shirato, N. Koori
Nucl. Phys. A120 (1968), 387
- /STJ 75/ C. Stolk, J.A. Tjon
Phys. Rev. Lett. 35 (1975), 985
- /STJ 77/ C. Stolk, J.A. Tjon
Phys. Rev. Lett. 39 (1977), 395
- /STU 78/ J.H. Stuivenberg, R. van Wageningen
Nucl. Phys. A304 (1978), 141
- /SZI 74/ E.W. Schmid, H. Ziegelmann,
"The Quantummechanical Three Body Problem",
Vieweg Tracts in Pure Physics Vol 2, 1974;
edited by H. Stumpf, Pergamon Press, Braunschweig
- /SUN 78/ B. Sundqvist, L. Glantz, A. Johansson, L. Amten,
I. Koersner
NIM 153 (1978), 301
- /TOR 82/ W. Tornow, C.R. Howell, R.C. Byrd, R.S. Pedroni,
R.L. Walter
Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 312
- /TOR 85/ W. Tornow, P. Treado, I. Slaus
Verhandl. DPG (VI) 20 (1985), 454
- /TOU 73/ R. de Turreil, D.W.L. Sprung
Nucl. Phys. A201 (1973), 193
- /WAN 74/ J.C. Wang, F.P. Brady, N.S.P. King, M.W. McNaughton
Phys. Lett. 51B (1974), 42
- /WAT 82/ J.W. Watson, R. Garrett, F.P. Brady, D.H. Fitzgerald,
J.L. Romero, J.L.Ullmann, C.I.Zanelli
Phys. Rev. C25 (1982), 2219
- /WEB 81/ J. Weber
Helv. Phys. Acta 54 (1981), 547
- /WIL 84/ J. Wilczynski, KFK 3781, Juli 1984

- /YAM 54/ Y. Yamaguchi
Phys. Rev. 95 (1954), 1628
and
Phys. Rev. 95 (1954), 1635
- /Zan 83/ H. Zankel, G.M. Hale
Phys. Rev. C27 (1983) 419