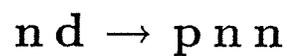


Untersuchung der quasielastischen
Ladungsaustauschreaktion



im Neutronenenergiebereich
von 290 bis 570 MeV

Als Diplomarbeit vorgelegt von
Bernd Pagels

Fakultät für Physik der Universität Freiburg i. Br.
Mai 1988

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
2	Theorie	4
2.1	Ein phänomenologischer Ansatz	4
2.2	Die PWIA	5
2.3	Closure Approximation	7
2.4	Korrekturen zur Stoßnäherung	10
2.5	Protonenspektrum	10
3	Experiment	12
3.1	Neutronenstrahl	12
3.2	Reaktionstarget	13
3.3	Magnetspektrometer	13
3.4	Elektronik	15
3.5	Datenaufnahme	16
3.6	Monitorsystem	16
3.7	Durchführung des Experiments	17
4	Datenanalyse	18
4.1	Eichungen	18
4.2	Teilchentrennung	20
4.3	Targetort und Streuwinkel	21
4.4	NEVISLAB-Fehler	22
4.5	Impulsspektren	23
4.6	Absolutnormierung	25
4.7	Korrektur der Impulsspektrenintegration	26
4.8	Differentielle Wirkungsquerschnitte	28
5	Diskussion	29
5.1	Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte	29
5.2	Vergleich mit dem Stoßnäherungsmodell	31
5.3	Spinabhängigkeit des elastischen Ladungsaustauschs	33
5.4	Fehlerbetrachtung	33
6	Zusammenfassung	35

A Berechnung der PWIA	36
B Tabellen der Wirkungsquerschnitte	39
C Tabellen der Fitparameterwerte	43

Energie [MeV]	Laborstreuwinkel [Grad]	Reaktion	Autor
962	23	$pd \rightarrow npp$	[ALA74]
647 / 800	0	$pd \rightarrow npp$	[BJO76]
794	0-18	$nd \rightarrow pnn$	[BON78]
270	4-58	$nd \rightarrow pnn$	[CLA52]
200	0-40	$nd \rightarrow pnn$	[DZH62]
144	0	$pd \rightarrow npp$	[LAN67]
710	0	$nd \rightarrow pnn$	[LAR60]
152	0-30	$nd \rightarrow pnn$	[MEA66]

Tab. 1.1: Experimente zum quasielastischen Ladungsaustausch am Deuteron im Energiebereich von 100 bis 1000 MeV

1 Ein

Bis zum h
eine der v
Eine mögl
geben auf
Paritätser
nicht-selt
net, daß i
auf polar
[LEC87].

Berei
abhängig
austausc
mentare:
als ob es
Bestimm
kann es
teil der

Die
ten Exj
Bonner
einzig :

Reakti
Die
dungs
ferenti
max. J

W
dem e
dells

1 Einführung

Bis zum heutigen Tage ist die Bestimmung der Neutron-Proton-Streuamplituden eine der vordringlichsten Aufgaben der Mittelenergiephysik bis 1 GeV geblieben. Eine möglichst vollständige Rekonstruktion der Streumatrix vermag Antwort zu geben auf aktuelle Fragen bzgl. der Symmetrien der np-Streuung, speziell der Paritätserhaltung, Zeitumkehrinvarianz und Isospinerhaltung, und Existenz von nicht-seltsamen Dibaryonen. Die gegenwärtige Situation ist dadurch gekennzeichnet, daß insbesondere ein Mangel an spinabhängigen Experimenten besteht, da sie auf polarisierte Neutronenstrahlen und/oder polarisierte Targets angewiesen sind [LEC87].

Bereits im Jahre 1951 wiesen Chew [CHE51] und Pomerančuk [POM51] unabhängig voneinander auf die Möglichkeit hin, aus dem quasielastischen Ladungsaustausch am Deuterium (QECEX) $nd \rightarrow pnn$ auf die Spinabhängigkeit der elementaren Amplitude zu schließen. Das Proton besitzt nach dem Stoß einen Impuls, als ob es dem elastischen Ladungsaustausch (CEX) $np \rightarrow pn$ entstammen würde. Bestimmt man das Verhältnis der 0° -Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen, so kann es innerhalb des Stoßnäherungsmodells unmittelbar zum spinabhängigen Anteil der np-Streumatrix in Bezug gesetzt werden.

Die bisher zum quasielastischen Ladungsaustausch am Deuteron veröffentlichten Experimente sind in Tab. 1.1 aufgeführt. Mit Ausnahme der Messung von Bonner et al. [BON78], liegen sie entweder mit schlechter Statistik vor oder sind einzig auf den Streuwinkel 0° beschränkt oder behandeln die ladungskonjugierte Reaktion.

Die vorliegende Arbeit beschreibt ein Experiment zum quasielastischen Ladungsaustausch im Neutronenenergiebereich von 290 bis 570 MeV. Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte wurden im Laborstreuwinkelbereich von 0° bis max. 18° erstellt. In diesem Energieintervall liegen bisher keinerlei Messungen vor.

Weiterhin wurden die gewonnenen Wirkungsquerschnitte einem Vergleich mit dem elastischen Ladungsaustausch und den Vorhersagen eines Stoßnäherungsmodells unterzogen.

2 Theorie

2.1 Ein phänomenologischer Ansatz

Das Deuteron besitzt die geringe Bindungsenergie von 2.225 MeV. Seine Nukleonkonstituenten befinden sich daher nahezu auf ihrer Massenschale, eine Eigenschaft, die sich auch in der generellen Dimension des Deuterons von 3–5 fm widerspiegelt. Das schwach gebundene Proton im Deuteron hält sich somit die meiste Zeit außerhalb der Reichweite der starken Wechselwirkung von 1.2–1.4 fm auf.

Es liegt nahe, den quasielastischen Ladungsaustausch in einem einfachen Bild zu betrachten. Ist die De Broglie-Wellenlänge des Projektilneutrons sehr viel kleiner als der Deuteronradius, so sollte der Wechselwirkungsprozeß mit dem Deuteron durch die Streuung des Neutrons am Proton mit dem zweiten Neutron als unbeteiligten Zuschauer (Spektator) beschrieben werden können. Unter Vernachlässigung der Deuteronbindungsenergie reduziert sich das Streuproblem zunächst auf die Beschaffung der elementaren np-Ladungsaustauschamplitude. Dieser Ansatz wird noch dadurch gerechtfertigt, wenn man die Wechselwirkungsdauer des Neutrons mit dem Deuteron

$$\tau' = \frac{\mu}{\beta_{inc} c}, \quad \mu = \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \cong 1.4 \text{ fm} \quad (2.1)$$

mit der typischen Deuteronzeitskala

$$\tau = \frac{2\pi\hbar}{B} \cong 2 \cdot 10^{-21} \text{ s} \quad (2.2)$$

vergleicht [FRI75]. β_{inc} ist die Neutrongeschwindigkeit, μ die Compton-Wellenlänge des Pions und B die Deuteronbindungsenergie. Bei genügend hohem Projektilimpuls erscheint das Deuteron während des Stoßprozesses 'eingefroren'. Der Tab. 2.1 kann entnommen werden, daß bei einem Neutronimpuls von 1 GeV/c die genannten Bedingungen sehr gut erfüllt sind. Letztere Beschreibung gab obigem Modell in Analogie zur klassischen Mechanik seinen Namen: Wirkt eine Kraft derart kurz auf ein System, daß alle übrigen Kräfte während des Wechselwirkungsprozesses vernachlässigt werden können, so spricht man von einer 'Stoßnäherung' (impulse approximation). Die Stoßnäherung ist keineswegs äquivalent zur Born'schen Näherung, basiert sie doch auf der Kurzreichweite der Kernkräfte, des großen Deuteronradiuses und des hohen Projektilimpulses und nicht auf der Schwäche der Wechselwirkung.

Die erste Formulierung der Stoßnäherung geht auf Chew [CHE50], [CHE51] zurück. Im Falle des quasielastischen Ladungsaustauschs am Deuteron berück-

sichtigte er bereits das Pauli'sche Ausschließungsprinzip und die Fermibewegung des gebundenen Protons.

- Unter dem Laborstreuwinkel $\theta_p = 0^\circ$ besitzt das Proton ungefähr den Impuls des Projektilneutrons. Die beiden verbleibenden Neutronen besitzen dann einen sehr kleinen Relativimpuls und werden überwiegend in einen 1S_0 -Singulett-Zustand gezwungen¹. Einen Triplett-Zustand unterdrückt das Pauli-Prinzip.
- Das gebundene Proton ist für das Projektil gemäß der Deuteronwellenfunktion im Impulsraum ein bewegtes Target. Im Schwerpunktsystem der Stoßpartner müssen daher np-Streuamplituden zu verschiedenen Energien und Streuwinkeln berechnet werden.

Insbesondere der erstgenannte Effekt führt unter kleinen Streuwinkeln zu einer Unterdrückung des QECEX-Wirkungsquerschnitts im Vergleich zum CEX-Wirkungsquerschnitt.

2.2 Die PWIA

In dem vorliegenden Abschnitt soll im Hinblick auf eine numerische Berechnung und Diskussion die sog. 'Plane Wave Impulse Approximation' (PWIA) skizziert werden.

Die Teilchen in unserem 3-Nukleonensystem seien folgendermaßen indiziert: das Projektilneutron sei Nr. 1, das Spektatorneutron Nr. 2 und das Proton Nr. 3. Die relativistischen Operatoren für die kinetische Energie seien K_j , $j = 1, 2, 3$. Weiterhin lassen sich unter der Annahme, daß die Kernkräfte durch 2-Teilchenwechselwirkung erzeugt werden, die Wechselwirkungsoperatoren V_{ij} , $j = 1, 2, 3$, $i \neq j$ einführen. Der Hamiltonoperator unseres Systems nimmt dann die Gestalt $H = H_0 + V$ an, mit $H_0 = K_1 + K_2 + K_3$ und $V = V_{12} + V_{31} + V_{23}$. Die Gesamtenergie des Systems sei E .

Der Übergang von einem einlaufenden asymptotischen Zustand $|\varphi_i\rangle$ zu einem auslaufenden asymptotischen Zustand $|\varphi_f\rangle$ wird durch die Amplitude $\langle \varphi_f | T | \varphi_i \rangle$ beschrieben. Im Ruhesystem des Deuterons lautet die einfachste Wahl für den Zustand $|\varphi_f\rangle$:

$$|\varphi_f\rangle = |\vec{k}_1\rangle |\vec{k}_2\rangle |\vec{k}_3\rangle |L\rangle \quad (2.3)$$

¹Gemäß dem Beitrag der D-Zustandsbeimischung zur Deuteronwellenfunktion kann im Stoßnäherungsbild ebenfalls ein 1D_2 -Zustand angenommen werden.

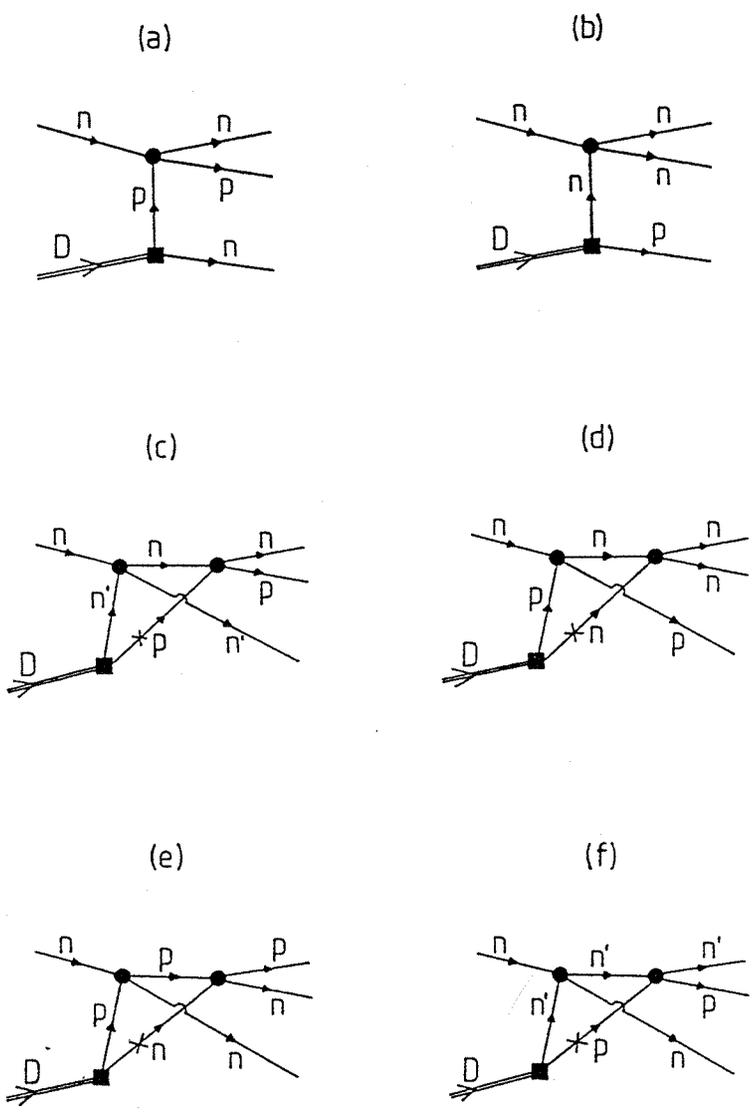


Abb. 2.1: Die sechs Diagramme niedrigster Ordnung der Mehrfachstreuentwicklung aus Gleichung 2.5

Der Impuls
lichen Spin

\vec{p}_1 ist der
pulsraum
zum Ausg
Die Ü
entwickel

G_0 ist de

und die
Gleichu

genüger
Relatio

die An
Überg
dar. Il
kieren
Di
neutr
typisc
Endz
In
Ladu
Es b

Der Impuls der Nukleonen ist \vec{k}_i , $i = 1, 2, 3$. L kennzeichnet einen der acht möglichen Spinzustände im Ausgangskanal. Der Zustand $|\varphi_i\rangle$ im Eingangskanal ist:

$$|\varphi_i\rangle = |\vec{p}_1\rangle \int d^3p \Phi(\vec{p}) |\vec{p}\rangle |-\vec{p}\rangle |S\rangle \quad (2.4)$$

\vec{p}_1 ist der Projektilimpuls, $\Phi(\vec{p})$ die spinabhängige Deuteronwellenfunktion im Impulsraum und $|S\rangle$ der Spinzustand des Projektils. Der Spinraum ist im Gegensatz zum Ausgangskanal 6-dimensional.

Die Übergangsamplitude $\langle\varphi_f|T|\varphi_i\rangle$ läßt sich formal in eine Mehrfachstreuereihe entwickeln [FAD61], [WAL72]:

$$\begin{aligned} \langle\varphi_f|T|\varphi_i\rangle &= \langle\varphi_f|T_{31}|\varphi_i\rangle + \langle\varphi_f|T_{12}|\varphi_i\rangle \\ &+ \langle\varphi_f|T_{31}G_0T_{12}|\varphi_i\rangle + \langle\varphi_f|T_{12}G_0T_{31}|\varphi_i\rangle \\ &+ \langle\varphi_f|T_{23}G_0T_{31}|\varphi_i\rangle + \langle\varphi_f|T_{23}G_0T_{12}|\varphi_i\rangle + \mathcal{O}(G_0^2) \end{aligned} \quad (2.5)$$

G_0 ist der Green'sche Operator

$$G_0 = \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} \quad (2.6)$$

und die T_{ki} sind die Zweikörper-T-Operatoren, welche der Lippmann-Schwinger-Gleichung

$$T_{ki} = V_{ki} + V_{ki}G_0T_{ki} \quad (2.7)$$

genügen. Spaltet man weiterhin von den Reihengliedern mit einem G_0 , gemäß der Relation

$$\frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} = \mathcal{P} \left[\frac{1}{E - H_0} \right] - i\pi\delta(E - H_0), \quad (2.8)$$

die Anteile des Cauchy'schen Hauptwertes ab, so stellen die verbleibenden sechs Übergangsamplituden eine verallgemeinerte Glauberentwicklung [GLA55], [FRA66] dar. Ihre Diagramme sind in Abb. 2.1 wiedergegeben. Die gekreuzten Linien markieren dabei on-shell Nukleonen.

Die Diagramme (a) und (b) beschreiben die einfache Streuung des Projektilneutrons entweder am gebundenen Proton oder Neutron, (c) und (d) sind die typischen Doppelstreuamplituden der Glaubertheorie und (e) und (f) beschreiben Endzustandswechselwirkungen der Nukleonen des Deuterons.

Im weiteren Fortgang des Kapitels soll zur Beschreibung des quasielastischen Ladungsaustauschs am Deuteron nur noch das erste Diagramm behandelt werden. Es beschreibt die im vorigen Abschnitt eingeführte Stoßnäherung. Das zweite

Diagramm ist kinematisch unterdrückt, während sich die Anteile der übrigen vier Diagramme erst bei größeren Impulsüberträgen manifestieren.

Der Operator T_{31} wirkt nur auf zwei Nukleonen und kann mit der Beziehung

$$\langle \vec{k}'_1 \vec{k}'_2 \vec{k}'_3 | T_{31} | \vec{k}_1 \vec{k}_2 \vec{k}_3 \rangle = (2\pi)^3 \sqrt{2M} \delta(\vec{k}_2 - \vec{k}'_2) T_{np}(\vec{k}_1, \vec{k}_3 \rightarrow \vec{k}'_1, \vec{k}'_3) \quad (2.9)$$

direkt mit der off-shell np-Streuamplitude T_{np} verknüpft werden. Die Normierungsbedingung von T_{np} lautet bzgl. der Spineinstellungen n und n' im Ein- und Ausgangskanal

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{n \rightarrow n'}^{cm} = \frac{1}{(8\pi)^2 s} \left| \langle n' | T_{np}(\vec{k}_n, \vec{k}_p \rightarrow \vec{k}'_n, \vec{k}'_p) | n \rangle \right|^2. \quad (2.10)$$

M ist die Deuteronmasse und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie.

Um von der Stoßnäherungsamplitude zum einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt des quasielastischen Ladungsaustauschs zu gelangen, muß über sämtliche Spinkombinationen im Ein- und Ausgangskanal summiert und über die Spektorimpulsvariablen im Phasenraum integriert werden. Der Wirkungsquerschnitt im Laborsystem, unter Berücksichtigung der Antisymmetrisierung über die Neutronenvariablen im Ausgangskanal, nimmt dann folgende Gestalt an [BON78]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{nd} = \frac{1}{6} \sum_{Spins} \int d^3 k_2 \frac{k_3^2}{(8\pi)^2 p_1 E(k_2) |k_3 E(k_1) + [k_3 + \hat{k}_3 \cdot (\vec{k}_2 - \vec{p}_1)] E(k_3)|} \times \\ \frac{1}{2} \left| \langle L | T_{np}(\vec{p}_1, -\vec{k}_2 \rightarrow \vec{k}_1, \vec{k}_3) \Phi(\vec{k}_2) | S \rangle - \langle L' | T_{np}(\vec{p}_1, -\vec{k}_1 \rightarrow \vec{k}_2, \vec{k}_3) \Phi(\vec{k}_1) | S \rangle \right|^2 \quad (2.11)$$

L' ist der antisymmetrisierte Spinzustand L .

2.3 Closure Approximation

Eine häufig verwendete Hochenergienäherung, die sog. 'Closure Approximation', hilft die räumlichen und spinabhängigen Anteile in Gleichung 2.11 zu separieren. Hebt man die Integrationsgrenzen des Phasenraumes auf und benutzt die Streuamplituden für ein stationäres Targetproton, so erhält man [BUG87], [DEA72]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{nd} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{np} - S_0(\Delta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{ex1} - S_2(\Delta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{ex2} \quad (2.12)$$

Der Term $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{np}$ beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Ladungsaustauschreaktion. Die Wirkungsquerschnitte aus Gleichung 2.12 lauten

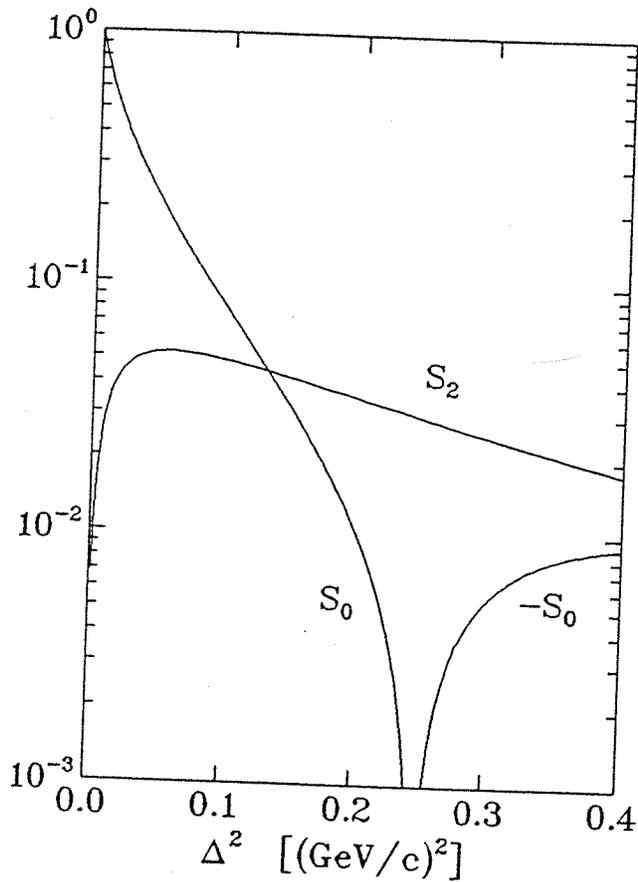


Abb. 2.2: Ladungsformfaktor S_0 und Quadrupolformfaktor S_2 des Deuterons

im Schwerpu

Die Koeffizi

wobei \vec{k}_i un
Teilchens in

und S_2 der

des Deuterc
Proton. $u(r)$
raum.

Die neg:
wieder. Fü
Unterdrück
Fall. Zu g
schnitt in
Terms ist i
tung und w

Die Spi
aufgezeigte
2.12 folgen

im Schwerpunktsystem:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{np} = |a|^2 + |b|^2 + 2|c|^2 + |e|^2 + |f|^2 \quad (2.13)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ex1} = |a|^2 + \frac{1}{3}|b|^2 + \frac{4}{3}|c|^2 + \frac{1}{3}|e|^2 + \frac{1}{3}|f|^2 \quad (2.14)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ex2} = \frac{2}{3}(|c|^2 + |b|^2 - 2|e|^2 + |f|^2) \quad (2.15)$$

Die Koeffizienten a,b,c,e und f entstammen der np-Streumatrix

$$M(\vec{k}_f; \vec{k}_i) = a + b(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) + c[(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n})] \\ + e(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{m}) + f(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{I})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{I}) \quad (2.16)$$

$$\vec{I} := \frac{\vec{k}_f + \vec{k}_i}{|\vec{k}_f + \vec{k}_i|}, \quad \vec{m} := \frac{\vec{k}_f - \vec{k}_i}{|\vec{k}_f - \vec{k}_i|}, \quad \vec{n} := \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|},$$

wobei \vec{k}_i und \vec{k}_f Einheitsvektoren in Richtung des einfallenden und des gestreuten Teilchens im Schwerpunktsystem sind. S_0 ist der Ladungsformfaktor

$$S_0(\Delta) = \int_0^\infty dr j_0(\Delta r) (u(r)^2 + w(r)^2) \quad (2.17)$$

und S_2 der Quadrupolformfaktor

$$S_2(\Delta) = \sqrt{2} \int_0^\infty dr j_2(\Delta r) w(r) \left(u(r) - \frac{1}{\sqrt{8}} w(r) \right) \quad (2.18)$$

des Deuterons [FRA69] bzgl. des Vektorimpulsübertrags $\vec{\Delta}$ zwischen Neutron und Proton. $u(r)$ und $w(r)$ sind die konventionellen Deuteronwellenfunktionen im Ortsraum.

Die negativen Terme in Gleichung 2.12 spiegeln die Wirkung des Pauli-Prinzips wieder. Für $\vec{\Delta} = 0$ bewirkt insbesondere der Formfaktor S_0 , vgl. Abb. 2.2, eine Unterdrückung des quasielastischen Wirkungsquerschnitts im Vergleich zum freien Fall. Zu größeren Impulsüberträgen hin konvergiert der PWIA-Wirkungsquerschnitt in den CEX-Wirkungsquerschnitt. Die Wirkung des zweiten negativen Terms ist in unserem kinematischen Bereich ($\Delta^2 \leq 0.14$ (GeV/c²)²) ohne Bedeutung und wird in den weiteren Betrachtungen nicht mehr berücksichtigt.

Die Spinabhängigkeit der QECEX-Reaktion läßt sich in einer von Dean [DEA72] aufgezeigten Weise herausarbeiten, indem der differentielle Wirkungsquerschnitt 2.12 folgendermaßen umgeschrieben wird:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{nd} = (1 - S_0(\Delta)) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{nf} + \left(1 - \frac{1}{3}S_0(\Delta)\right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^f \quad (2.19)$$

Die 'flip'- und 'nonflip'-Wirkungsquerschnitte

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{nf} &= |a|^2 + |c|^2 \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^f &= |b|^2 + |c|^2 + |e|^2 + |f|^2 \end{aligned} \quad (2.20)$$

sind für $\vec{\Delta} = 0$ eine Aufspaltung des np-Wirkungsquerschnittes 2.13 in seinen spinunabhängigen und spinabhängigen Anteil, wie man der Tatsache entnehmen kann, daß dann die Koeffizienten der np-Streumatrix den Bedingungen $c = 0$ und $b = e$ gehorchen. Das Verschwinden des ersten Summanden in Gleichung 2.19 hat für uns die wichtige Konsequenz, daß der Wirkungsquerschnitt des quasielastischen Ladungsaustauschs für $\vec{\Delta} = 0$ nur noch vom spinabhängigen Anteil des CEX-Wirkungsquerschnitts abhängt.

wrong

Das Verhältnis von Triplet- zu Singulett-Zustand des Neutronenpaares im Ausgangskanal wird davon entscheidend beeinflusst. Im Fall, daß der flip-Anteil den QECEX-Wirkungsquerschnitt dominiert, beträgt ihr Verhältnis $\frac{2}{3} : \frac{1}{3}$, d.h. neben dem Austausch der Ladungen der Stoßpartner kann ebenfalls ein Austausch ihrer Spins stattfinden. Im gegenteiligen Fall, wenn der nonflip-Anteil dominiert, befinden sich die Neutronen überwiegend in einem Triplet-Zustand. Die Spinsensibilität der QECEX-Reaktion äußert sich dann darin, daß das Pauli-Prinzip die Triplet-Zustände stark unterdrückt, hingegen den Singulett 1S_0 -Zustand erlaubt.

Das Verhältnis R von spinunabhängigen zu spinabhängigen Anteil unter $\vec{\Delta} = 0$ ist experimentell zugänglich, indem der Quotient der QECEX- und CEX-Wirkungsquerschnitte gebildet wird:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{nd}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{np}} \Bigg|_{\vec{\Delta}=0} = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{1+R} \right), \quad R = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{nf}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^f} \Bigg|_{\vec{\Delta}=0} \quad (2.21)$$

Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der QECEX-Reaktion besitzt somit eine große Ähnlichkeit mit Polarisationsexperimenten des elementaren Prozesses. Beispielsweise machte Lapidus [LAP57] darauf aufmerksam, daß man völlig analoge Information über die np-Amplitude durch Dreifachstreuexperimente erhält. In diesem Sinne kann Gleichung 2.12 dazu dienen, den quasielastischen Ladungsaustausch in die Streuphasenanalyse des freien Prozesses miteinzubeziehen.

2.4 Korrekturen zur Stoßnäherung

Die bisherige Diskussion des quasielastischen Ladungsaustauschs geschah völlig im Rahmen der Stoßnäherung. Wie bereits bei der Formulierung der Mehrfachstreuerei in Abschnitt 2.2 angeklungen, beschreibt sie den Wechselwirkungsprozeß nur in niedrigster Ordnung. Es sollen daher einige stichwortartige Anmerkungen zu Korrekturen der Stoßnäherung gemacht werden, deren explizite Behandlung über das Ziel dieser Arbeit hinausführen würde.

- Es ist bekannt, daß Glauberkorrekturen bei inklusiven Wirkungsquerschnitten in der Größenordnung von 5 % liegen und mit zunehmendem Impulsübertrag rasch zunehmen. Der Fall des quasielastischen Ladungsaustauschs am Deuteron wird ausführlich von Lykasov und Tarasov [LYK74] behandelt.
- Die Neutronen im Ausgangskanal der QECEX-Reaktion werden im PWIA-Modell durch ebene Wellen dargestellt. Es ist möglich, eine Zweinukleonwellenfunktion unter Zuhilfenahme der nn-Singulett-Streulänge anzugeben, welche die Endzustandswechselwirkung des Neutronenpaares berücksichtigt [PHI64].
- Gelegentlich wird die Existenz von virtuellen Deuteronzuständen bzw. einer intermediären Δ -Produktion [ALA74] erwogen. Damit eventuell verbundene Phänomene liegen aber außerhalb des uns zugänglichen Impulsübertragsbereiches.

2.5 Protonenspektrum

Die Breite des quasielastischen Ladungsaustauschpeaks unter 0° unterschreitet die durch die Fermibewegung vorgegebene von ca. 65 MeV/c erheblich. Aus Experimenten bei der Neutronenenergie 152 MeV [MEA66] und 794 MeV [BON78] ist im Energiespektrum eine Breite von weniger als 10 MeV bekannt.

Die Ursache der Peakverschmälerung ist zum einen kinematischer Natur, zum anderen besteht sie in einer Endzustandswechselwirkung im Neutron-Neutron-System.

Berechnet man die Differenz der Rückstoßenergien zwischen einem an einem Deuteron und einem freien Nukleon elastisch gestreuten Proton, so folgt [MEA66]:

$$\Delta E \cong \frac{8}{9} E \sin^2 \theta_p \quad (2.22)$$

Unter der Annahme, daß sich die QCEX-Reaktion kinematisch zwischen diesen Grenzfällen bewegt, stellt Gleichung 2.22 eine grobe Abschätzung für die Peakbreite dar.

Die zwei Neutronen im 1S_0 -Zustand unterliegen einer anziehenden Wechselwirkung, welche jedoch keine gebundenen Zustände bilden kann. Diese Tatsache manifestiert sich in ihrer großen negativen Singulett-Streulänge von -17 fm. Gluckstern und Bethe [GLU51] sprechen sogar von einer virtuellen Resonanz im Dineutron-System.

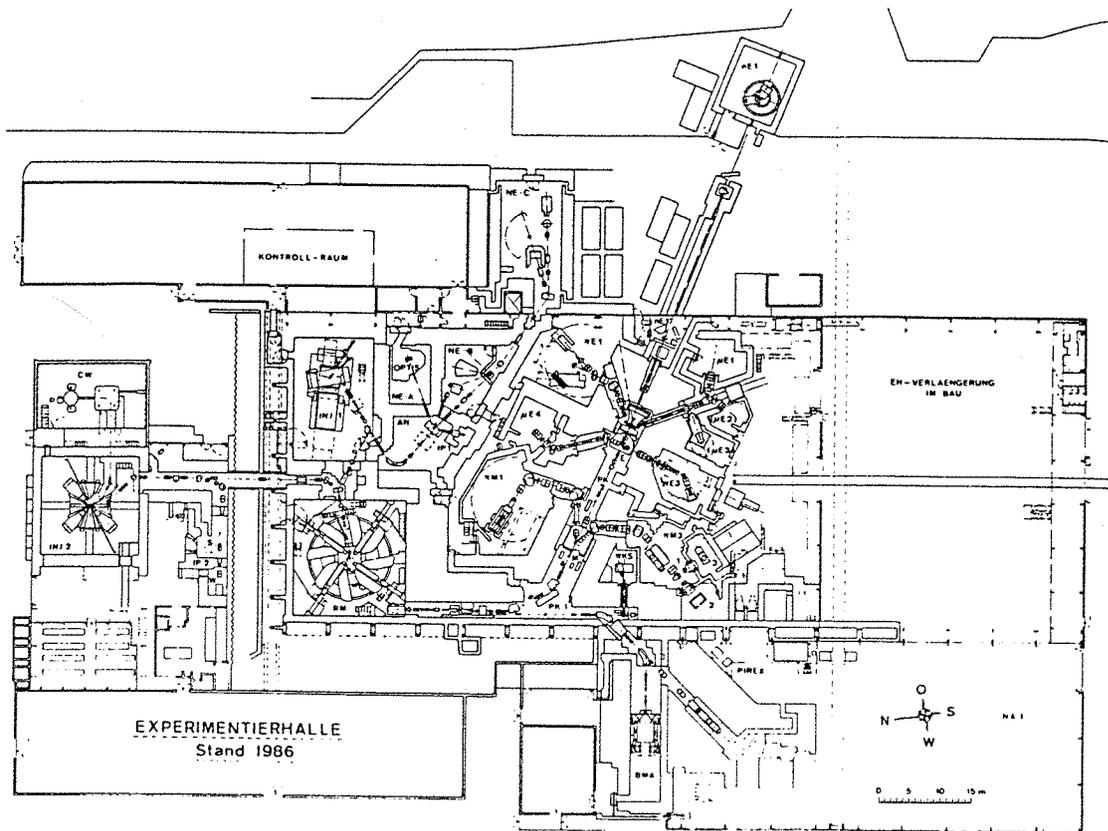
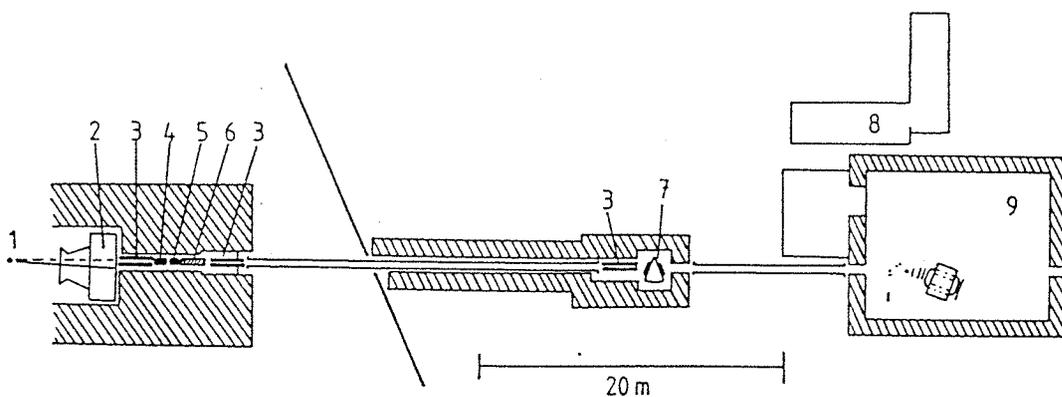


Abb. 3.1: Die SIN Experimentieranlagen



- | | |
|----------------------------------|--------------------------------|
| 1 n-Produktionstarget (Target E) | 6 Kanalverschluß |
| 2 p-Strahlfänger | 7 Reinigungsmagnet Porthos |
| 3 Kollimator | 8 Elektronik und Datenaufnahme |
| 4 n- und γ -Filter | 9 Experimentierareal |
| 5 Reinigungsmagnet ASN | |

Abb. 3.2: Die Neutronenstrahlführung

3 Ex

Das vorli
Institut fi

3.1 N

Die Strah
Protonen
niger, au
Ringzykl
quenz v
19.75 ns
tors [SI
aus der
tonenpu
sich auf
590 Me
strukt
klotron
eine Er
Zeitpu

Die
duktio:
stoff in
Loch i
De
tierare
lange
von g
und 3
(< 10
Vor d
 ^{1}Se
 ^{2}D
Defek

4 Datenanalyse

Das primäre Ziel der Auswertung des aufgezeichneten Datenmaterials bestand in der Ermittlung einfach differentieller Wirkungsquerschnitte der QECEX-Reaktion im Laborsystem. Vereinfacht dargestellt, gliederte sich das Vorgehen

1. in die Separation von Protonenereignissen
2. in die Erstellung von Protonenimpulsspektren in Abhängigkeit vom Laborstreuwinkel und der Neutronenenergie
3. in die Integration über den Bereich des quasielastischen Ladungsaustauschpeaks in diesen Spektren.

Daran anschließend erfolgte die nähere Untersuchung der gewonnenen Wirkungsquerschnitte.

Die Datenverarbeitung wurde auf einer SPERRY 1100/82 und einer VAX 11/750 durchgeführt und basierte auf der CON-Auswertesoftware von A. Klett [KLE87]. Das CON-System ermöglicht einen benutzerorientierten Zugriff auf die von HALEF aufgezeichneten Daten und offeriert Unterprogramme zur Auswertung bestimmter experimenteller Detektorkomponenten.

4.1 Eichungen

Zur Eichung der Flugzeit der Neutronen vom Target E zum Reaktionstarget, sowie der Flugzeit geladener Teilchen vom Start- zum Stoppzähler, mußten die zeitlichen Nullpunkte und Konversionsfaktoren der betreffenden TDC's bestimmt werden. Die Nullpunkte wurden ermittelt, indem das γ -Filter aus dem Neutronenstrahl gefahren, und ein dünnes Bleitarget zur Erzeugung von Konversionselektronen vor den Startzähler gestellt wurde. Die Elektronen bewegen sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durch das Spektrometer. Die Nullpunkte beider Flugzeiten errechnen sich dann aus der Lichtgeschwindigkeit und den bekannten Weglängen¹.

Für beide Flugzeiten wurde eine Auflösung von 0.8 ns ermittelt. Speziell die Auflösung der Neutronenenergie variiert damit von 1.0 % bei 250 MeV bis 1.5 % bei 560 MeV.

¹Eine Verschiebung des Nullpunktes der Neutronenflugzeit während des Experiments wurde nach einem bei R. Büchle [BUE85] beschriebenen Verfahren bestimmt und korrigiert. Sie betrug durchschnittlich 0.15 ns.

Die Konversionsfaktoren der TDC's wurden mit dem konstanten Pulsabstand einer Hochfrequenz bestimmt.

Die Aufgabe der Driftkammereichung besteht in der Auffindung der im Allgemeinen nicht linearen Driftzeit-Ort-Zuordnung. Dazu werden üblicherweise die Drifträume einer Kammer einem über die gesamte Driftraumbreite homogenen Teilchenstrahl ausgesetzt. Dann lautet der funktionale Zusammenhang zwischen Kammerort x und digitalisierter Driftzeit $itic$:

$$x(itic) = d \cdot \frac{\sum_{i=0}^{itic} n(i)}{\sum_{i=0}^{255} n(i)} \quad (4.1)$$

d ist die Driftraumbreite und $n(i)$ die Häufigkeit des Auftretens einer Driftzeit i .

Die Grundvoraussetzung der sog. 'Methode der homogenen Bestrahlung' ist aber bei Kammern, die im Neutronenstrahl stehen, nicht zu erfüllen. Ein vor den Kammern im Strahl positioniertes Festkörpertarget erzeugt geladene Teilchen überwiegend unter 0° , was eine stark inhomogene Bestrahlung der Kammern zur Folge hat. Daher verwendeten wir diese Eichung nur als erste Näherung für ein selbstkonsistentes Verfahren von W. Dutty [DUT88]. Drei horizontale oder vertikale Kammerausleseebenen ermöglichen es, aus den Ortskoordinaten zweier Kammern durch lineare Extrapolation auf die Ortskoordinate der dritten Kammer zu schließen. Bildet man die Differenz zu der in dieser Kammer gemessenen Ortskoordinate, so erhält man eine driftzeitabhängige Korrekturfunktion für die bestehende Eichentabelle der Kammer. Korrigiert man derart die Eichungen sämtlicher Kammerenebenen, so kann das Verfahren in iterativer Weise wiederholt werden.

Abb. 4.1 zeigt die Korrekturfunktionen jeder Kammerenebene für die anfängliche Eichung, die aus der Methode der homogenen Bestrahlung gewonnen wurde, und für selbige Eichung nach zweimaliger Korrektur gemäß obigem Verfahren. Zusätzlich wird in Abb. 4.2 die zugehörige Abweichung Δx des extrapolierten zum gemessenen Kammerort wiedergegeben. In beiden Abbildungen ist durch die Korrektur eine deutlich verbesserte Eichung der Driftkammern festzustellen. Die zwei Mal korrigierte Eichung ließ sich durch Fortsetzung der Iteration nicht weiter verbessern und wurde für die Auswertung verwendet.

Aus der Kammerortsauflösung und der Güte der geometrischen Einmessung ergibt sich eine Winkelauflösung von besser als 0.15° .

4.2 Teilchentrennung

Der erste Schritt zur Ermittlung des Wirkungsquerschnitts der QCEX-Reaktion bestand in der Separation der Protonenereignisse von anderen Reaktionsprodukten am Deuteriumtarget, vorwiegend inelastisch und elastisch gestreuten Deuteronen.

Das für die Auswertung verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 4.3 dargestellt. Der Streuwinkel θ wird von der Teilchenbahn und der x-Achse eingefasst und ist eine einfache Funktion des horizontalen und vertikalen Streuwinkels α_H und α_V :

$$\cos \theta = \cos \alpha_H \cdot \cos \alpha_V \quad (4.2)$$

Der Reaktionsort in Strahlrichtung des detektierten Teilchens kann im Target nicht lokalisiert werden, wodurch nur die Möglichkeit besteht, den Schnittpunkt der Teilchenbahn mit der y-z-Ebene, dem horizontalen und vertikalen Targetort c_H und c_V , anzugeben.

Streuwinkel und Targetort errechnen sich aus den Driftkammerortskoordinaten mindestens zweier angesprochener horizontaler und vertikaler Ausleseebenen in DC1 bis DC3. Bei Ansprechen dreier Ebenen eines Typs wurde die Teilchenbahn aus einem linearen Fit rekonstruiert. Eine wichtige Forderung an die Driftkammerauswertung bestand in der Eindeutigkeit der Teilchenbahn, einschließlich DC4. Akzeptiert wurden daher nur Kammerereignisse in einer Ausleseebene, bei denen das einfache und mehrfache Ansprechen einen Sensedrahtes, sowie das einfache Ansprechen benachbarter Sensedrähte auftrat. Die explizite Auswertung der verschiedenen Kammerereignisse kann der Arbeit von G. Ulmer [ULM87] entnommen werden.

Das Prinzip der Teilchentrennung beruht auf der Massenbestimmung geladener Reaktionsprodukte im Spektrometer. Bei bekannten Impuls p und Geschwindigkeit β der Teilchen, errechnet sich die Masse m aus der Beziehung:

$$m = \frac{p}{\beta\gamma}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (4.3)$$

Der Impuls ist bei gegebener Magnetfeldstärke und Versuchsgeometrie eine Funktion der Parameter α_H , α_V , c_H , c_V und des Ablenkungswinkels φ , vgl. Abb. 4.4. Um für jedes Ereignis rechenzeitaufwendiges (iteratives) Spurrechnen zu vermeiden, wurde er nach einem von W. Frank [FRA88] angegebenen Verfahren durch die Funktion

$$p = Z \cdot \sum_{i=0}^6 \sum_{j=0}^2 \sum_{k=0}^2 \sum_{l=0}^1 \sum_{m=0}^4 c_{ijklm} T_i(\alpha_H) T_j(\alpha_V) T_k(c_H) T_l(c_V) T_m(\varphi) \quad (4.4)$$

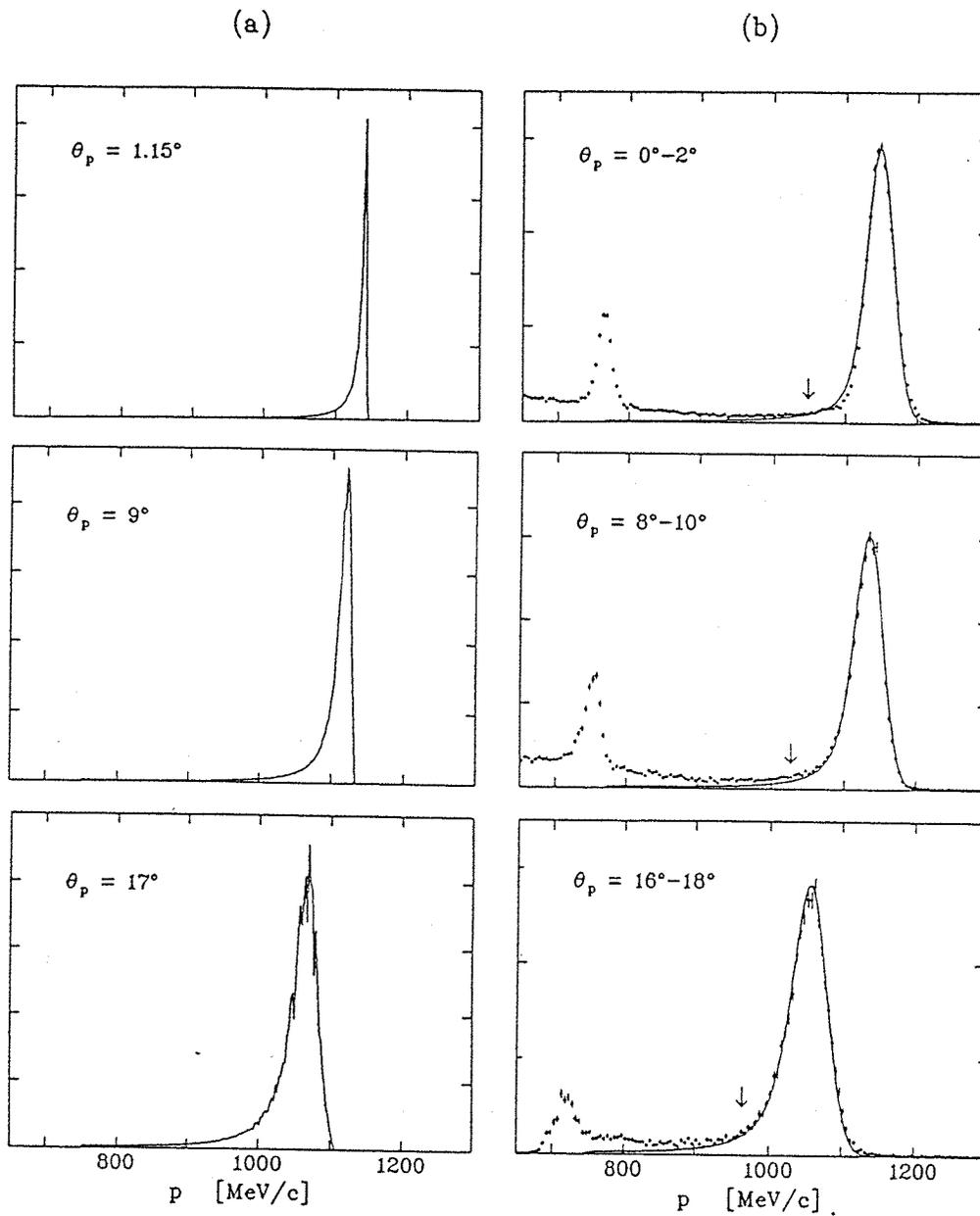


Abb. 4.12: Der simulierte quasielastische Ladungsaustauschpeak für die Neutronenenergie 539.4 MeV (a) nach der Monte-Carlo-Rechnung und (b) nach Faltung mit der Impulsaufösung und Annormierung an die experimentellen Spektren

A
B
50
d
di
v
u
S
P

t
r
F
v
l
I

c
r
l
i

tion erfordert die streuwinkelabhängige Integration des quasielastischen Ladungsaustauschpeaks. Während in den Impulsspektren die Obergrenze des Integrationsbereiches ein triviales Problem darstellt, ist die Festlegung einer unteren Grenze nicht eindeutig. Protonenereignisse unterhalb des Peaks können sowohl quasielastischen Ursprungs sein, als auch der Deuteronauflösungsreaktion entstammen. Insbesondere läßt sich aus dem gemessenen Spektrenverlauf keine Aussage über einen möglichen Schwanz des quasielastischen Peaks zu kleinen Impulsen hin machen.

Die Integration wurde folgendermaßen durchgeführt. In allen Impulsspektren wurden über einen ± 100 MeV/c breiten Bereich um den quasielastischen Peak sämtliche Ereignisse aufsummiert. Die entsprechenden Schnitte sind in Abb. 4.11 eingezeichnet. Dieses Vorgehen stellte einerseits sicher, daß Protonen aus der Pionproduktion ausgeschlossen waren, andererseits, daß Deuteronauflösungsprotonen nur einen vernachlässigbaren Beitrag zum Integral lieferten. Allerdings wurde davon ausgegangen, daß die gewählten Integrationsgrenzen den möglichen Schwanz des quasielastischen Peaks zu kleinen Impulsen hin beschneiden, und somit die gewonnenen Winkelverteilungen eine Unterschätzung des wahren Verlaufs darstellen. Die Ergebnisse der Integration wurden daher noch einer Korrektur im Rahmen des Stoßnäherungsmodells unterzogen, vgl. Abschnitt 4.7.

Unterhalb der Neutronenenergie von 290 MeV wurde von der Auswertung der QECEX-Reaktion abgesehen, da es nicht möglich war, in den Impulsspektren die quasielastischen Protonen von inelastischen Protonen darüberliegender Neutronenenergie-Ambiguitäten abzuseparieren. So scheiterten Versuche, zumindest den relativen Verlauf der Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, an der starken Winkelabhängigkeit des inelastischen Untergrundes.

4.6 Absolutnormierung

Zur Eichung der Impulsspektren wurde die Ladungsaustauschreaktion $np \rightarrow pn$ benutzt, die genauso wie die QECEX-Reaktion ausgewertet wurde, vgl. Abschnitt 4.5. Wie man Abb. 4.11 entnehmen kann, gestaltete sich im Falle des Wasserstoffs die Integration über den Ladungsaustauschpeak problemlos. Bei der Auswertung der zweiten Neutronenenergie-Ambiguität, die ausschliesslich zur Erstellung des Neutronenenergiespektrums diente, wurde ein linearer Untergrund abgezogen.

Die Winkelverteilungen der Wasserstoffauswertung wurden für jede Neutronenenergie über den Bereich $\Lambda = [0^\circ, 10^\circ]$ aufsummiert und ergaben die Zählraten $N^{H_2}(\Lambda, T_n)$. Ihnen entsprachen np -Wirkungsquerschnitte $\sigma^{np}(\Lambda, T_n)$. Der absolute

differentielle Wirkungsquerschnitt der QECEX-Reaktion wurde dann aus folgender Gleichung berechnet:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{nd}(\theta_p, T_n) = \left(\frac{I_n^{H_2}}{I_n^{D_2}}\right) \left(\frac{N^{D_2}(\theta_p, T_n)}{\Delta\Omega}\right) \left(\frac{\sigma^{np}(\Lambda, T_n)}{N^{H_2}(\Lambda, T_n)}\right) \left(\frac{\rho^{H_2} \cdot A^{D_2}}{\rho^{D_2} \cdot A^{H_2}}\right) \quad (4.5)$$

$N^{D_2}(\theta_p, T_n)$ ist das Integral unter dem QECEX-Peak bzgl. des Streuwinkels θ_p und der Neutronenenergie T_n ; $\Delta\Omega$ ist das zugehörige Raumwinkelelement. $I_n^{H_2}$ und $I_n^{D_2}$ sind die relativen Neutronenstrahlintensitäten der Wasserstoff- und der Deuteriummessung. ρ^{H_2} und ρ^{D_2} bzw. A^{H_2} und A^{D_2} sind Dichte bzw. Atommasse des jeweiligen Targets. Wegen Verwendung von stets derselben Targetzelle geht ihre Dicke in Gleichung 4.5 nicht ein. Der Berechnung von $\sigma^{np}(\Lambda, T_n)$ wurde die Nukleon-Nukleon-Partialwellenanalyse 'FA86' von Arndt [ARN86] zugrunde gelegt.

Das Neutronenenergiespektrum, Abb. 3.3, wurde aus der Beziehung

$$\phi_n(T_n) = \frac{N^{H_2}(\Lambda, T_n)}{\sigma^{np}(\Lambda, T_n)} \cdot \frac{1}{n_T \cdot \Delta T_n \cdot I_n^{H_2}} \quad (4.6)$$

ermittelt. n_T ist die Flächenbelegung des LH₂-Targets von 0.1333 barn⁻¹, und ΔT_n die Breite der Neutronenenergiebins von 20 MeV.

Der Fehler der Absolutnormierung wurde unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers der LH₂-Messung (< 1 %) und des Langzeitverhaltens des Neutronenstrahlmonitors zu ca. 5 % abgeschätzt. Der zusätzliche Fehler aus der verwendeten Partialwellenanalyse ist nicht bekannt.

4.7 Korrektur der Impulsspektrenintegration

Gemäß den Ausführungen des Abschnitts 4.5 stellt die bisherige Integration über den quasielastischen Ladungsaustauschpeak insofern eine Unterschätzung des wahren Integrals dar, als ein möglicher niederenergetischer Schwanz des quasielastischen Peaks nicht integriert wurde. Um eine Aussage über den Fehler machen zu können und um ihn gegebenenfalls zu korrigieren, simulierten wir das Protonenimpulsspektrum der QECEX-Reaktion entsprechend des PWIA-Modells aus Gleichung 2.11. Dazu wurden Protonenereignisse im erlaubten Phasenraum der Dreiteilchenreaktion homogen generiert und mit dem Produkt aus Phasenraumfaktor und PWIA-Amplitude gewichtet in Impulsspektren einsortiert. Einzelheiten zur Berechnung des Stoßnäherungsmodells werden in Abschnitt 5.2 und Anhang A näher dargelegt.

Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung für die Neutronenenergie 539.4 MeV, Abb. 4.12, weisen zwei charakteristische Merkmale auf: Zum einen nimmt die Breite des quasielastischen Ladungsaustauschpeaks von 7 MeV/c bei 1.15° bis 50 MeV/c bei 17° zu, zum anderen weist der Peak einen langen Schwanz niederenergetischer Protonen auf.

Zwecks Vergleich mit den experimentell ermittelten Impulsspektren wurden die simulierten Spektren mit der Breite der verwendeten Neutronenenergiebins von 20 MeV und der Spektrometerauflösung gefaltet. Für letztere wurde impulsunabhängig der Wert 3 % verwendet. Anschliessend wurden die so erhaltenen Spektren den experimentellen Spektren annormiert. Dabei wurden außerdem die Peakpositionen der simulierten Spektren um max. 15 MeV/c verschoben.

Aus Abb. 4.12 ist ersichtlich, daß trotz der ungenauen Kenntnis der eingefalteten Auflösungen die Ladungsaustauschpeaks für die Winkel 9° und 17° sehr gut reproduziert werden. Die leichte Diskrepanz in der Flanke des quasielastischen Peaks im 1.15°-Spektrums erklärt sich aus der Vernachlässigung der Endzustandswechselwirkung des Neutronenpaares im PWIA-Modell; sie führt zu einem schmaleren Peak, als die im PWIA-Modell berücksichtigte Fermibewegung des Protons. Für grössere Streuwinkel ist sie von vermindertem Einfluß.

Die gute Beschreibung der experimentell beobachteten Impulsspektren durch die Stoßnäherung ermutigte dazu, den bisher in der Impulsspektrenintegration nicht enthaltenen niederenergetischen Schwanz des QECEX-Peaks auf folgende Weise zu berücksichtigen. Separat für alle Streuwinkel und Neutronenenergien bildeten wir in den simulierten Impulsspektren einmal das Integral über die Ereignisse des gesamten Impulsbereiches, zum anderen das Integral über die Ereignisse des Impulsbereiches, über den die experimentellen Impulsspektren aufintegriert wurden. Die Verhältnisse beider Integrale dienten dann als Korrekturfaktoren der QECEX-Wirkungsquerschnitte. Dieses Verfahren bewirkte eine Erhöhung der Wirkungsquerschnitte von 5 % bis maximal 13 % bei den größten Streuwinkeln.

In der Praxis wurden für diese Korrektur aber nicht Impulsspektren simuliert und integriert, sondern die der Integration entsprechenden Wirkungsquerschnitte direkt aus Gleichung 2.11 errechnet. Der Rechenzeitaufwand konnte dadurch erheblich verringert werden¹. Auf das Einfalten oben genannter Auflösungen wurde aus diesem Grund verzichtet. Durch dieses Vorgehen, sowie der begrenzten numerischen Integrationsgenauigkeit, sind die Korrekturwerte mit einem Fehler von

¹Die einmalige Integration von Gleichung 2.11 bedurfte auf einer VAX 11/750 ca. 30 Minuten CPU-Zeit, die Simulation eines Impulsspektrums hingegen die 7-fache Zeit.

ca. 3 % behaftet.

4.8 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Ladungsaustauschreaktion wird üblicherweise über der lorentzinvarianten Mandelstamvariablen t , dem Quadrat des Viererimpulsübertrags zwischen Neutron und Proton, dargestellt. Die Abbildungen 4.13 bis 4.19 zeigen die ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte des quasielastischen Ladungsaustauschs am Deuteron in dieser Notation. In Anhang B sind sie zusammen mit ihren Korrekturfaktoren tabelliert. Den angegebenen Fehlern liegen die statistischen Fehler der LD_2 - und Leermessung, sowie der NEVISLAB-Fehler-Korrektur, zugrunde.

Die eingezeichneten Kurven beziehen sich auf eine Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte als Summe zweier Exponentialfunktionen, vgl. Abschnitt 5.1.

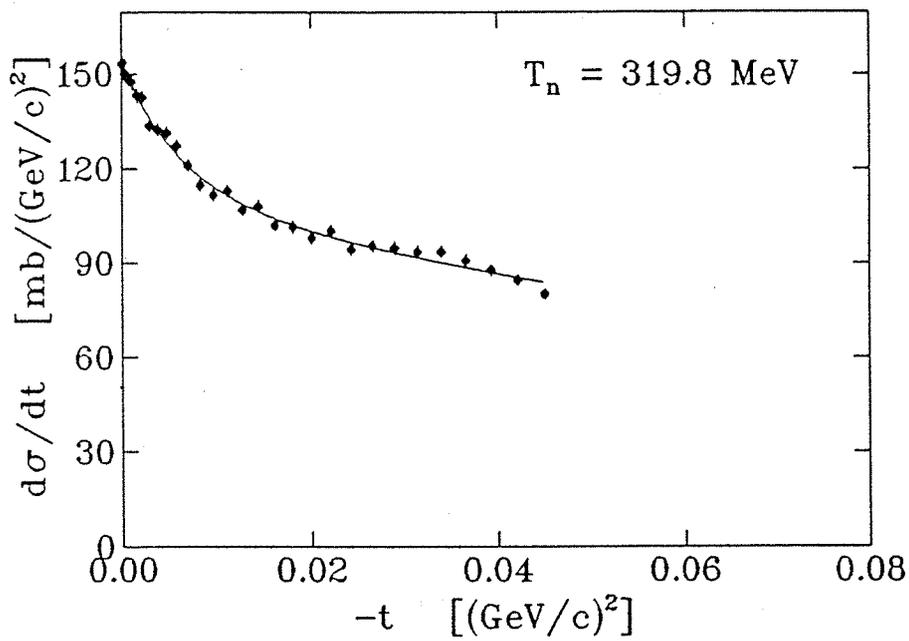
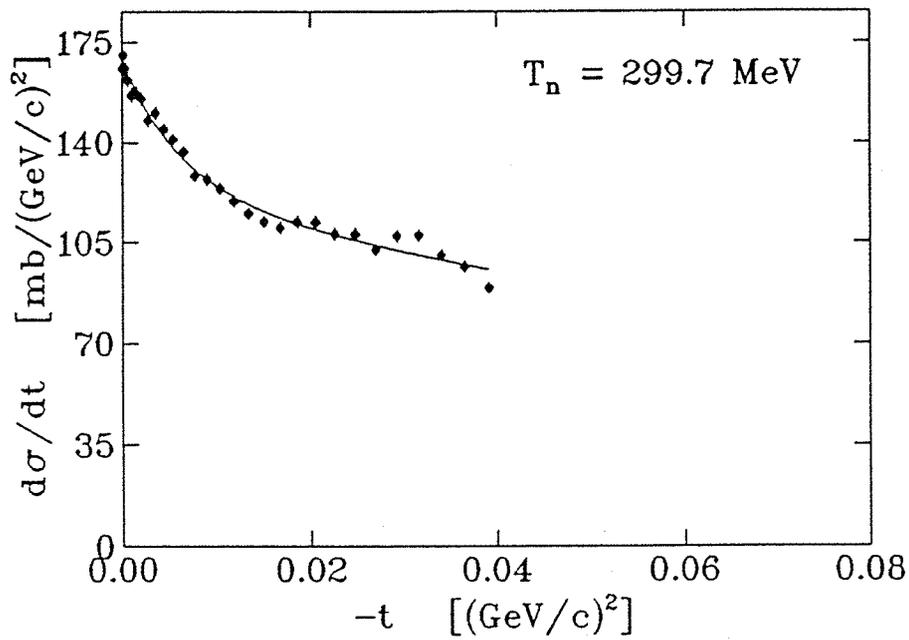


Abb. 4.13: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte der quasielastischen Ladungsaustauschreaktion $n d \rightarrow p n n$ für die Neutronenenergie 299.7 und 319.8 MeV

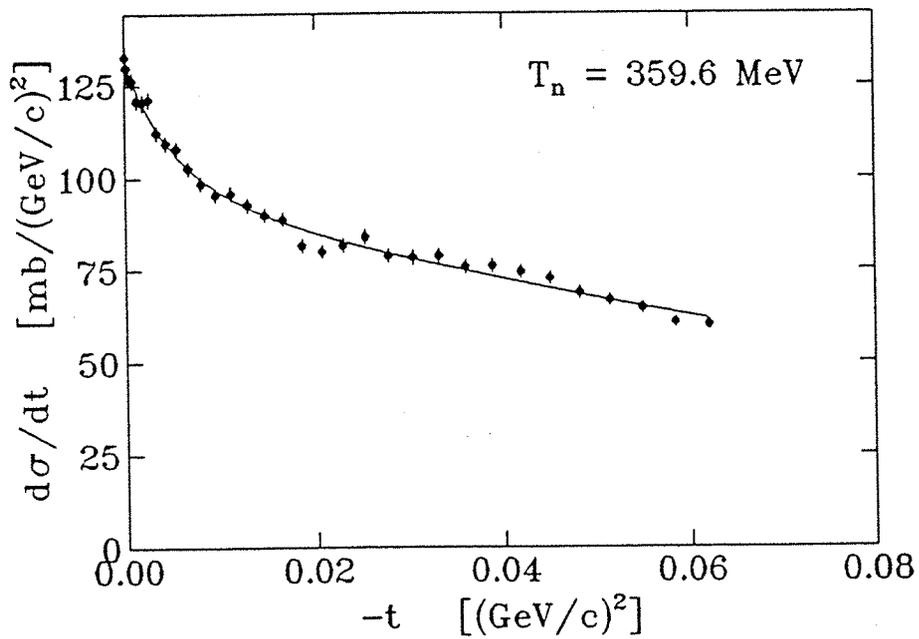
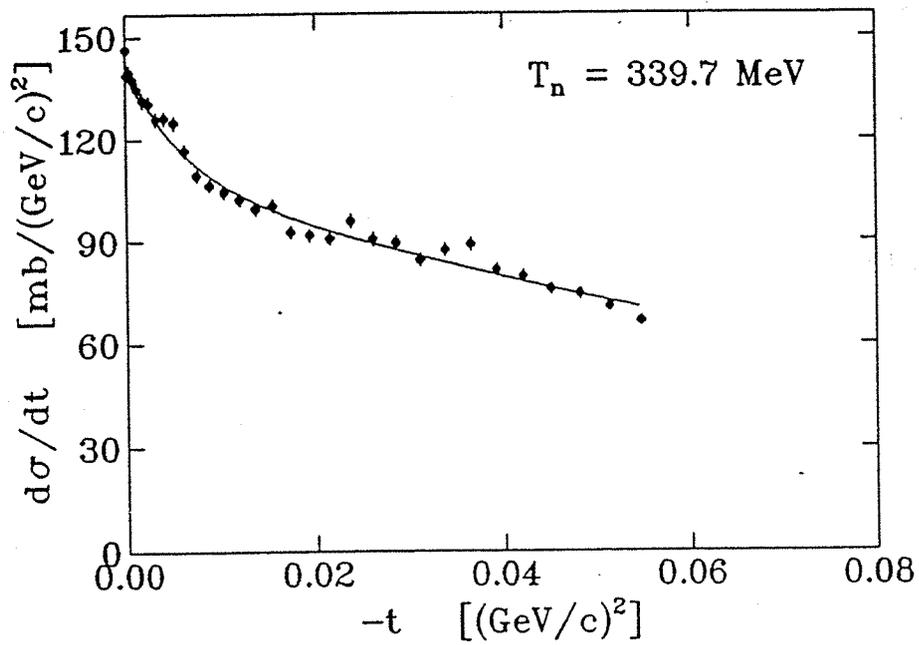


Abb. 4.14: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte der quasielastischen Ladungsaustauschreaktion $n d \rightarrow p n n$ für die Neutronenenergie 339.7 und 359.6 MeV

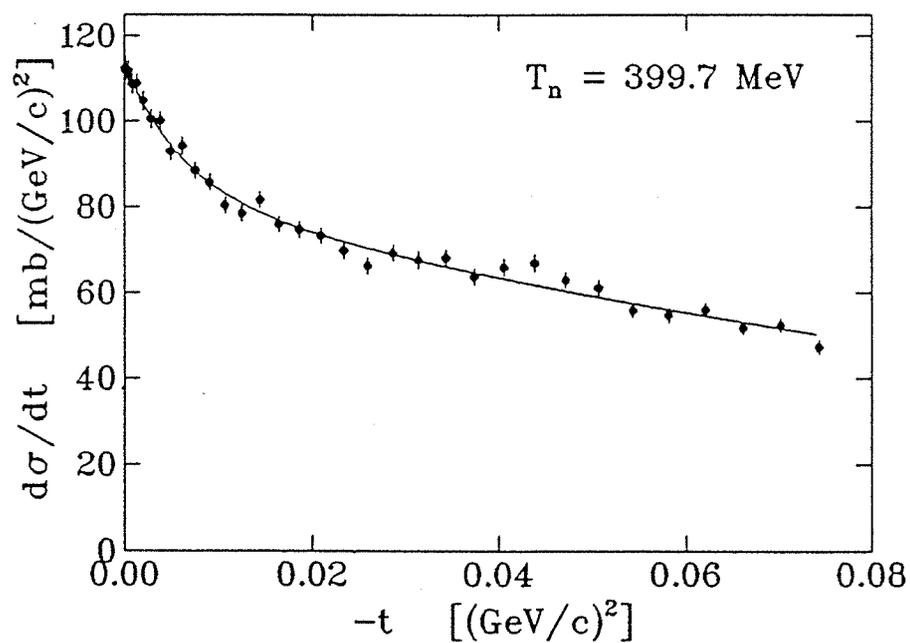
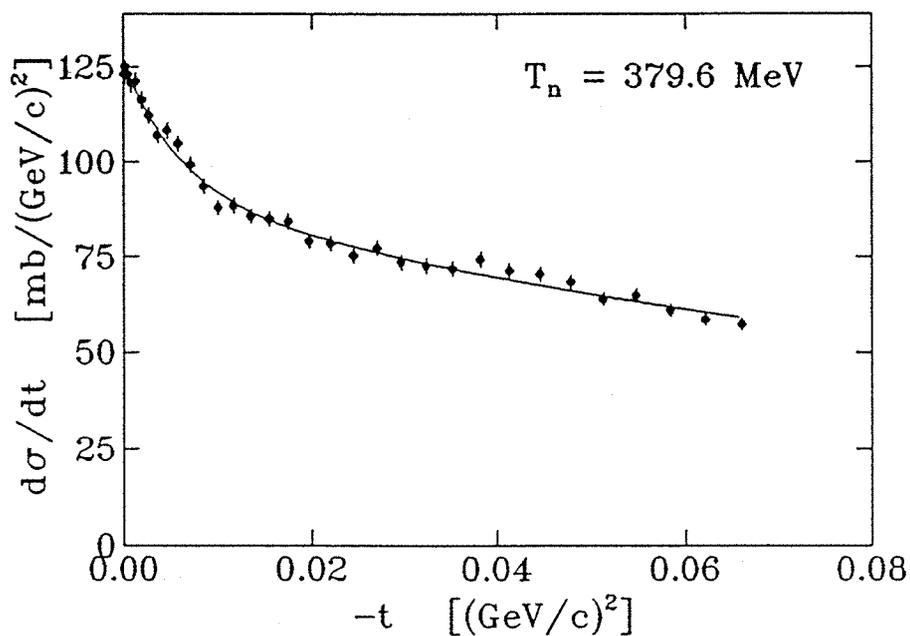


Abb. 4.15: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte der quasielastischen Ladungsaustauschreaktion $n d \rightarrow p n n$ für die Neutronenenergie 379.6 und 399.7 MeV

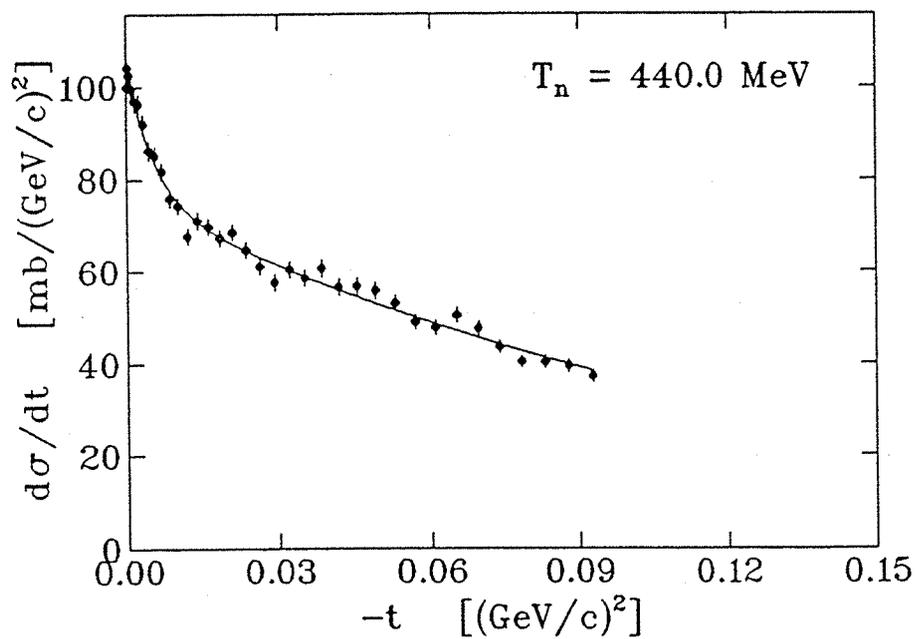
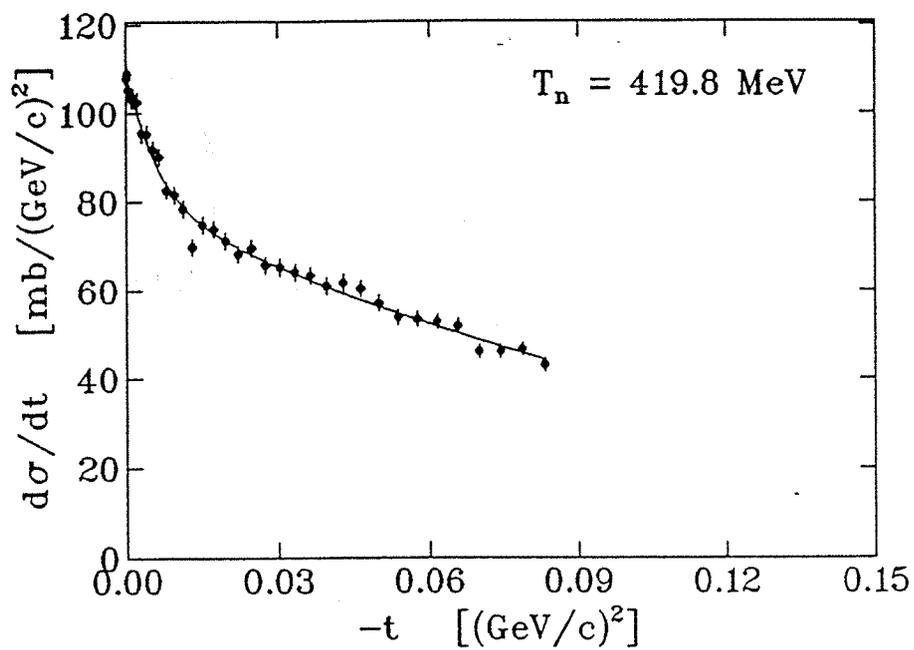


Abb. 4.16: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte der quasielastischen Ladungsaustauschreaktion $n d \rightarrow p n n$ für die Neutronenenergie 419.8 und 440.0 MeV

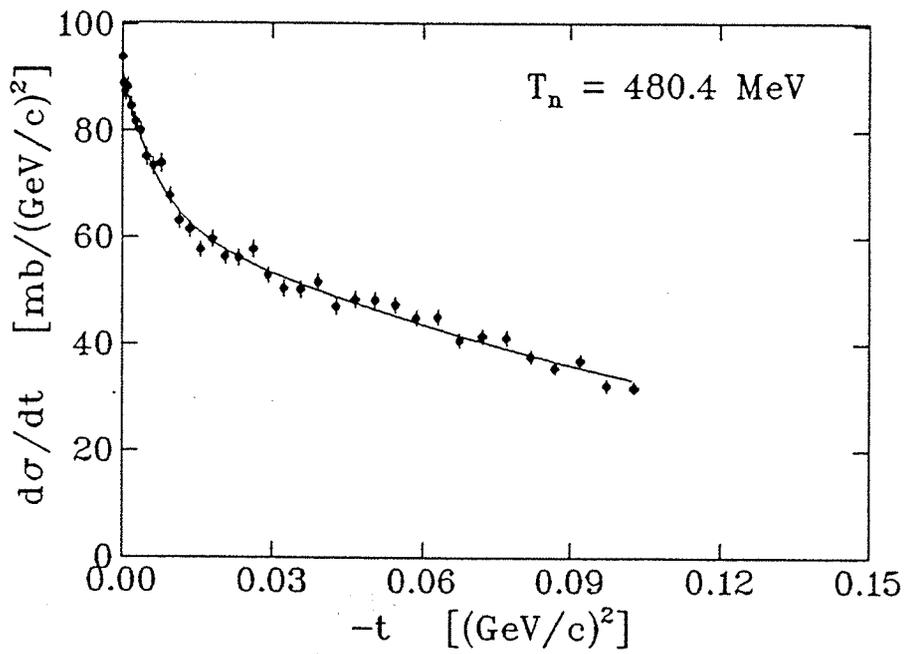
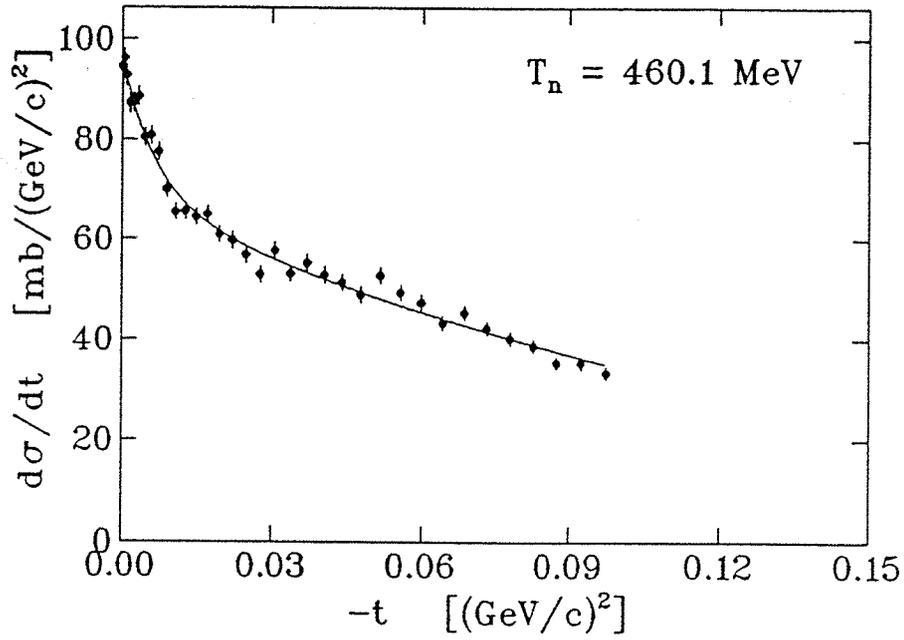


Abb. 4.17: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte der quasielastischen Ladungsaustauschreaktion $n d \rightarrow p n n$ für die Neutronenenergie 460.1 und 480.4 MeV

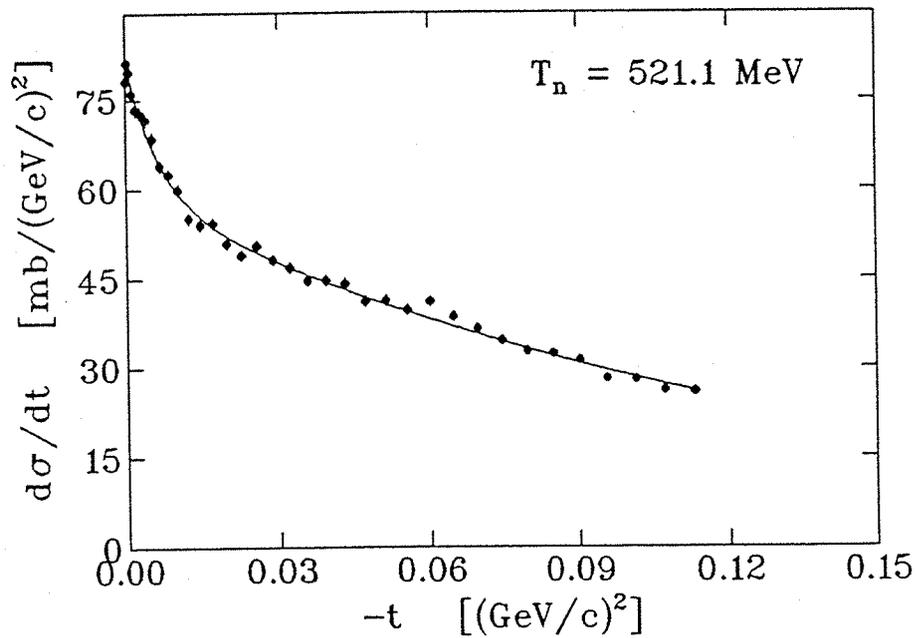
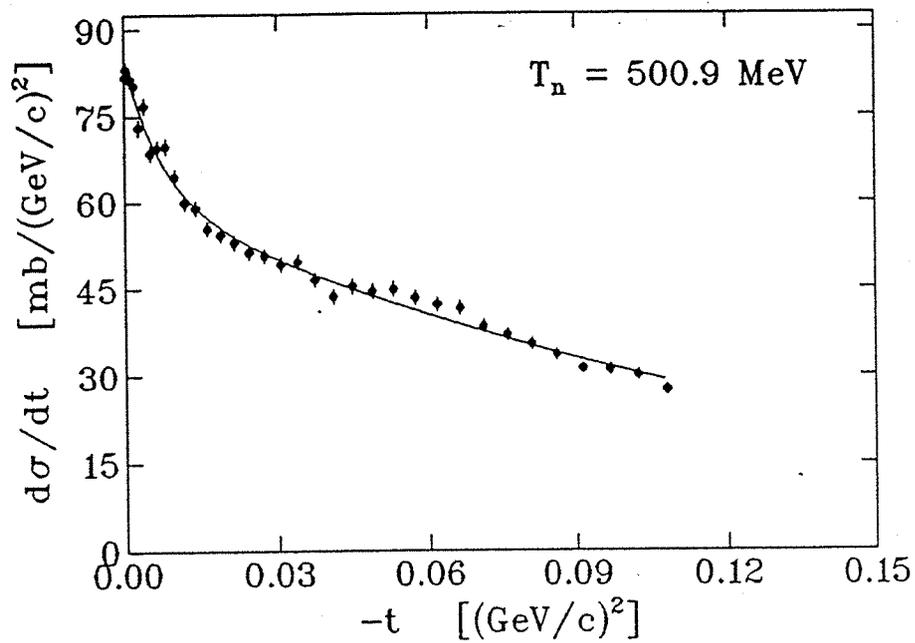


Abb. 4.18: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte der quasielastischen Ladungsaustauschreaktion $n d \rightarrow p n n$ für die Neutronenenergie 500.9 und 521.1 MeV

5 Diskussion

5.1 Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Ladungsaustauschreaktion wird üblicherweise durch die Summe zweier abfallender Exponentialfunktionen parametrisiert:

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = \alpha_1 e^{\beta_1 t} + \alpha_2 e^{\beta_2 t}, \quad t \leq 0 \quad (5.1)$$

Per definitionem ist β_1 der größere der beiden Exponentialkoeffizienten. Die Relativwinkelverteilung bestimmt die Koeffizienten β_1 und β_2 , sowie den Quotienten α_2/α_1 :

$$\frac{\frac{d\sigma}{dt}(t)}{\frac{d\sigma}{dt}(0)} = \frac{e^{\beta_1 t} + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} e^{\beta_2 t}}{1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \quad (5.2)$$

Aus der Absolutnormierung leitet sich die Summe der Parameter α_1 und α_2 ab:

$$\frac{d\sigma}{dt}(0) = \alpha_1 + \alpha_2 \quad (5.3)$$

Zusätzlich wird häufig eine zusammengesetzte Größe, die sog. 'logarithmische Steigung' β , betrachtet:

$$\beta := \frac{d}{dt} \left[\ln \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) \right]_{t=0} = \frac{\beta_1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \beta_2}{1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \quad (5.4)$$

Die Ähnlichkeit der Wirkungsquerschnitte der elastischen und quasielastischen Ladungsaustauschreaktion, d.h. ein steiler Anstieg unter $t = 0$ und ein flacher Abfall für größere Impulsüberträge, legt es nahe diese Parametrisierung auch auf unsere Ergebnisse anzuwenden, zumal der Vergleich beider Wirkungsquerschnitte dann quantitativ in der Darstellung von vier Größen durchgeführt werden kann.

Die Anpassung der QECEX-Daten an die Doppelexponentialfunktion wurde mit Hilfe der CERN-Fitroutine 'MINUIT' [JAM85] durchgeführt. In gleicher Weise wurde mit den CEX-Daten der Normierungsmessung verfahren. Wegen ihrer vergleichsweise schlechten Statistik und zur Kontrolle der vorgenommenen NEVISLAB-Fehler-Korrektur wurden zusätzlich noch frühere Ergebnisse unserer Arbeitsgruppe von W. Hürster [HUE78] zum elastischen Ladungsaustausch herbeigezogen. Sie waren mit nahezu derselben Spektrometeranordnung ermittelt worden.

In Abb. 4.13 bis 4.19 sind die gewonnenen Fitkurven mit eingezeichnet. Das mittlere reduzierte χ^2 der Anpassung beträgt 1.82. Die Fitparameter, sowie aus

ihnen abgeleitete Größen, sind in Abb. 5.1 bis 5.7 energieabhängig dargestellt. Sie sind auch in Anhang C tabelliert. In der Darstellung der Größe $p_n^2 \cdot (\alpha_1 + \alpha_2)$, Abb. 5.7, wobei p_n der Neutronimpuls ist, wurde der statistische Fehler gegenüber dem Fehler der Absolutnormierung vernachlässigt.

Aus den Abbildungen ist ersichtlich, daß sich die Unterdrückung des quasielastischen Ladungsaustauschs unter $t = 0$ im Vergleich zum elastischen Fall vornehmlich in der relativen Kleinheit des Parameters α_1 widerspiegelt. Die Parameter α_2 und β_2 differieren nur wenig von denen der CEX-Reaktion. Bemerkenswert ist innerhalb des statistischen Fehlers die gute Übereinstimmung beider Reaktionen im Koeffizienten β_1 .

Die zusammengesetzten Größen α_2/α_1 , β und $p_n^2 \cdot (\alpha_1 + \alpha_2)$ sind ebenfalls durch das Verhalten des Koeffizienten α_1 bestimmt. Im Vergleich zum elastischen Ladungsaustausch sind sie entweder erhöht oder vermindert, aber ebenfalls nahezu energieunabhängig.

Der Vergleich der Fitparameter des elastischen Ladungsaustauschs von unserer Messung und von Hürster in Abb. 5.1 bis 5.7 zeigt eine gute Übereinstimmung in β_1 , β_2 und α_2/α_1 . Die Diskrepanz in α_1 und α_2 erklärt sich aus den unterschiedlichen Normierungsverfahren beider Messungen: Während wir die CEX-Winkelverteilungen an die genannte NN-Partialwellenanalyse von Arndt annormierten, diente Hürster die simultan mit dem Ladungsaustausch gemessene Reaktion $n p \rightarrow d \pi^0$ als Referenz.

5.2 Vergleich mit dem Stoßnäherungsmodell

Um die gewonnenen Wirkungsquerschnitte mit dem Stoßnäherungsmodell zu vergleichen, haben wir die numerische Berechnung des PWIA-Phasenraumintegrals 2.11 explizit durchgeführt. Der Kalkulation lagen die McGee-Deuteronwellenfunktion [MCG66] und dieselben on-shell np-Amplituden zugrunde, wie sie auch zur Normierung der experimentellen Winkelverteilungen verwendet wurden.

Bei der Integration wurden unter dem Phasenraumintegral die off-shell np-Amplituden durch die genannten on-shell np-Amplituden ersetzt. Sie wurden zum kinematischen Argument ihres Eingangskanals berechnet. Daraus resultiert eine systematische Verringerung der berechneten Wirkungsquerschnitte um max. 2 % bei 0° bis max. 5.5 % bei 20° .

Die Integration selbst wurde mit einer Monte-Carlo-Integrationsroutine durchgeführt. Insbesondere stand damit auch ein Ereignisgenerator zur Spektrensimulation zur Verfügung. Etwaige auswertungsbedingte Schnitte in den experimentellen Impulsspektren konnten leicht durch Einschränkung des Integrationsvolumens berücksichtigt werden. Genauere Angaben zur Berechnung des Integrals sind in Anhang A zusammengefaßt.

Zunächst haben wir die unkorrigierten Wirkungsquerschnitte mit der PWIA-Vorhersage verglichen; dieses Vorgehen sollte auch eine weitere Rechtfertigung für die in Abschnitt 4.7 vorgenommene Korrektur der Wirkungsquerschnitte darstellen. Die aus dem Vergleich abgeleiteten Aussagen gelten auch für die korrigierten Wirkungsquerschnitte, da sie nach dem PWIA-Modell korrigiert worden sind. Die entsprechenden Integrationsergebnisse sind für vier Neutronenenergien zusammen mit den unkorrigierten Wirkungsquerschnitten und den CEX-Wirkungsquerschnitten in Abb. 5.8 und 5.9 wiedergegeben.

Bei der Gegenüberstellung der Wirkungsquerschnitte fällt zunächst die Unterdrückung des quasielastischen Falls im Vergleich zum elastischen Fall unter kleinen Streuwinkeln auf. Unter größeren Streuwinkeln verschwindet dieser Unterschied zusehends. Der Wirkungsquerschnitt der PWIA-Integration ist fast über den gesamten Winkelbereich eine gute Beschreibung des beobachteten experimentellen Verlaufs. Geringe Abweichungen sind im Streuwinkelbereich $2-5^\circ$ und oberhalb 15° festzustellen.

In den Abb. 5.8 und 5.9 sind weitere Wirkungsquerschnitte eingezeichnet. Sie wurden ermittelt, indem unter dem Phasenraumintegral auf die Antisymmetrisierung der PWIA-Amplitude verzichtet wurde. Außerdem wurden dem Integra-

tionsvolumen keine auswertungsspezifischen Beschränkungen auferlegt. Die Differenz zwischen den derart berechneten Wirkungsquerschnitten und den CEX-Wirkungsquerschnitten gibt also Auskunft über den Beitrag der Fermibewegung zum PWIA-Modell. Die Berechnung ergab einen Unterschied beider Wirkungsquerschnitte von weniger als 6 %.

Abschließend soll noch die Closure Approximation des PWIA-Phasenraumintegrals betrachtet werden. Sie darf anstatt des Integrals verwendet werden, wenn einerseits der Einfluß der Fermibewegung auf den PWIA-Wirkungsquerschnitt klein ist und wenn andererseits dem 3-Teilchen-Phasenraum der PWIA-Integration durch auswertungsbedingte Schnitte in den experimentellen Impulsspektren keine Einschränkungen auferlegt werden. Das Zutreffen der ersten Bedingung wurde oben gezeigt; die zweite Bedingung wird von den korrigierten Wirkungsquerschnitten erfüllt, da ihre Korrektur gerade so beschaffen war, daß sie die fehlende Integration über den niederenergetischen Schwanz des QECEX-Peaks kompensierte, vgl. Abschnitt 4.7.

Die Abb. 5.10 und 5.11 zeigen den Vergleich zwischen den korrigierten Wirkungsquerschnitten und den berechneten Wirkungsquerschnitten der Closure Approximation. Wie erwartet, beschreibt die Closure Approximation ebensogut wie das PWIA-Phasenraumintegral die gewonnenen Wirkungsquerschnitte.

5.3 Spinabhängigkeit des elastischen Ladungsaustauschs

Im Stoßnäherungsmodell ist das Verhältnis von spinunabhängigen zu spinabhängigen Anteil R des Wirkungsquerschnitts der elastischen Ladungsaustauschreaktion unter dem Streuwinkel 0° über Gleichung 2.21 mit dem Verhältnis der quasielastischen und elastischen Wirkungsquerschnitte unter selbigem Streuwinkel verknüpft.

Zur Bildung letzteren Quotientens wurden die korrigierten 0° -Wirkungsquerschnitte der QECEX-Reaktion, die gleich der Summe der Parameter α_1 und α_2 obiger Wirkungsquerschnitts-Parametrisierung sind, durch die 0° -Wirkungsquerschnitte der NN-Partialwellenanalyse von Arndt [ARN86] dividiert.

Wie man Abb. 5.12 bzw. Tab. 5.1 entnehmen kann, nimmt der Quotient $\sigma^{D_2}(0^\circ)/\sigma^{H_2}(0^\circ)$ in unserem Energiebereich Werte zwischen 0.59 und 0.65 an. Die Verhältnisse aus den unkorrigierten quasielastischen Wirkungsquerschnitten liegen im Durchschnitt um 5.4 % niedriger. Der aus diesem Quotienten berechnete Wert R ist in Abb. 5.13 wiedergegeben¹. Er ist in unserem Energiebereich kleiner als 0.126.

Innerhalb des Fehlers der Absolutnormierung werden die ermittelten Resultate wiederum gut durch die Closure Approximation beschrieben.

5.4 Fehlerbetrachtung

In diesem Abschnitt sollen mögliche experimentelle und auswertungsbedingte Fehlerquellen und ihre Auswirkungen auf die Endergebnisse diskutiert werden.

Ein kritischer Punkt der Auswertung bestand in der Korrektur der NEVISLAB-Fehler. Aus Abb. 4.9 ist zu entnehmen, daß auch nach ihrer Berücksichtigung das Protonenstreuwinkelspektrum nicht frei von Strukturen ist. Um eine Aussage über die Güte der vorgenommenen Korrektur fällen zu können, wurden zwei Wege eingeschlagen: Einerseits wurden die Ergebnisse der elastischen Ladungsaustauschreaktion mit einer früheren Messung verglichen; dieser Punkt wurde bereits in Abschnitt 5.1 besprochen. Andererseits wurden die experimentellen Daten in zwei Anteile mit ca. 10 bzw. 20 % NEVISLAB-Fehlern fraktioniert. Nach der Korrektur beider Ensembles stimmten ihre Winkelverteilungen innerhalb des statistischen Fehlers überein.

¹Der unphysikalische Wert $R < 0$ von Cladis et al. [CLA52] rührt daher, das die Closure Approximation für das Verhältnis $\sigma^{D_2}(0^\circ)/\sigma^{H_2}(0^\circ)$ max. den Wert $2/3$ zuläßt, vgl. Gleichung 2.21. Die genannten Autoren ermittelten hingegen ein Verhältnis von 0.72

T_n [MeV]	$\sigma^{D_2}(0^\circ)/\sigma^{H_2}(0^\circ)$ (unkorrigiert)	$\sigma^{D_2}(0^\circ)/\sigma^{H_2}(0^\circ)$ (korrigiert)
557.4	0.607 ± 0.030	0.632 ± 0.032
539.4	0.590 ± 0.030	0.617 ± 0.031
521.1	0.575 ± 0.029	0.604 ± 0.030
500.9	0.561 ± 0.028	0.592 ± 0.030
480.4	0.576 ± 0.029	0.608 ± 0.030
460.1	0.578 ± 0.029	0.611 ± 0.031
440.0	0.595 ± 0.030	0.630 ± 0.032
419.8	0.589 ± 0.029	0.623 ± 0.031
399.7	0.576 ± 0.029	0.610 ± 0.031
379.6	0.607 ± 0.030	0.641 ± 0.032
359.6	0.593 ± 0.030	0.626 ± 0.031
339.7	0.603 ± 0.030	0.637 ± 0.032
319.8	0.608 ± 0.030	0.643 ± 0.032
299.7	0.616 ± 0.031	0.652 ± 0.033

Tab. 5.1: Das Verhältnis der 0° -Wirkungsquerschnitte der QECEX- und CEX-Reaktion im Neutronenenergiebereich von 290 bis 570 MeV

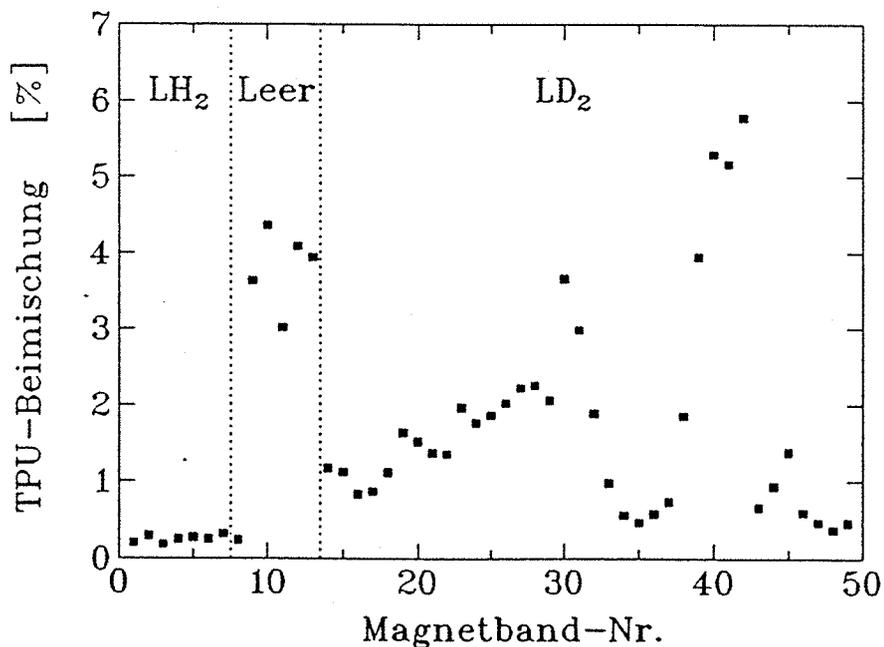


Abb. 5.14: Beimischung zum TPU-Signal aufgrund unvollständig ausgeblendeter Protonenpulse im Injektor II

Aus beiden Tests lassen sich keine systematischen Fehler der NEVISLAB-Fehler-Korrektur ableiten, da ihre statistische Signifikanz viel zu gering ist. Die vorhandenen Strukturen in den differentiellen Wirkungsquerschnitten lassen jedoch einen systematischen Fehler vermuten, der größer ist als der angegebene statistische Fehler. Dieser Verdacht wird auch durch das reduzierte χ^2 der Wirkungsquerschnitts-Parametrisierung bestärkt.

Besondere Beachtung wurde der sog. 'Beimischung zum TPU-Signal' geschenkt: Neutronen, die von unvollständig ausgeblendeten Protonenpulsen im Injektor II herrühren, besitzen eine um 19.75 oder 39.5 ns verschobene Neutronenflugzeitzeichnung. Zur Bestimmung dieser Beimischung zum TPU-Signal wurden daher im Neutronenflugzeitspektrum ein 2 ns breiter Bereich B_1 und zwei um 19.75 bzw. 39.5 ns verschobene verschobene Bereiche B_2 und B_3 festgelegt. Den Flugzeiten zum Bereich B_1 entsprachen gerade Neutronenenergien von ca. 540 MeV. Für jeden dieser Bereiche wurden dann Protonenimpulsspektren erstellt. Im Impulsspektrum aus B_1 markierte der Ladungsaustauschpeak der QECEX-Reaktion eine Position, an welcher in den Impulsspektren aus B_2 und B_3 die Beimischung ebenfalls als Peak zu erkennen war. Aus dem Verhältnis der Peakhalte wurde die TPU-Beimischung errechnet. Sie ist in Abb. 5.14 wiedergegeben.

Die falsche Flugzeitzeichnung der Neutronen aus der TPU-Beimischung führt dazu, daß die Protonenimpulsspektren einen Untergrund irrtümlich einsortierter Ereignisse besitzen. Von einer (aufwendigen !) Korrektur wurde wegen der Kleinheit der Beimischung (durchschnittlich $< 1.8\%$) abgesehen.

Die 0° -Symmetrie der Spektrometerdaten wurde wegen der speziellen Bedeutung des 0° -Wirkungsquerschnittes für unsere Reaktion separat untersucht. Dazu wurden alle Ereignisse im Intervall $\theta_p \in [0^\circ, 1^\circ]$ betrachtet. Das Verhältnis linksseitig zu rechtsseitig gestreuter Ereignisse (in Strahlrichtung) beträgt 0.990 ± 0.004 .

R. Binz [BIN86] konnte in unserem Neutronenenergieintervall eine nach 'unten' gerichtete mittlere Polarisation des Neutronenstrahls von -0.058 ± 0.0032 nachweisen. Der daraus resultierende systematische (winkelabhängige) Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde zu max. 1.5 % abgeschätzt. Dabei wurde die teilweise Kompensierung des Fehlers durch die Absolutnormierung berücksichtigt.

6 Zusammenfassung

Wir haben den quasielastischen Ladungsaustausch $n d \rightarrow p n n$ im Neutronenenergieintervall von 290 bis 570 MeV untersucht. Für vierzehn Energien wurden einfach differentielle Wirkungsquerschnitte im Laborstreuwinkelbereich von 0° bis max. 18° mit einem statistischen Fehler von weniger als 3.5 % erstellt. Als Normierungsmessung diente die elastische Ladungsaustauschreaktion $n p \rightarrow p n$.

Das Verhältnis des 0° -Wirkungsquerschnittes des quasielastischen zum elastischen Ladungsaustausch beträgt im Mittel über alle Neutronenenergien 0.62 ± 0.03 .

Die Wirkungsquerschnitte lassen sich, wie der elastische Ladungsaustausch, befriedigend durch die Funktion $\frac{d\sigma}{dt}(t) = \alpha_1 e^{\beta_1 t} + \alpha_2 e^{\beta_2 t}$ parametrisieren. Das mittlere reduzierte χ^2 der Anpassung beträgt 1.82.

Ein Stoßnäherungsmodell, die 'Plane Wave Impulse Approximation', vermag sowohl die beobachteten Impulsspektren, als auch die Wirkungsquerschnitte gut zu beschreiben.

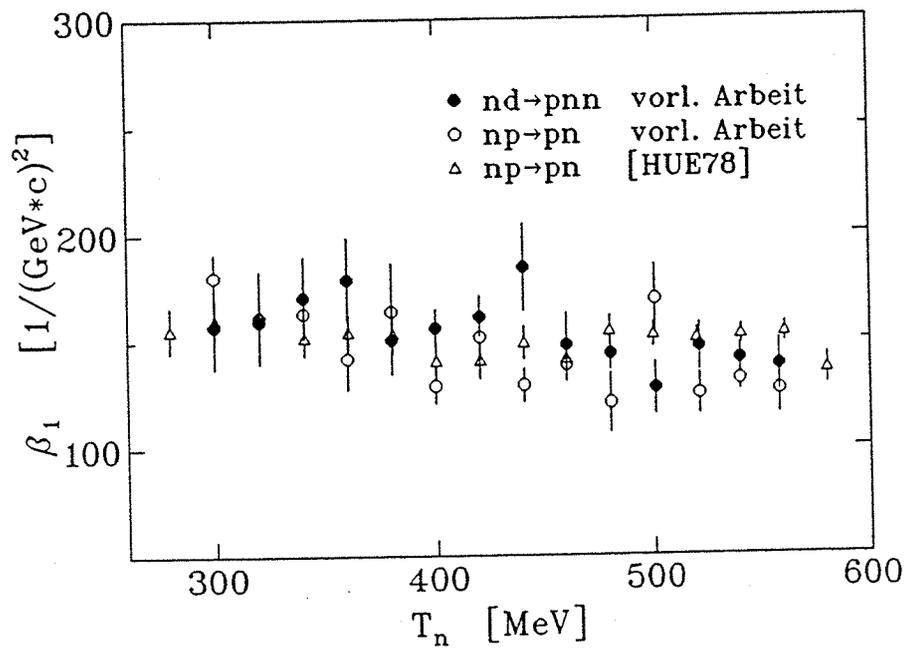


Abb. 5.1: Der Fitparameter β_1

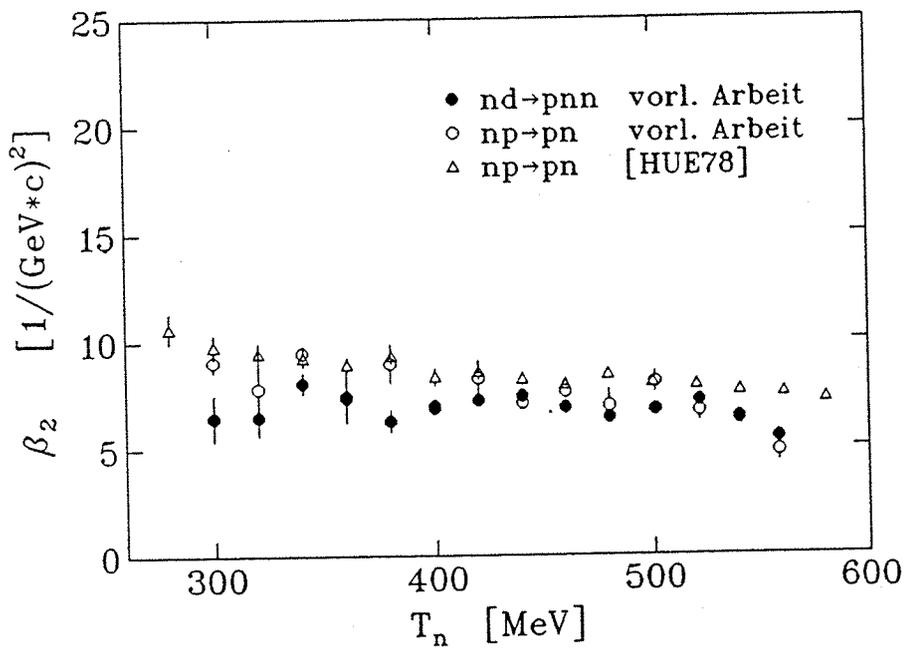


Abb. 5.2: Der Fitparameter β_2

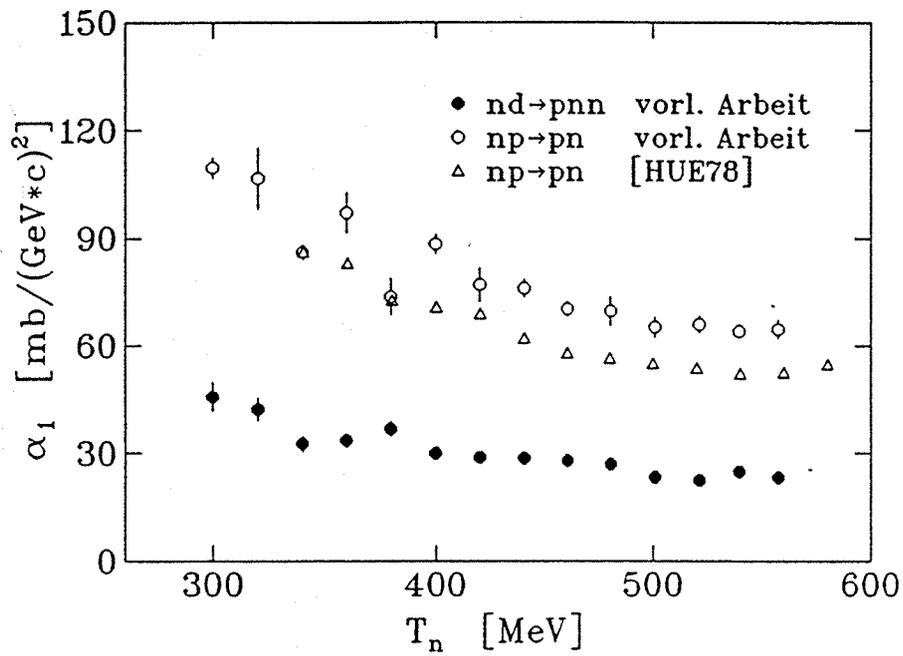


Abb. 5.3: Der Fitparameter α_1

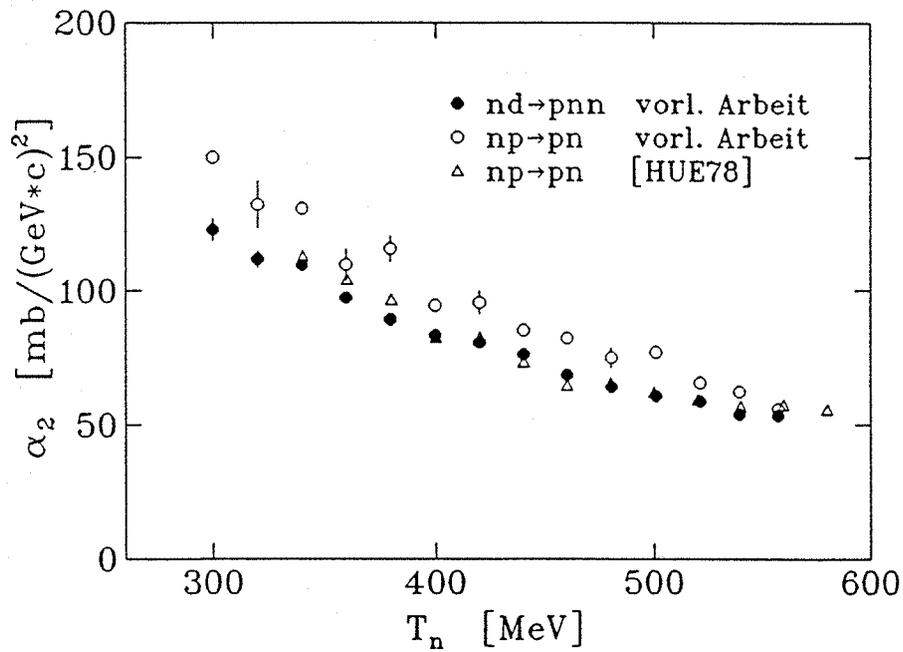


Abb. 5.4: Der Fitparameter α_2

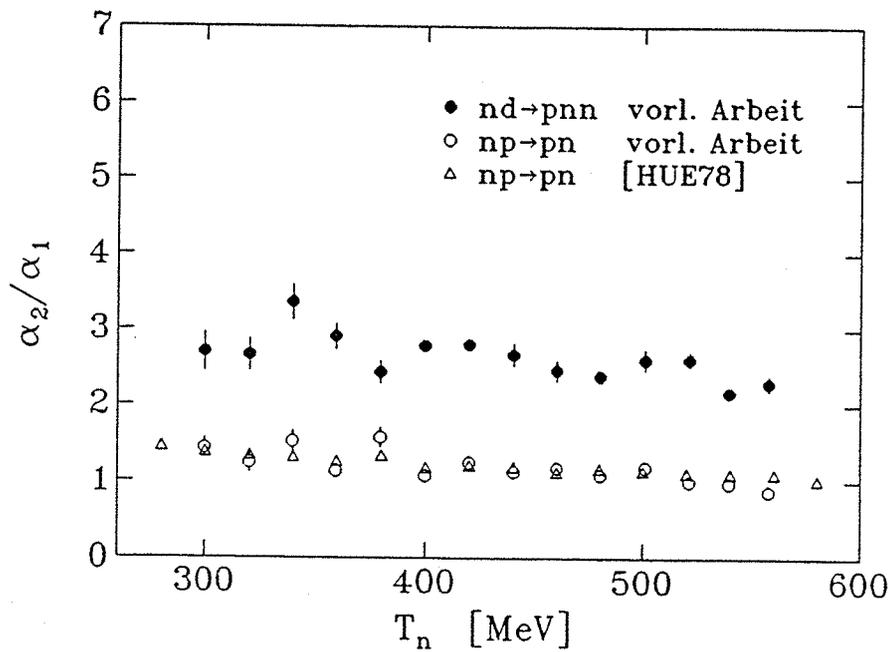


Abb. 5.5: Die Größe α_2/α_1

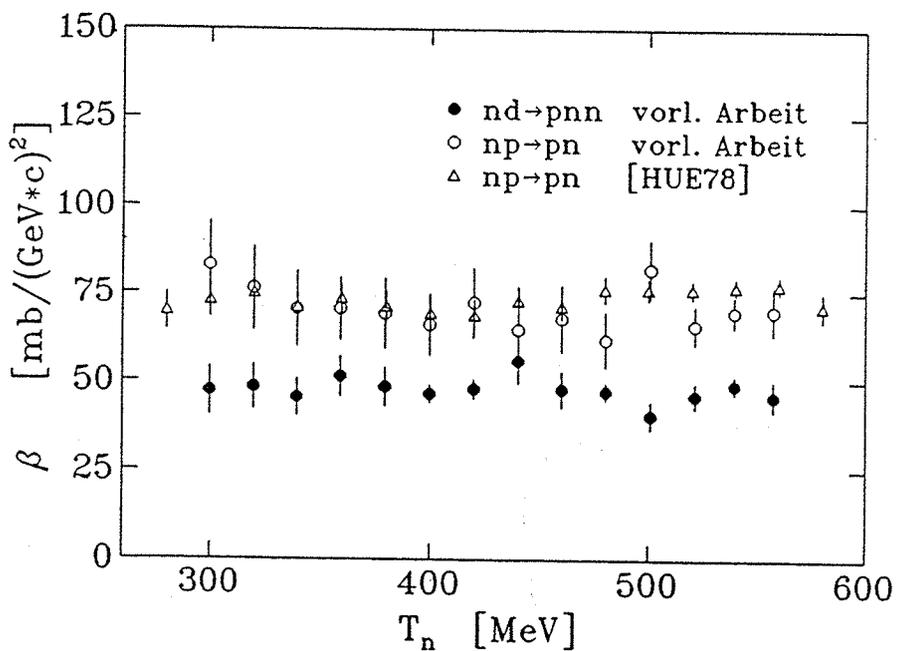


Abb. 5.6: Die logarithmische Steigung β

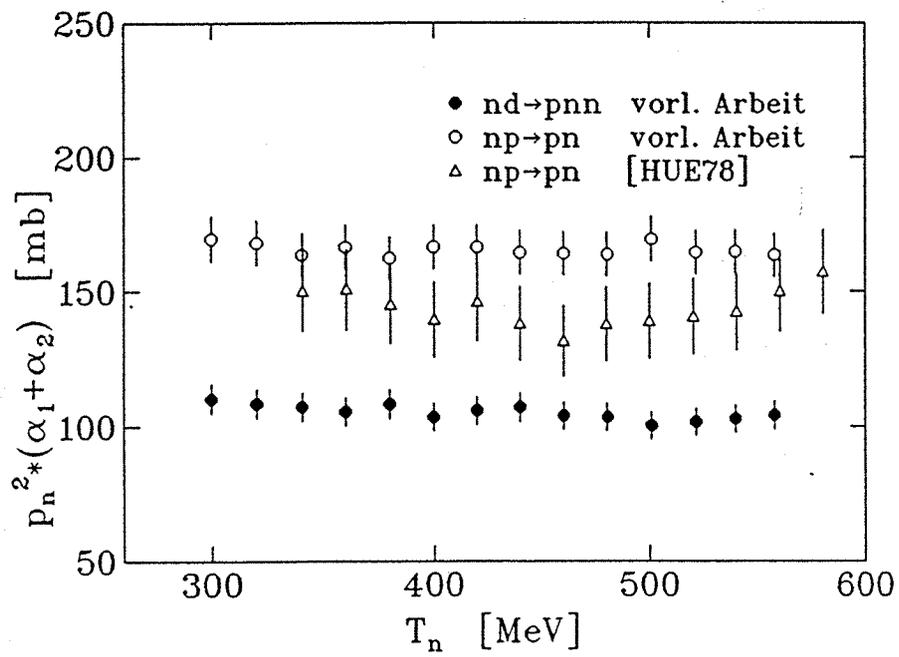


Abb. 5.7: Die Größe $p_n^2 \cdot (\alpha_1 + \alpha_2)$

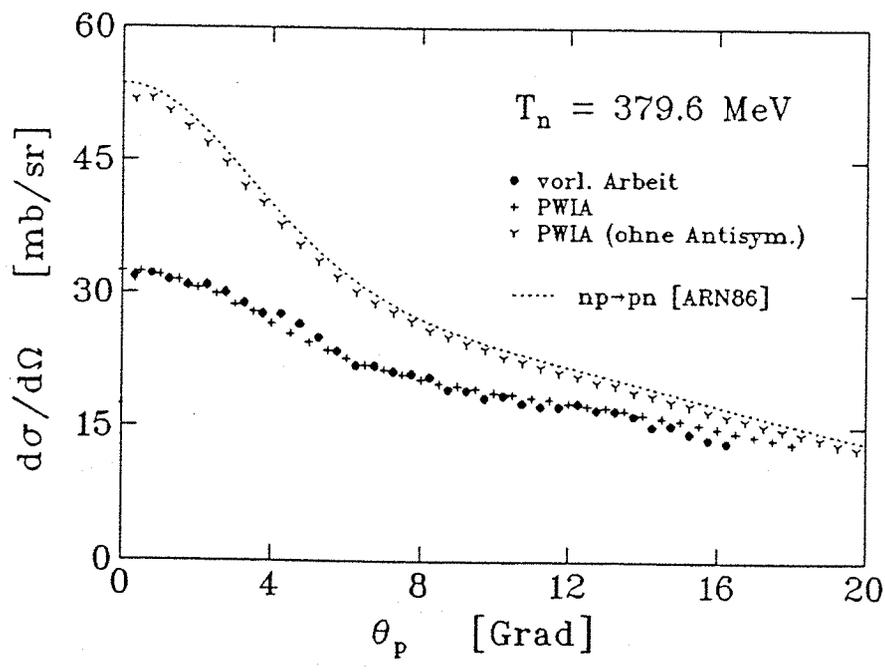
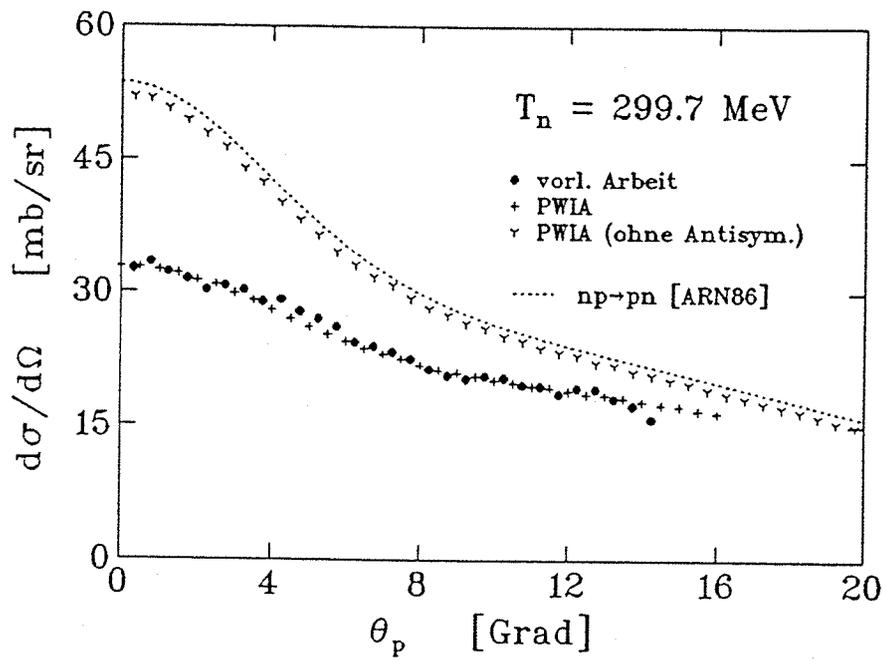


Abb. 5.8: Vergleich der unkorrigierten experimentellen Wirkungsquerschnitte mit dem PWIA-Modell für die Neutronenenergie 299.7 und 379.6 MeV

Abb dem

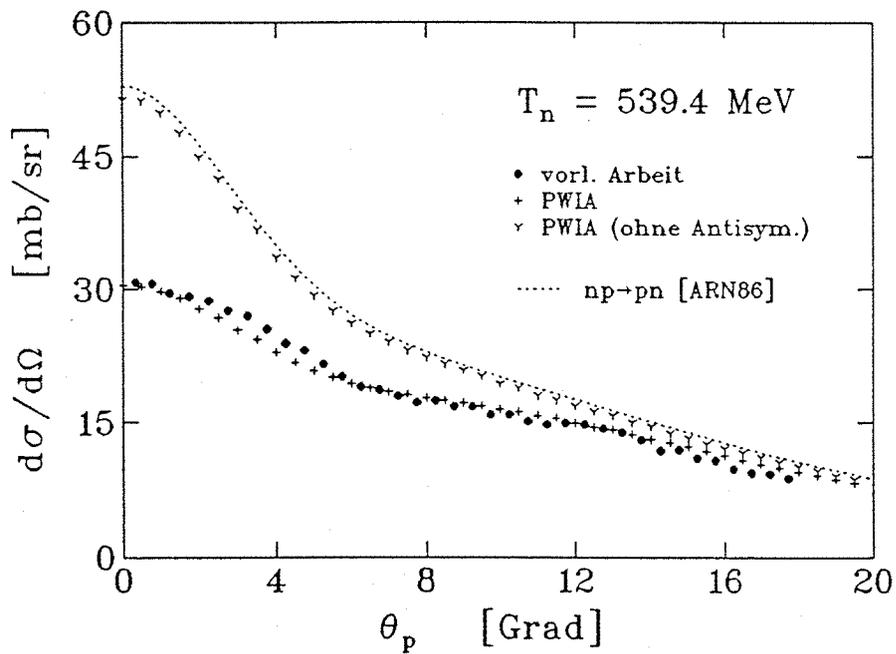
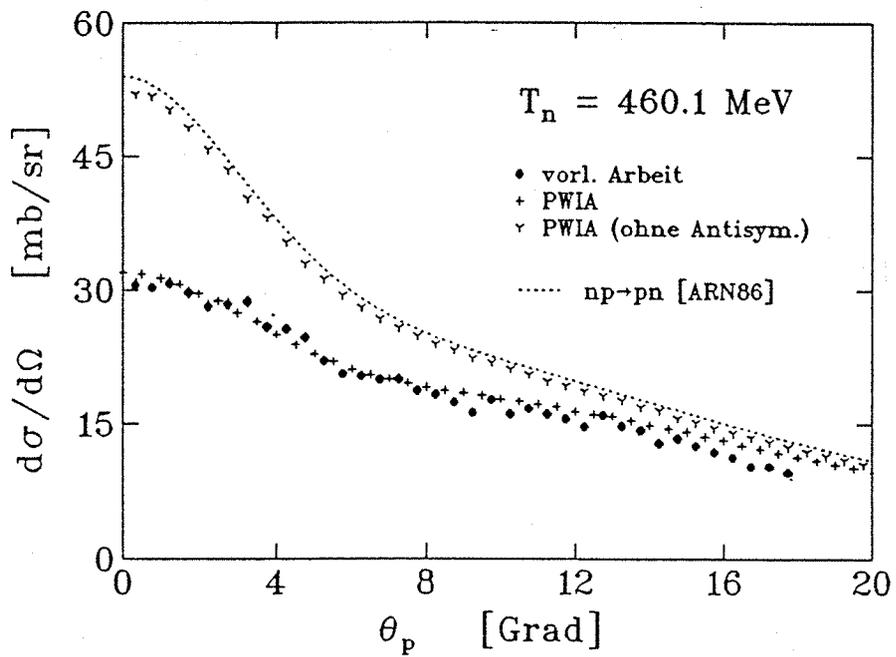


Abb. 5.9: Vergleich der unkorrigierten experimentellen Wirkungsquerschnitte mit dem PWIA-Modell für die Neutronenenergie 460.1 und 539.4 MeV

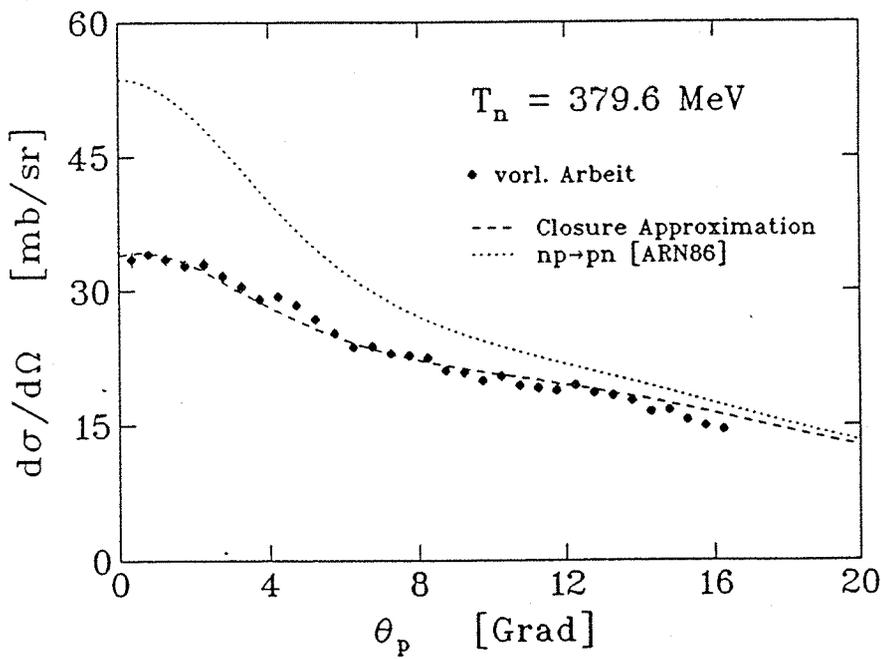
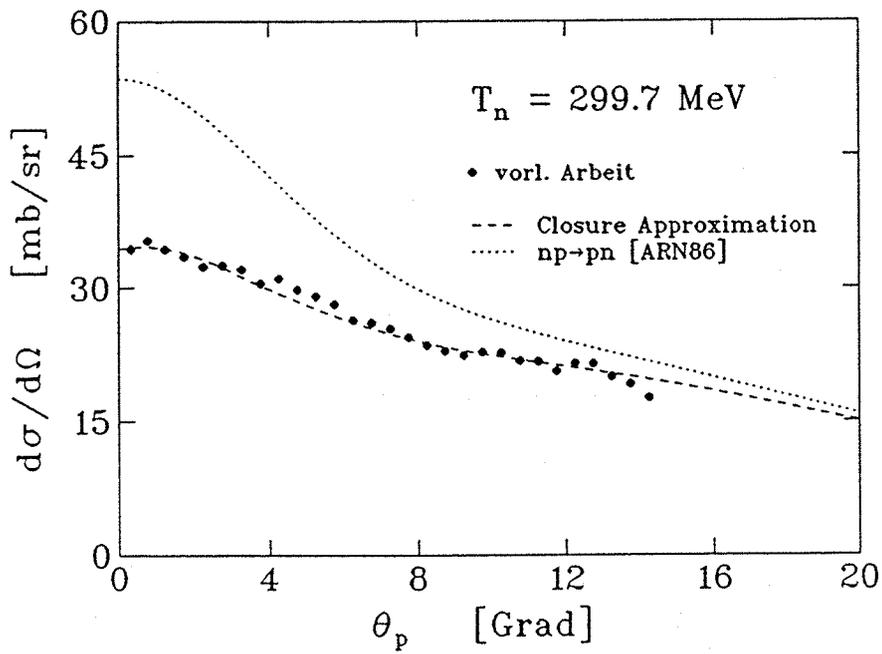


Abb. 5.10: Vergleich der korrigierten experimentellen Wirkungsquerschnitte mit der Closure Approximation für die Neutronenenergie 299.7 und 379.6 MeV

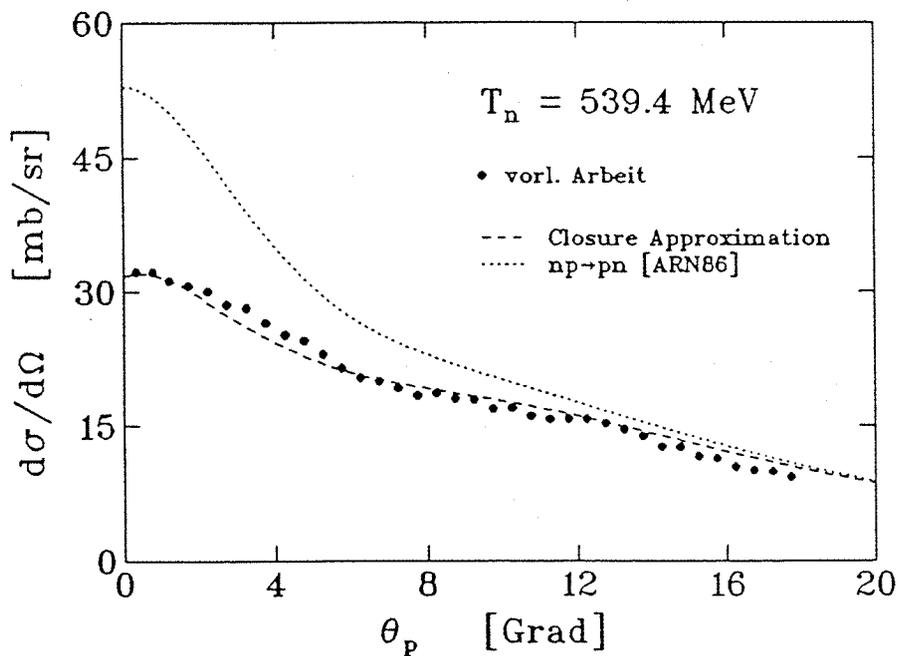
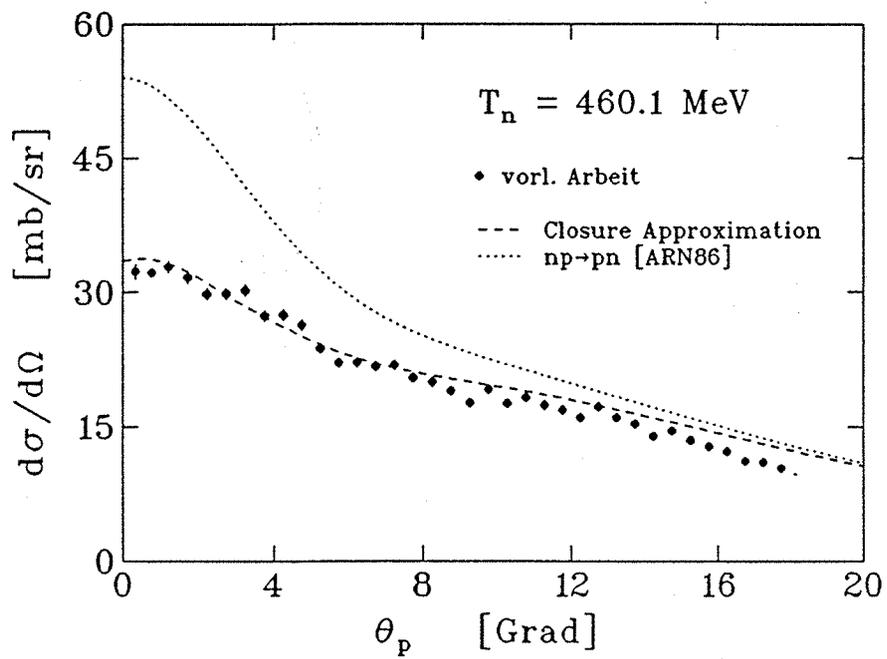


Abb. 5.11: Vergleich der korrigierten experimentellen Wirkungsquerschnitte mit der Closure Approximation für die Neutronenenergie 460.1 und 539.4 MeV

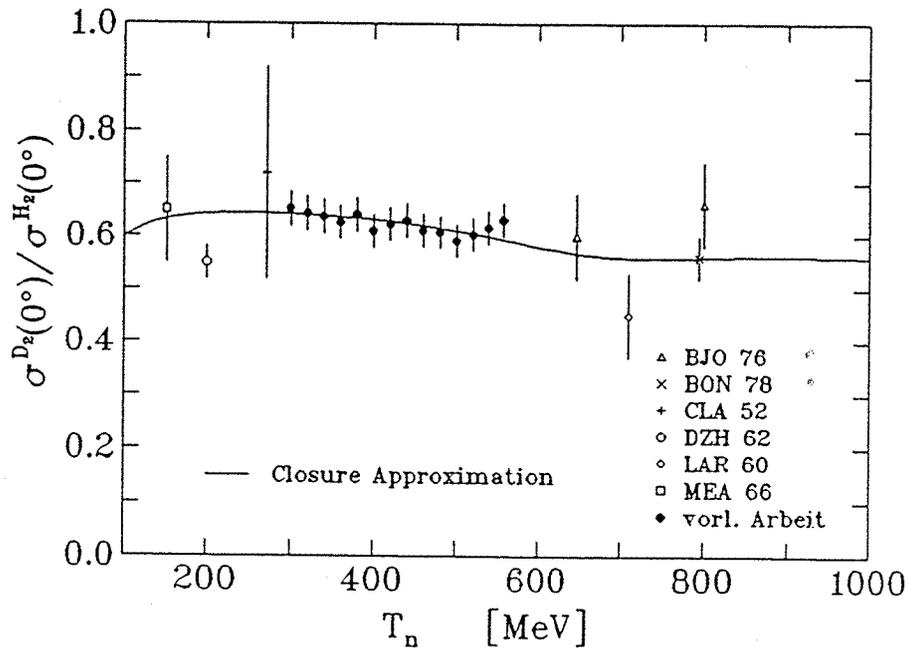


Abb. 5.12: Das Verhältnis der 0°-Wirkungsquerschnitte der QECEX- und CEX-Reaktion im Energiebereich von 100 bis 1000 MeV

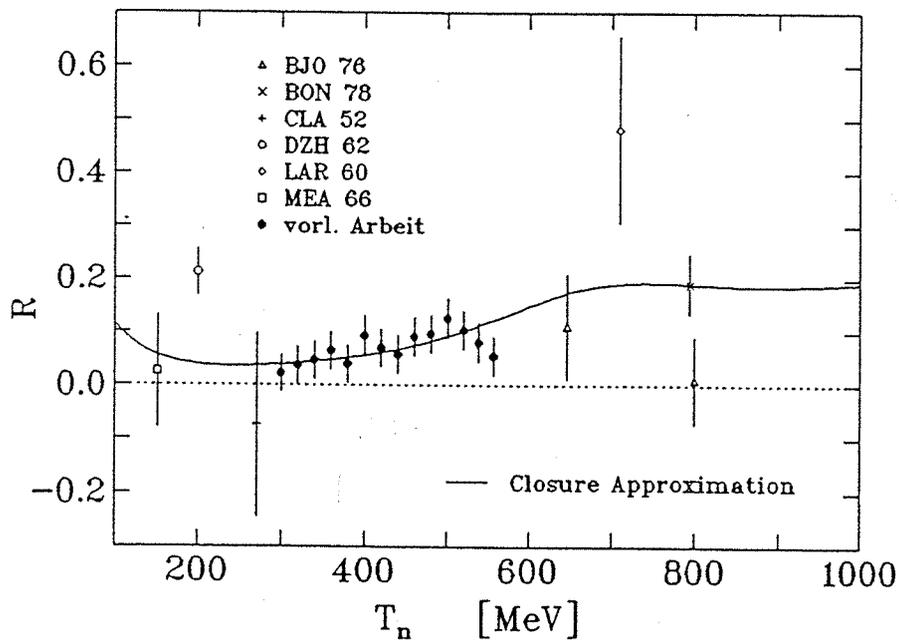


Abb. 5.13: Das Verhältnis von spinunabhängigen zu spinabhängigen Anteil des CEX-Wirkungsquerschnitts unter dem Streuwinkel 0° im Energiebereich von 100 bis 1000 MeV

A Berechnung der PWIA

In der folgenden Aufzählung werden technische Details zur Berechnung von Gleichung 2.11 referiert.

(1) **3-Teilchenkinematik:** Die Eingangsgrößen der kinematischen Berechnung sind die Gesamtenergie E , der Projektilimpuls \vec{p}_1 , der Protonlaborstreuungswinkel θ_p und der Spektatorimpuls \vec{k}_2 , welcher als Integrationsvariable dient. Die Energie E wurde als Differenz der Gesamtenergie im Eingangskanal und der Deuteronbindungsenergie gewählt. Sämtliche unbekannte Impuls- und Energievariablen leiten sich dann unter Vernachlässigung der Deuteronbindungsenergie aus Impuls- und Energieerhaltung ab. Zweckmäßigerweise wurde die 3-Teilchenkinematik in zwei 2-Teilchenreaktionen aufgespalten [ANG72], vgl. Abb. A.1. Der künstlich eingeführte Zustand X besitzt eine variable Masse m_X , und die von den Vektoren (\vec{k}_X, \vec{k}_2) und (\vec{k}_1, \vec{k}_3) aufgespannten Ebenen stimmen nicht überein. Somit kann auf die bekannte relativistische 2-Teilchenkinematik zurückgegriffen werden, vgl. z.B. [BYC73].

(2) **Deuteronwellenfunktion:** Die nichtrelativistische Deuteronwellenfunktion besteht hauptsächlich aus einem Triplett-S-Zustand und einer kleinen D-Zustandsbeimischung. Bei gegebener Polarisation M lautet die Wellenfunktion im Impulsraum:

$$\Phi^M(\vec{k}) = \Phi_S(k) y_{011}^M + \Phi_D(k) y_{211}^M, \quad M = -1, 0, 1 \quad (\text{A.1})$$

y_{LSJ}^M ist die herkömmliche Spinfunktion

$$y_{LSJ}^M = \sum_{m, \mu} Y_L^M(\theta, \varphi) |S, \mu\rangle \langle LSm\mu | JM\rangle. \quad (\text{A.2})$$

Zur Berechnung der PWIA wurde die analytische McGee-Wellenfunktion [MCG66] verwendet, Abb. A.2. Im Impulsraum besitzt sie die Poldarstellung:

$$\begin{aligned} \Phi_S(k) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{N}{k^2 + \alpha^2} + \sum_{j=1}^4 \frac{N \cdot C_j}{k^2 + \epsilon_j^2} \right) \\ \Phi_D(k) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\rho \cdot N}{k^2 + \alpha^2} + \sum_{j=1}^5 \frac{\rho \cdot N \cdot C'_j}{k^2 + \epsilon_j'^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Ihre Koeffizienten sind bei McGee tabelliert. Der Anteil der D-Zustandsbeimischung beträgt ca. 7 %.

(3) **Spinsummation:** Die Summation über sämtliche Spinzustände im Eingangs- und Ausgangskanal erstreckte sich über 48 Terme. Für die explizite Berechnung der PWIA-Amplitude wählten wir die Singulett/Triplett-Repräsentation [STA57] der np-Streumatrix. Dieses Vorgehen erforderte speziell einen Basiswechsel im Spinraum des Eingangskanals, indem der Spinanteil der Deuteronwellenfunktion unter Ankopplung des Projektilspins eine kanonische Basis vorgegeben hatte. Das nachfolgende Ergebnis der Spinsummation geben wir der Einfachheit halber ohne Berücksichtigung des Deuteron-D-Zustandes im Interferenzterm an. Die mit $\hat{\cdot}$ markierten Größen besitzen das kinematische Argument des antisymmetrisierten Anteils der PWIA-Amplitude.

$$\begin{aligned} & \left| \langle L | T_{np}(\vec{p}_1, -\vec{k}_2 \rightarrow \vec{k}_1, \vec{k}_3) \Phi(\vec{k}_2) | S \rangle - \langle L' | T_{np}(\vec{p}_1, -\vec{k}_1 \rightarrow \vec{k}_2, \vec{k}_3) \Phi(\vec{k}_1) | S \rangle \right|^2 \\ &= 16\pi \left\{ s (\Phi_S(k_2)^2 + \Phi_D(k_2)^2) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{np}(\vec{p}_1, -\vec{k}_2 \rightarrow \vec{k}_1, \vec{k}_3) \right. \\ & \quad \left. + \hat{s} (\Phi_S(k_1)^2 + \Phi_D(k_1)^2) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{np}(\vec{p}_1, -\vec{k}_1 \rightarrow \vec{k}_2, \vec{k}_3) \right. \\ & \quad \left. - 2\sqrt{s}\sqrt{\hat{s}}\Phi_S(k_2)\Phi_S(k_1)Re(I) \right\} \end{aligned} \quad (A.4)$$

$$\begin{aligned} I = & \frac{3}{4}M_{,,}\hat{M}_{,,}^* + \frac{3}{4}M_{00}\hat{M}_{00}^* + 2M_{11}\hat{M}_{11}^* + \frac{3}{2}M_{01}\hat{M}_{01}^* \\ & + M_{1-1}\hat{M}_{1-1}^* + \frac{3}{2}M_{10}\hat{M}_{10}^* - \frac{1}{4}M_{,,}\hat{M}_{00}^* - \frac{1}{4}M_{00}\hat{M}_{,,}^* \\ & - \frac{1}{2}M_{,,}\hat{M}_{11}^* - \frac{1}{2}M_{11}\hat{M}_{,,}^* + \frac{1}{2}M_{11}\hat{M}_{00}^* + \frac{1}{2}M_{00}\hat{M}_{11}^* \\ & + \frac{1}{2}M_{01}\hat{M}_{10}^* + \frac{1}{2}M_{10}\hat{M}_{01}^* \end{aligned} \quad (A.5)$$

In den Amplituden M_{lm} bezeichnet $l, m = 1, 0, -1$ die Spinprojektionen im Triplett-System bzgl. Eingangs- und Ausgangskanal. $M_{,,}$ ist die Singulett-Amplitude.

(4) **np-Streuamplituden:** Zur Berechnung der np-Streuamplituden wurde auf das 'Scattering Analysis Interactive Dial-in' Programm (SAID) und die Routine 'NNATST' von Arndt [ARN83], [ARN84] zurückgegriffen. Dem Benutzer ermöglichen sie den schnellen Zugriff auf on-shell Helizitätsamplituden für beliebige Streuwinkel und Laborenergien von 0–1000 MeV. Die Umrechnung der Helizitätsamplituden in die Singulett/Triplett-Repräsentation wurde [BYS78] entnommen.

(5) **Phasenraumintegration:** Die numerische Phasenraumintegration wurde mit der adaptiven Monte-Carlo-Integrationsroutine 'VEGAS' [LEP78], [LEP80]

durchgeführt. Ein praktischer Vorteil der Methode bestand darin, daß das Integrationsvolumen nicht exakt spezifiziert werden mußte: immer dann, wenn eine Wahl von \vec{k}_2 als Integrationsstützstelle keine physikalische Lösung des Kinematikproblems lieferte, wurde der Integrand gleich Null gesetzt. Letzteres gilt auch für die Berücksichtigung der Auswerteschnitte in den experimentellen Impulsspektren.

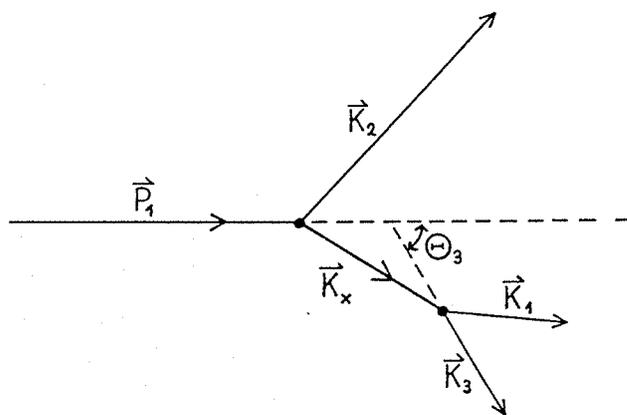


Abb. A.1: Aufspaltung der 3-Teilchenkinematik in zwei 2-Teilchenreaktionen

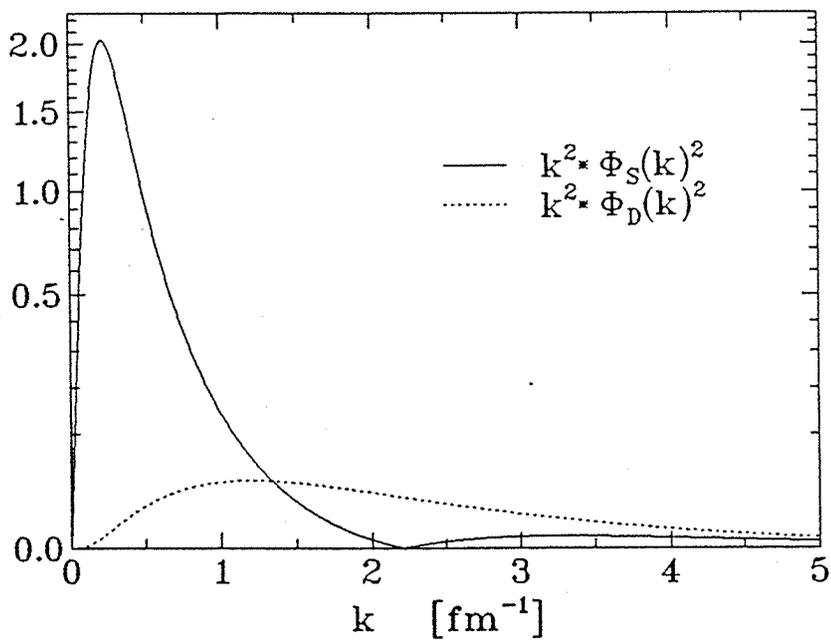


Abb. A.2: Die McGee-Deuteronwellenfunktion im Impulsraum

B Tabellen der Wirkungsquerschnitte

In dem vorliegenden Anhang sind die gemäß Abschnitt 4.7 korrigierten einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte der QCEX-Reaktion für die Neutronenenergien 290 bis 570 MeV tabelliert. Vollständigkeitshalber sind die Korrekturfaktoren f_{korr} angegeben.

$\chi^2 = 1.0763$
 $t_{\text{lab}} = 0.80808 \text{ gN/c}$ 7.412 ± 0.125

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}	T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}
299.7	0.000021	165.80 ± 2.89	1.054	319.8	0.000022	153.22 ± 2.77	1.054
	0.000119	170.42 ± 1.66	1.060		0.000128	153.45 ± 1.57	1.060
	0.000304	165.64 ± 2.33	1.066		0.000327	150.24 ± 2.19	1.065
	0.000605	161.80 ± 2.37	1.066		0.000652	148.58 ± 2.29	1.066
	0.001003	156.51 ± 2.36	1.072		0.001080	147.43 ± 2.27	1.071
	0.001499	157.27 ± 2.30	1.060		0.001615	143.20 ± 2.18	1.058
	0.002094	155.29 ± 2.27	1.062		0.002255	142.52 ± 2.13	1.060
	0.002787	147.79 ± 2.16	1.056		0.003001	133.44 ± 2.07	1.056
	0.003577	150.31 ± 2.17	1.064		0.003853	132.28 ± 2.03	1.063
	0.004466	144.56 ± 2.11	1.071		0.004809	131.20 ± 2.00	1.071
	0.005452	140.99 ± 2.06	1.074		0.005871	127.13 ± 1.96	1.074
	0.006535	136.80 ± 2.06	1.076		0.007037	120.95 ± 1.92	1.076
	0.007714	128.34 ± 2.02	1.081		0.008307	114.63 ± 1.89	1.082
	0.008992	127.15 ± 2.02	1.089		0.009682	111.63 ± 1.86	1.089
	0.010362	123.89 ± 2.00	1.089		0.011158	112.89 ± 1.88	1.086
	0.011828	119.54 ± 2.02	1.087		0.012735	106.88 ± 1.88	1.087
	0.013387	115.23 ± 2.00	1.100		0.014414	107.96 ± 1.91	1.099
	0.015040	112.34 ± 2.01	1.106		0.016193	102.00 ± 1.91	1.104
	0.016785	110.27 ± 2.03	1.102		0.018071	101.47 ± 1.94	1.100
	0.018622	112.25 ± 2.07	1.104		0.020049	98.01 ± 1.94	1.101
	0.020551	112.14 ± 2.14	1.111		0.022124	100.14 ± 2.00	1.109
	0.022569	108.06 ± 2.14	1.110		0.024296	94.35 ± 1.95	1.106
	0.024677	107.95 ± 2.12	1.112		0.026564	95.44 ± 1.98	1.110
	0.026873	102.64 ± 2.05	1.105		0.028927	94.74 ± 1.99	1.102
	0.029156	107.36 ± 2.11	1.113		0.031384	93.56 ± 1.91	1.109
	0.031526	107.58 ± 2.15	1.118		0.033934	93.56 ± 1.94	1.114
	0.033982	100.61 ± 2.01	1.105		0.036575	90.70 ± 1.93	1.102
	0.036521	96.70 ± 1.94	1.106		0.039307	87.70 ± 1.84	1.102
	0.039144	89.31 ± 1.87	1.114		0.042128	84.53 ± 1.77	1.108
					0.045038	80.08 ± 1.69	1.111

$E_{\text{CM}} = 2.0292 \text{ gN}$
 $P_{\text{ACM}} = 0.37475$
 $2P_{\text{ACM}}^2 = 0.28088$

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	$f_{k,orr}$
359.6	0.000026	132.63 ± 2.68	1.053
	0.000147	129.71 ± 1.51	1.058
	0.000375	126.87 ± 2.11	1.064
	0.000747	126.29 ± 2.20	1.063
	0.001237	120.90 ± 2.15	1.067
	0.001849	120.37 ± 2.11	1.053
	0.002582	121.21 ± 2.08	1.050
	0.003435	112.35 ± 1.96	1.053
	0.004410	109.49 ± 1.94	1.058
	0.005505	108.00 ± 1.93	1.072
	0.006720	102.72 ± 1.85	1.068
	0.008055	98.53 ± 1.82	1.074
	0.009507	95.41 ± 1.81	1.078
	0.011082	95.81 ± 1.83	1.080
	0.012770	92.67 ± 1.84	1.093
	0.014574	89.94 ± 1.80	1.088
	0.016494	88.84 ± 1.82	1.091
	0.018529	81.78 ± 1.80	1.091
	0.020678	80.08 ± 1.82	1.096
	0.022939	81.69 ± 1.86	1.094
	0.025312	83.98 ± 1.93	1.107
	0.027795	78.90 ± 1.90	1.091
	0.030387	78.40 ± 1.90	1.101
	0.033088	78.76 ± 1.87	1.099
	0.035896	75.90 ± 1.84	1.098
	0.038809	76.07 ± 1.86	1.102
	0.041827	74.44 ± 1.79	1.093
	0.044947	72.70 ± 1.73	1.097
	0.048169	68.73 ± 1.70	1.094
	0.051491	66.72 ± 1.65	1.094
	0.054911	64.68 ± 1.59	1.099
	0.058429	60.75 ± 1.49	1.081
	0.062041	60.01 ± 1.52	1.094

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	$f_{k,orr}$
339.7	0.000024	146.38 ± 2.71	1.053
	0.000137	138.95 ± 1.50	1.059
	0.000351	139.71 ± 2.14	1.064
	0.000699	137.64 ± 2.21	1.064
	0.001158	134.80 ± 2.19	1.069
	0.001731	131.65 ± 2.14	1.055
	0.002417	130.58 ± 2.09	1.057
	0.003217	125.98 ± 2.01	1.055
	0.004129	126.30 ± 2.00	1.062
	0.005155	124.87 ± 1.97	1.069
	0.006292	116.61 ± 1.90	1.073
	0.007542	109.39 ± 1.85	1.075
	0.008902	106.54 ± 1.84	1.081
	0.010377	104.56 ± 1.84	1.087
	0.011958	102.34 ± 1.84	1.084
	0.013648	99.63 ± 1.84	1.085
	0.015446	100.51 ± 1.84	1.095
	0.017352	92.74 ± 1.84	1.101
	0.019365	91.87 ± 1.88	1.095
	0.021483	90.78 ± 1.90	1.097
	0.023706	95.92 ± 1.99	1.104
	0.026032	90.50 ± 1.94	1.101
	0.028462	89.46 ± 1.93	1.106
	0.030992	84.36 ± 1.88	1.096
	0.033623	87.29 ± 1.90	1.103
	0.036354	89.00 ± 1.95	1.107
	0.039182	81.54 ± 1.83	1.096
	0.042107	79.66 ± 1.79	1.095
	0.045127	75.96 ± 1.71	1.100
	0.048241	74.61 ± 1.64	1.105
	0.051448	70.79 ± 1.60	1.096
	0.054746	66.53 ± 1.54	1.099

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{corr}
300.7	0.000020	112.20 ± 2.75	1.057
	0.000166	111.60 ± 1.57	1.062
	0.000423	111.66 ± 2.72	1.067
	0.000845	108.62 ± 2.77	1.066
	0.001399	108.73 ± 2.25	1.068
	0.002092	104.66 ± 2.20	1.053
	0.002921	100.44 ± 2.12	1.058
	0.003887	100.06 ± 2.06	1.052
	0.004990	92.96 ± 1.98	1.065
	0.006228	94.19 ± 2.00	1.073
	0.007603	88.52 ± 1.91	1.075
	0.009112	85.76 ± 1.90	1.079
	0.010755	80.39 ± 1.86	1.086
	0.012535	78.48 ± 1.82	1.090
	0.014444	81.63 ± 1.89	1.088
	0.016484	75.92 ± 1.85	1.090
	0.018655	74.69 ± 1.88	1.094
	0.020955	73.29 ± 1.84	1.094
	0.023383	69.82 ± 1.89	1.104
	0.025938	66.24 ± 1.90	1.088
	0.028620	69.25 ± 1.95	1.099
	0.031425	67.58 ± 1.97	1.097
	0.034354	68.07 ± 1.98	1.096
	0.037405	63.78 ± 1.89	1.101
	0.040576	65.90 ± 1.91	1.093
	0.043865	66.83 ± 1.95	1.095
	0.047272	62.90 ± 1.82	1.094
	0.050795	61.04 ± 1.81	1.091
	0.054431	55.83 ± 1.68	1.095
	0.058180	54.74 ± 1.66	1.078
	0.062039	55.89 ± 1.61	1.089
	0.066006	51.70 ± 1.55	1.092
	0.070081	52.34 ± 1.58	1.089
	0.074261	47.23 ± 1.53	1.086

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{corr}
370.6	0.000028	123.10 ± 2.81	1.064
	0.000137	123.14 ± 1.61	1.060
	0.000400	123.09 ± 2.21	1.065
	0.000795	120.70 ± 2.32	1.064
	0.001317	121.21 ± 2.31	1.068
	0.001969	116.37 ± 2.23	1.053
	0.002749	112.20 ± 2.14	1.056
	0.003659	107.08 ± 2.07	1.050
	0.004697	108.33 ± 2.07	1.063
	0.005863	104.87 ± 2.02	1.071
	0.007157	99.28 ± 1.95	1.073
	0.008578	93.60 ± 1.92	1.076
	0.010125	87.94 ± 1.88	1.083
	0.011801	88.41 ± 1.90	1.087
	0.013598	85.70 ± 1.87	1.084
	0.015520	84.98 ± 1.90	1.087
	0.017564	84.24 ± 1.91	1.094
	0.019730	79.04 ± 1.89	1.098
	0.022017	78.44 ± 1.94	1.093
	0.024424	75.27 ± 1.92	1.093
	0.026949	77.20 ± 1.99	1.101
	0.029592	73.57 ± 1.98	1.096
	0.032351	72.72 ± 1.96	1.101
	0.035225	71.90 ± 1.92	1.089
	0.038213	74.32 ± 1.96	1.099
	0.041313	71.39 ± 1.94	1.098
	0.044523	70.52 ± 1.87	1.086
	0.047843	68.47 ± 1.83	1.087
	0.051270	63.96 ± 1.76	1.093
	0.054803	64.90 ± 1.79	1.094
	0.058441	60.98 ± 1.66	1.088
	0.062182	58.59 ± 1.60	1.092
	0.066023	57.30 ± 1.58	1.092

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{corr}
440.0	0.000033	99.99 ± 2.66	1.057
	0.000187	104.14 ± 1.51	1.063
	0.000476	102.54 ± 2.17	1.067
	0.000947	99.69 ± 2.21	1.066
	0.001568	96.96 ± 2.21	1.066
	0.002344	96.37 ± 2.13	1.049
	0.003272	92.02 ± 2.05	1.057
	0.004354	86.29 ± 1.97	1.051
	0.005589	85.19 ± 1.92	1.065
	0.006977	81.75 ± 1.87	1.073
	0.008516	75.87 ± 1.83	1.076
	0.010206	74.32 ± 1.81	1.079
	0.012046	67.74 ± 1.73	1.087
	0.014039	71.12 ± 1.81	1.088
	0.016176	69.76 ± 1.76	1.085
	0.018460	67.36 ± 1.79	1.086
	0.020890	68.59 ± 1.78	1.092
	0.023464	64.76 ± 1.79	1.094
	0.026182	61.15 ± 1.79	1.089
	0.029042	57.67 ± 1.77	1.090
	0.032041	60.48 ± 1.84	1.094
	0.035180	58.63 ± 1.82	1.089
	0.038456	60.68 ± 1.89	1.090
	0.041868	56.61 ± 1.78	1.081
	0.045414	56.84 ± 1.82	1.093
	0.049092	55.83 ± 1.81	1.090
	0.052901	53.10 ± 1.70	1.075
	0.056838	49.01 ± 1.61	1.081
	0.060902	47.77 ± 1.58	1.087
	0.065090	50.47 ± 1.62	1.081
	0.069401	47.59 ± 1.53	1.077
	0.073833	43.61 ± 1.46	1.083
	0.078383	40.38 ± 1.37	1.081
	0.083050	40.31 ± 1.43	1.089
	0.087830	39.46 ± 1.39	1.085
	0.092723	37.20 ± 1.40	1.086

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{corr}
419.8	0.000031	107.88 ± 2.78	1.056
	0.000176	109.06 ± 1.58	1.063
	0.000450	105.34 ± 2.22	1.067
	0.000895	103.53 ± 2.29	1.066
	0.001483	103.48 ± 2.31	1.067
	0.002217	102.54 ± 2.22	1.051
	0.003095	95.53 ± 2.12	1.058
	0.004118	95.29 ± 2.07	1.051
	0.005287	91.73 ± 2.02	1.065
	0.006599	90.10 ± 1.98	1.072
	0.008055	82.57 ± 1.92	1.076
	0.009653	81.62 ± 1.91	1.079
	0.011394	78.46 ± 1.88	1.086
	0.013279	69.83 ± 1.80	1.090
	0.015301	74.82 ± 1.86	1.086
	0.017462	73.81 ± 1.84	1.087
	0.019761	71.16 ± 1.87	1.092
	0.022197	68.23 ± 1.89	1.096
	0.024769	69.54 ± 1.89	1.091
	0.027475	65.75 ± 1.92	1.092
	0.030314	65.23 ± 1.96	1.096
	0.033285	64.11 ± 1.93	1.092
	0.036386	63.35 ± 1.92	1.093
	0.039615	60.98 ± 1.85	1.084
	0.042972	61.62 ± 1.89	1.097
	0.046454	60.28 ± 1.85	1.093
	0.050060	56.96 ± 1.81	1.078
	0.053788	53.88 ± 1.75	1.084
	0.057636	53.44 ± 1.69	1.091
	0.061603	52.80 ± 1.69	1.085
	0.065686	51.87 ± 1.64	1.081
	0.069884	46.15 ± 1.50	1.087
	0.074194	46.20 ± 1.51	1.085
	0.078615	46.64 ± 1.53	1.091
	0.083144	43.10 ± 1.48	1.089

0.087830 39.46 ± 1.39 1.085
 0.092723 37.20 ± 1.40 1.086

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}
460.1	0.000035	94.62 ± 2.48	1.057
	0.000197	94.23 ± 1.40	1.063
	0.000502	96.17 ± 2.00	1.067
	0.000999	92.79 ± 2.04	1.065
	0.001654	87.34 ± 1.98	1.058
	0.002472	87.48 ± 1.95	1.049
	0.003451	88.61 ± 1.90	1.051
	0.004593	80.42 ± 1.81	1.057
	0.005895	80.83 ± 1.78	1.071
	0.007358	77.57 ± 1.77	1.066
	0.008982	69.99 ± 1.67	1.074
	0.010764	65.46 ± 1.62	1.074
	0.012704	65.60 ± 1.63	1.086
	0.014805	64.50 ± 1.64	1.087
	0.017059	65.02 ± 1.67	1.093
	0.019467	60.95 ± 1.61	1.091
	0.022029	59.79 ± 1.65	1.092
	0.024743	56.90 ± 1.61	1.090
	0.027608	53.00 ± 1.58	1.085
	0.030623	57.72 ± 1.64	1.082
	0.033785	53.11 ± 1.64	1.089
	0.037093	55.23 ± 1.69	1.090
	0.040546	52.91 ± 1.67	1.079
	0.044141	51.37 ± 1.62	1.081
	0.047878	48.95 ± 1.62	1.085
	0.051754	52.83 ± 1.65	1.075
	0.055766	49.36 ± 1.58	1.082
	0.059914	47.41 ± 1.52	1.071
	0.064195	43.28 ± 1.44	1.080
	0.068607	45.41 ± 1.45	1.086
	0.073148	42.25 ± 1.40	1.071
	0.077816	40.24 ± 1.34	1.077
	0.082607	38.71 ± 1.31	1.083
	0.087521	35.39 ± 1.27	1.082
	0.092554	35.33 ± 1.28	1.076
	0.097705	33.33 ± 1.26	1.078

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}
480.4	0.000037	93.88 ± 2.32	1.057
	0.000207	88.93 ± 1.27	1.063
	0.000529	87.48 ± 1.79	1.067
	0.001052	88.23 ± 1.89	1.064
	0.001742	84.68 ± 1.83	1.063
	0.002604	81.86 ± 1.77	1.047
	0.003635	80.07 ± 1.73	1.056
	0.004837	75.21 ± 1.67	1.051
	0.006209	73.49 ± 1.62	1.065
	0.007749	74.01 ± 1.62	1.072
	0.009458	67.90 ± 1.56	1.077
	0.011335	63.17 ± 1.50	1.078
	0.013378	61.57 ± 1.48	1.086
	0.015591	57.80 ± 1.44	1.086
	0.017963	59.69 ± 1.49	1.085
	0.020499	56.45 ± 1.46	1.083
	0.023196	56.25 ± 1.48	1.089
	0.026053	57.85 ± 1.54	1.089
	0.029069	52.98 ± 1.46	1.084
	0.032242	50.47 ± 1.48	1.084
	0.035570	50.25 ± 1.53	1.088
	0.039052	51.67 ± 1.55	1.081
	0.042685	47.17 ± 1.49	1.082
	0.046469	48.34 ± 1.51	1.075
	0.050401	48.27 ± 1.49	1.084
	0.054478	47.39 ± 1.47	1.084
	0.058700	44.94 ± 1.43	1.068
	0.063063	45.14 ± 1.44	1.074
	0.067567	40.76 ± 1.33	1.080
	0.072207	41.54 ± 1.33	1.073
	0.076982	41.24 ± 1.29	1.069
	0.081891	37.74 ± 1.20	1.075
	0.086929	35.52 ± 1.17	1.074
	0.092095	36.93 ± 1.23	1.081
	0.097387	32.26 ± 1.17	1.077
	0.102801	31.84 ± 1.14	1.072

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}
521.1	0.000041	78.11 ± 1.42	1.051
	0.000229	81.16 ± 0.80	1.057
	0.000584	79.67 ± 1.13	1.061
	0.001161	76.07 ± 1.17	1.057
	0.001922	73.41 ± 1.14	1.054
	0.002873	72.77 ± 1.12	1.041
	0.004011	71.65 ± 1.09	1.049
	0.005337	68.49 ± 1.04	1.044
	0.006850	63.97 ± 1.00	1.059
	0.008550	62.47 ± 0.99	1.066
	0.010435	59.89 ± 0.97	1.070
	0.012505	55.15 ± 0.93	1.071
	0.014758	54.00 ± 0.93	1.079
	0.017199	54.30 ± 0.93	1.077
	0.019815	50.90 ± 0.92	1.077
	0.022611	48.96 ± 0.91	1.074
	0.025584	50.49 ± 0.93	1.080
	0.028734	48.12 ± 0.90	1.079
	0.032058	46.87 ± 0.93	1.073
	0.035555	44.63 ± 0.91	1.073
	0.039223	44.67 ± 0.94	1.076
	0.043059	44.11 ± 0.94	1.071
	0.047063	41.20 ± 0.92	1.070
	0.051231	41.30 ± 0.90	1.061
	0.055561	39.70 ± 0.90	1.072
	0.060052	41.12 ± 0.92	1.072
	0.064700	38.52 ± 0.88	1.057
	0.069504	36.53 ± 0.85	1.063
	0.074460	34.55 ± 0.81	1.070
	0.079567	32.78 ± 0.77	1.063
	0.084822	32.37 ± 0.76	1.059
	0.090221	31.21 ± 0.74	1.063
	0.095763	28.15 ± 0.70	1.064
	0.101444	28.00 ± 0.70	1.069
	0.107262	26.19 ± 0.70	1.070
	0.113213	25.94 ± 0.69	1.062

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}
500.9	0.000039	81.82 ± 1.86	1.056
	0.000218	83.22 ± 1.06	1.062
	0.000556	82.11 ± 1.46	1.066
	0.001106	81.48 ± 1.54	1.062
	0.001832	80.34 ± 1.53	1.060
	0.002738	73.03 ± 1.42	1.046
	0.003823	76.78 ± 1.45	1.054
	0.005087	68.55 ± 1.35	1.049
	0.006529	69.43 ± 1.34	1.064
	0.008150	69.69 ± 1.35	1.071
	0.009947	64.38 ± 1.30	1.076
	0.011920	59.98 ± 1.25	1.076
	0.014068	58.98 ± 1.24	1.084
	0.016395	55.39 ± 1.21	1.084
	0.018890	54.31 ± 1.21	1.085
	0.021555	52.99 ± 1.21	1.080
	0.024391	51.29 ± 1.21	1.086
	0.027394	50.73 ± 1.21	1.086
	0.030564	49.21 ± 1.23	1.080
	0.033899	49.64 ± 1.27	1.080
	0.037397	46.49 ± 1.25	1.083
	0.041057	43.65 ± 1.23	1.078
	0.044875	45.36 ± 1.25	1.078
	0.048851	44.45 ± 1.22	1.069
	0.052983	44.82 ± 1.25	1.079
	0.057267	43.34 ± 1.22	1.079
	0.061702	42.19 ± 1.17	1.063
	0.066286	41.55 ± 1.17	1.070
	0.071016	38.44 ± 1.08	1.076
	0.075890	37.00 ± 1.06	1.069
	0.080906	35.46 ± 1.03	1.064
	0.086060	33.59 ± 0.99	1.069
	0.091350	31.24 ± 0.96	1.070
	0.096774	31.02 ± 0.98	1.074
	0.102330	30.13 ± 0.95	1.076
	0.108013	27.52 ± 0.93	1.067

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}
557.4	0.000045	72.55 ± 1.84	1.042
	0.000249	76.29 ± 1.07	1.047
	0.000634	74.91 ± 1.46	1.051
	0.001291	71.29 ± 1.49	1.046
	0.002087	71.90 ± 1.46	1.041
	0.003120	68.91 ± 1.42	1.030
	0.004355	64.48 ± 1.36	1.038
	0.005795	63.62 ± 1.32	1.034
	0.007438	61.84 ± 1.31	1.048
	0.009283	56.28 ± 1.23	1.054
	0.011329	56.19 ± 1.25	1.053
	0.013576	51.72 ± 1.20	1.057
	0.016022	48.28 ± 1.18	1.058
	0.018670	51.61 ± 1.22	1.065
	0.021510	49.36 ± 1.21	1.074
	0.024543	45.37 ± 1.17	1.067
	0.027770	44.23 ± 1.16	1.062
	0.031187	43.86 ± 1.19	1.067
	0.034793	43.72 ± 1.21	1.066
	0.038587	44.38 ± 1.24	1.070
	0.042565	42.61 ± 1.23	1.064
	0.046725	39.59 ± 1.18	1.051
	0.051066	38.46 ± 1.16	1.049
	0.055585	42.00 ± 1.19	1.058
	0.060280	43.72 ± 1.25	1.066
	0.065147	41.04 ± 1.22	1.047
	0.070185	39.03 ± 1.16	1.053
	0.075390	36.47 ± 1.11	1.057
	0.080760	36.16 ± 1.07	1.054
	0.086292	33.82 ± 1.04	1.060
	0.091983	33.08 ± 1.01	1.053
	0.097830	30.58 ± 0.98	1.049
	0.103831	28.72 ± 0.95	1.055
	0.109981	28.36 ± 0.98	1.058
	0.116278	26.99 ± 0.94	1.060
	0.122718	25.89 ± 0.92	1.051

T_n [MeV]	$-t$ [(GeV/c) ²]	$d\sigma/dt$ [mb/(GeV/c) ²]	f_{korr}
539.4	0.000043	77.71 ± 1.09	1.046
	0.000239	77.78 ± 0.61	1.051
	0.000609	75.40 ± 0.85	1.056
	0.001211	74.12 ± 0.89	1.050
	0.002005	72.65 ± 0.88	1.046
	0.002996	69.13 ± 0.84	1.034
	0.004183	68.27 ± 0.82	1.043
	0.005566	64.29 ± 0.79	1.038
	0.007145	61.14 ± 0.76	1.053
	0.008917	59.67 ± 0.74	1.059
	0.010883	56.02 ± 0.73	1.064
	0.013042	52.40 ± 0.71	1.063
	0.015391	49.90 ± 0.69	1.072
	0.017936	49.00 ± 0.69	1.070
	0.020664	47.25 ± 0.68	1.070
	0.023579	45.30 ± 0.67	1.067
	0.026680	46.14 ± 0.69	1.072
	0.029963	44.63 ± 0.68	1.072
	0.033429	44.43 ± 0.70	1.066
	0.037074	42.12 ± 0.70	1.065
	0.040898	42.43 ± 0.71	1.068
	0.044897	40.35 ± 0.71	1.062
	0.049069	39.58 ± 0.69	1.063
	0.053413	39.81 ± 0.69	1.054
	0.057926	39.94 ± 0.70	1.065
	0.062606	38.91 ± 0.69	1.066
	0.067449	37.31 ± 0.67	1.050
	0.072454	35.49 ± 0.64	1.056
	0.077618	32.61 ± 0.61	1.065
	0.082938	32.71 ± 0.60	1.057
	0.088412	30.20 ± 0.57	1.053
	0.094036	29.67 ± 0.55	1.055
	0.099808	27.36 ± 0.53	1.059
	0.105724	26.46 ± 0.53	1.062
	0.111782	26.29 ± 0.53	1.065
	0.117979	24.91 ± 0.53	1.055

C Tabellen der Fitparameterwerte

Nachfolgend sind die Koeffizienten der Wirkungsquerschnitts-Parametrisierung

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = \alpha_1 e^{\beta_1 t} + \alpha_2 e^{\beta_2 t}, \quad t \leq 0$$

des quasielastischen Ladungsaustauschs wiedergegeben.

T_n [MeV]	α_1 [mb/(GeV/c ²)]	α_2 [mb/(GeV/c ²)]	β_1 [1/(GeV/c ²)]	β_2 [1/(GeV/c ²)]	χ^2
557.4	23.8 ± 1.0	49.8 ± 0.8	130.6 ± 10.5	5.27 ± 0.22	2.9
539.4	25.2 ± 0.6	50.0 ± 0.5	135.5 ± 6.1	6.13 ± 0.14	4.3
521.1	23.1 ± 0.8	54.1 ± 0.7	139.1 ± 9.5	6.95 ± 0.18	2.2
500.9	24.0 ± 1.1	55.6 ± 1.0	123.0 ± 10.5	6.52 ± 0.26	2.0
480.4	27.6 ± 0.6	58.6 ± 0.2	136.7 ± 6.1	6.16 ± 0.11	1.6
460.1	28.8 ± 1.4	62.5 ± 1.2	140.8 ± 12.9	6.65 ± 0.32	2.1
440.0	29.5 ± 1.4	69.5 ± 1.2	170.7 ± 17.0	7.24 ± 0.32	1.6
419.8	30.2 ± 1.7	73.2 ± 1.5	150.0 ± 15.8	7.00 ± 0.39	1.4
399.7	32.0 ± 1.8	75.1 ± 1.7	142.7 ± 15.3	6.53 ± 0.47	1.4
379.6	38.8 ± 2.0	80.5 ± 2.0	139.6 ± 13.2	5.96 ± 0.53	1.2
359.6	36.2 ± 1.9	87.6 ± 1.9	158.0 ± 15.4	7.04 ± 0.49	1.4
339.7	35.6 ± 2.1	98.9 ± 2.1	155.1 ± 15.6	7.90 ± 0.53	2.6
319.8	45.6 ± 3.2	99.9 ± 3.3	144.2 ± 15.5	6.19 ± 0.92	1.3
299.7	50.2 ± 4.3	108.9 ± 4.5	141.3 ± 16.5	6.05 ± 1.23	2.6

Tab. C.1: Fitkoeffizienten der unkorrigierten Wirkungsquerschnitte

T_n [MeV]	α_1 [mb/(GeV/c ²)]	α_2 [mb/(GeV/c ²)]	β_1 [1/(GeV/c ²)]	β_2 [1/(GeV/c ²)]	χ^2
557.4	23.3 ± 1.0	53.4 ± 0.8	138.0 ± 12.2	5.45 ± 0.21	2.8
539.4	24.9 ± 0.6	53.9 ± 0.5	141.1 ± 7.0	6.32 ± 0.13	3.4
521.1	22.6 ± 0.8	58.7 ± 0.7	146.8 ± 11.2	7.17 ± 0.18	1.8
500.9	23.4 ± 1.1	60.7 ± 1.0	127.5 ± 12.2	6.76 ± 0.26	1.9
480.4	27.0 ± 0.7	64.2 ± 0.3	143.7 ± 7.3	6.41 ± 0.11	1.4
460.1	27.9 ± 1.5	68.6 ± 1.3	147.9 ± 15.1	6.88 ± 0.31	1.9
440.0	28.7 ± 1.5	76.3 ± 1.2	184.4 ± 20.4	7.41 ± 0.30	1.4
419.8	28.9 ± 0.8	80.7 ± 0.3	161.3 ± 9.2	7.21 ± 0.14	1.1
399.7	30.1 ± 0.7	83.4 ± 0.3	156.3 ± 8.8	6.86 ± 0.15	1.3
379.6	36.8 ± 2.1	89.4 ± 2.0	150.7 ± 16.0	6.28 ± 0.50	1.1
359.6	33.6 ± 1.9	97.4 ± 1.8	179.1 ± 19.5	7.35 ± 0.45	1.3
339.7	32.7 ± 2.2	109.6 ± 2.1	170.8 ± 19.1	8.05 ± 0.50	2.5
319.8	42.1 ± 3.1	112.0 ± 3.2	159.6 ± 19.0	6.48 ± 0.83	1.2
299.7	45.6 ± 4.0	123.0 ± 4.1	157.3 ± 19.9	6.46 ± 1.06	2.4

Tab. C.2: Fitkoeffizienten der korrigierten Wirkungsquerschnitte

Literaturverzeichnis

- [ALA74] B. S. Aladashvili, B. Badelek, V. V. Glagolev, R. M. Lebedev, J. Nasalski, M. S. Nioradze, I. S. Saitov, A. Sandacz, T. Siemiarczuk, J. Stepaniak, V. N. Streltsov, P. Zieliński, Nucl. Phys. B86 (1975) 461
- [ANG72] S. D'Angelo, F. de Notaristefani, P. Monacelli, Nucl. Instrum. Methods 103 (1972) 197
- [ARN83] R. A. Arndt, L. D. Roper, R. A. Bryan, R. B. Clark, B. J. VerWest, P. Signell, Phys. Rev. D28 (1983) 97
- [ARN84] R. A. Arndt, On-Shell Scattering Amplitudes from SAID Solutions. Their use in Nuclear calculations, August 1984
- [ARN86] R. A. Arndt, J. S. Hyslop III, L. D. Roper, N-N Partial-Wave Analysis to 1100 MeV, Middle 1986
- [BIN86] R. Binz, Diplomarbeit Freiburg 1986
- [BJO76] C. W. Bjork, P. J. Riley, B. E. Bonner, J. E. Simmons, K. D. Williamson Jr., M. L. Evans, G. Glass, J. C. Hiebert, M. Jain, R. A. Kenefick, L. C. Northcliffe, C. G. Cassapakis, H. C. Bryant, B. D. Dieterle, C. P. Leavitt, D. M. Wolfe, Phys. Lett. 63B (1976) 31
- ✕ [BON78] B. E. Bonner, J. E. Simmons, J. M. Wallace, M. L. Evans, G. Glass, J. C. Hiebert, Mahavir Jain, L. C. Northcliffe, C. W. Bjork, P. J. Riley, C. G. Cassapakis, Phys. Rev. C17 (1978) 664
- [BUE85] R. Büchle, Diplomarbeit Freiburg 1985
- [BUG87] D. V. Bugg, C. Wilkin, Nucl. Phys. A467 (1987) 575
- [BYC73] E. Byckling, K. Kajantie, Particle Kinematics, Wiley 1973
- [BYS78] J. Bystricky, F. Lehar, P. Winternitz, J. Physique 39 (1978) 1
- [CHE50] G. F. Chew, Phys. Rev. 80 (1950) 196
- [CHE51] G. F. Chew, Phys. Rev. 84 (1951) 710
- [CLA52] J. B. Cladis, J. Hadley, W. N. Hess, Phys. Rev. 86 (1952) 110

- [DEA72] N. W. Dean, Phys. Rev. D5 (1972) 2832
- [DUT88] W. Dutty, Dissertation Freiburg (in Vorbereitung)
- [DZH62] V. P. Dzhelepov, Proc. Intern. Conf. CERN (1962) 19
- [FAD61] L. D. Faddeev, JETP 12 (1961) 1014
- [FRA66] V. Franco, R. J. Glauber, Phys. Rev. 142 (1966) 1195
- [FRA69] V. Franco, R. J. Glauber, Phys. Rev. Lett. 22 (1967) 370
- [FRA88] W. Frank, Diplomarbeit Freiburg (in Vorbereitung)
- [FRI75] A. Fridman, Fortschritte der Physik 23 (1975) 243
- [GLA55] R. J. Glauber, Phys. Rev. 100 (1955) 242
- [GLU51] R. L. Gluckstern, H. A. Bethe, Phys. Rev. 81 (1951) 761
- [HIE84] M. Hiepler, Diplomarbeit Freiburg 1984
- [HUE78] W. Hürster, Dissertation Freiburg 1978
- [JAM85] F. James, M. Roos, CERNLIB D506 (1985)
- [KLE87] A. Klett, SIN-Auswertesoftware CON-System, Programmdokumentation Freiburg 1987
- [KON86] P. Koncz, private Mitteilung
- X [LAN67] A. Langsford, P. H. Bowen, G. C. Cox, P. E. Dolley, R. A. J. Riddle, M. J. M. Saltmarsh, Nucl. Phys. A99 (1967) 246
- [LAP57] L. I. Lapidus, JETP 5 (1957) 1170
- [LAR60] R. R. Larsen, Nuovo Cimento X 18 (1960) 1039
- [LEC87] C. Lechanoine-Leluc, F. Lehar, P. Winternitz, J. Bystricky, J. Physique 48 (1987) 985
- [LEP78] G. B. Lepage, J. Comp. Phys. 27 (1978) 192
- [LEP80] G. B. Lepage, VEGAS - An adaptive multi-dimensional Integration Program. Ithaca, March 1980

- [LYK74] G. I. Lykasov, A. V. Tarasov, Sov. J. Nucl. Phys. 19 (1974) 421
- [MCG66] I. J. McGee, Phys. Rev. 151 (1966) 772
- [MEA66] D. F. Measday, Phys. Lett. 21 (1966) 66
- [PHI64] R. J. M. Phillips, Nucl. Phys. 53 (1964) 650
- [POM51] J. Pomerančuk, Dokl. Akad. Nauk. SSSR 78 (1951) 249, und
Žu. Èksper. Teor. Fiz. 21 (1951) 1113
- [WAL72] J. M. Wallace, Phys. Rev. C5 (1972) 609
- [SIN81] SIN Users' Handbook (1981)
- [SIN85] SIN Jahresbericht (1985)
- [STA57] H. P. Stapp, T. J. Ypsilantis, N. Metropolis, Phys. Rev. 105 (1957) 302
- [ULM87] G. Ulmer, Diplomarbeit Freiburg 1987