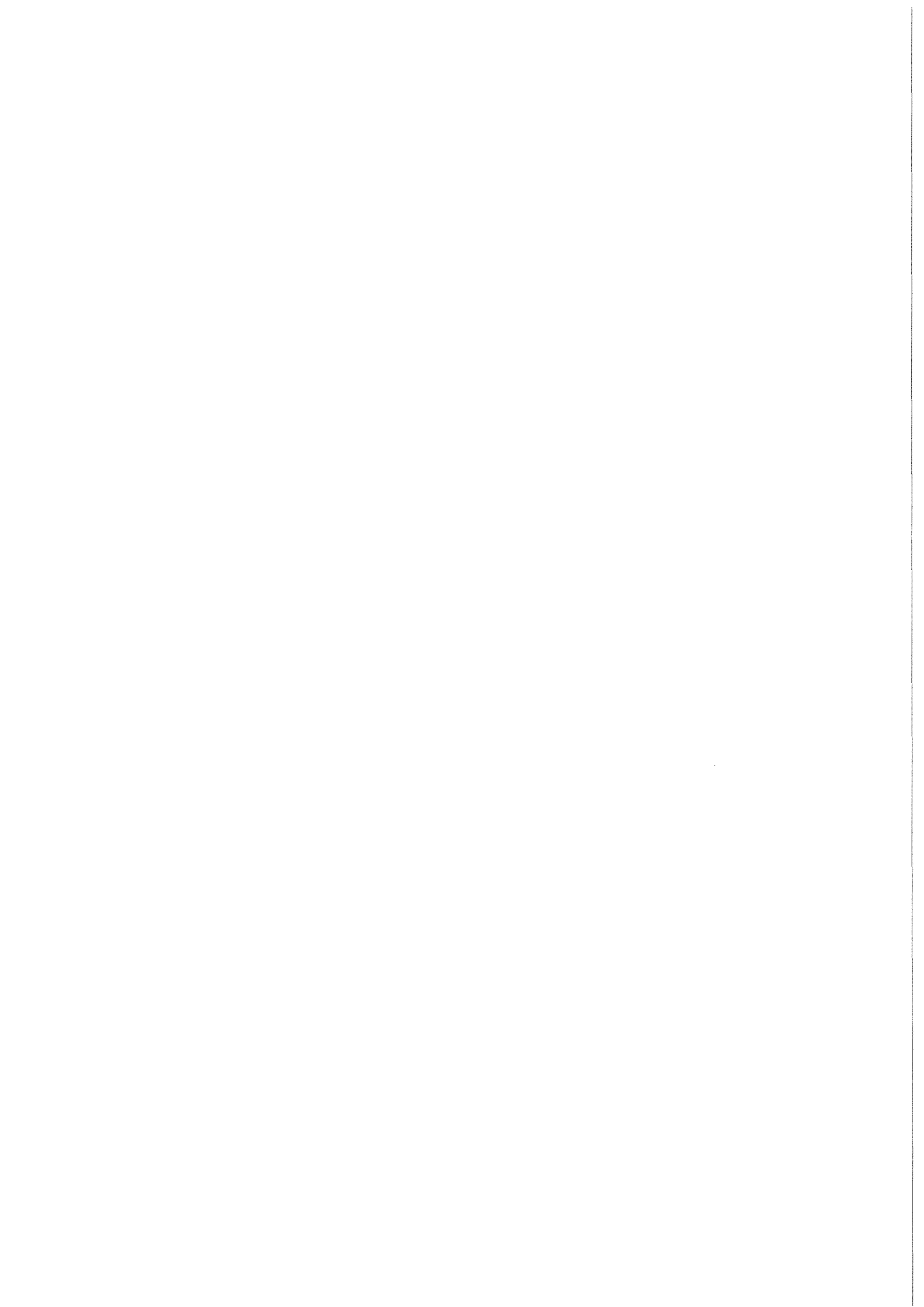


KfK 3395  
August 1982

**Experimente zur Bestimmung  
der Wirkungsquerschnitte für  
das n-<sup>3</sup>He-System im  
Energiebereich von  
1 bis 40 MeV**

B. Haesner  
Institut für Kern- und Teilchenphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Kern- und Teilchenphysik

KfK 3395

EXPERIMENTE ZUR BESTIMMUNG DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE  
FÜR DAS  $n$ - $^3\text{He}$ -SYSTEM IM ENERGIEBEREICH VON 1 BIS 40 MeV

B. Haesner

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  
ISSN 0303-4003

## A b s t r a c t

Bernd Haesner

### EXPERIMENTE ZUR BESTIMMUNG DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR DAS n-<sup>3</sup>He-SYSTEM IM ENERGIEBEREICH VON 1 BIS 40 MeV

In einem großen Energiebereich wurden Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung von Neutronen mit <sup>3</sup>He gemessen. Alle Experimente wurden am Karlsruher Neutronenflugzeitspektrometer unter Verwendung eines gepulsten weißen Neutronenstrahls durchgeführt.

Der totale n-<sup>3</sup>He-Wirkungsquerschnitt konnte im Energiebereich von 1 bis 40 MeV aufgrund des langen Flugweges (190 m) der Neutronen mit hoher Präzision bestimmt werden. Existierende Daten wurden beträchtlich verbessert.

Winkelverteilungen ( $\theta_{c.m.} = 33^{\circ} - 179^{\circ}$ ) der elastischen n-<sup>3</sup>He-Streuung wurden für alle Neutronenenergien zwischen 5 und 30 MeV gleichzeitig gemessen. Als Streuprobe diente ein Flüssig-<sup>3</sup>He-Szintillationsdetektor. Der statistische Fehler liegt für die meisten (>90%) Datenpunkte unter 2%.

Durch Verwendung des Flüssig-<sup>3</sup>He-Detektors war es möglich, die Wirkungsquerschnitte der neutroneninduzierten Reaktionen <sup>3</sup>He(n,p)T und <sup>3</sup>He(n,d)D im Energiebereich von 1 bis 30 MeV absolut zu bestimmen. Ein Vergleich der Daten mit den Ergebnissen der korrespondierenden (p,n)- und (d,n)-Reaktionen (detailed balance) zeigt sehr gute Übereinstimmung.

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE CROSS SECTIONS OF THE  
 $n$ - $^3\text{He}$ -SYSTEM IN THE ENERGY RANGE OF 1 TO 40 MeV

Cross sections have been measured in the  $n+^3\text{He}$ -system over a broad energy range. The experiments were conducted using the pulsed white neutron beam at the Karlsruhe Neutron Time of Flight Facility.

The total cross sections were measured from 1 - 40 MeV using the 190 m flight path with 1.5 ns time resolution. This represents a substantial improvement over previous measurements.

Angular distributions ( $\theta_{\text{c.m.}} = 33^\circ - 179^\circ$ ) for the elastic  $n$ - $^3\text{He}$  scattering were measured simultaneously in the energy range from 5 to 30 MeV. A liquid  $^3\text{He}$  scintillation detector was used as the scatterer. The statistical errors are less than 2% for most (> 90%) of the data.

Through the use of the  $^3\text{He}$  detector absolute cross sections for the neutron induced reactions  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  and  $^3\text{He}(n,d)\text{D}$  could be measured from 1 to 30 MeV. These measurements are in good agreement with the results of the corresponding (p,n) and (d,n) reactions using detailed balance.

# INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
ABSTRACT	
I. EINLEITUNG	1
II. DAS $^4\text{He}$ -SYSTEM	5
III. EXPERIMENTE ZUM $n+^3\text{He}$ -SYSTEM	9
1. Messung des totalen $n-^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitts	9
1.1 Das Karlsruher Neutronenflugzeit-spektrometer	9
1.2 Aufbau und Durchführung der Messung	11
1.3 Datenaufnahme und Analyse	13
1.4 Ergebnis, Meßgenauigkeit	16
2. Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ und $n+^3\text{He} \rightarrow d+d$	21
2.1 Absolutmessung des integralen Wirkungsquerschnitts der $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion für Neutronenenergien zwischen 1 und 7 MeV	23
2.1.1 Aufbau und Durchführung der Messung	23
2.1.2 Datenaufnahme und Analyse	24
2.1.3 Ergebnisse und Korrekturen	25
2.2 Relativbestimmung der $n-^3\text{He}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte im Energiebereich von 6 bis 30 MeV	27
2.2.1 Datenaufnahme und Analyse	28
2.2.2 Ergebnisse und Korrekturen	32

	Seite
3. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen n- <sup>3</sup> He-Streuung im Energiebereich von 5 bis 30 MeV	35
3.1 Geometrischer Aufbau	36
3.2 Durchführung der Messung	38
3.3 Datenaufnahme	39
3.4 Analyse der Meßdaten	41
3.4.1 Reduktion der Parameter	42
3.4.2 Untergrundbetrachtungen	44
3.4.3 Normierung	46
3.4.4 Korrekturen	46
3.5 Ergebnisse und Fehlerabschätzung	49
3.6 Vergleich mit anderen Messungen	53
4. Bestimmung der Aufbruchwirkungsquerschnitte	59
IV. DISKUSSION DER ERGEBNISSE	60
V. ZUSAMMENFASSUNG	63
ANHANG	65
1. Numerische Darstellung der Meßergebnisse	65
2. Der Flüssig- <sup>3</sup> He-Szintillationsdetektor	69
3. Bestimmung der "Randeffekte" für den <sup>3</sup> He-Szintillationsdetektor	73
VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	79
LITERATURVERZEICHNIS	82



## I. EINLEITUNG

Eines der grundlegenden Probleme in der Kernphysik ist die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen innerhalb eines Kerns. Zur Untersuchung dieser Wechselwirkung sind Experimente in Wenig-Nukleonensystemen besonders geeignet.

Trotz intensiver Untersuchungen des 2-Nukleonensystems sind die Details der N-N-Wechselwirkung bis heute nicht vollständig verstanden. So können z.B. über den Tensoranteil der spinabhängigen N-N-Wechselwirkung nur ungenaue Aussagen gemacht werden (die D-Beimischung des Deuteronengrundzustands läßt sich noch nicht berechnen). Auch die kurzreichweitigen Anteile der N-N-Wechselwirkung sind bisher nicht eindeutig festlegbar.

Experimente in 3-Nukleonensystemen, deren Observablen mit Hilfe der Faddeev-Methode bei bekannter N-N-Wechselwirkung exakt berechenbar sind, konnten die offenen Fragen der 2-Teilchen-Wechselwirkung bisher nicht vollständig klären. So ist z.B. der Unterschied in den Bindungsenergien von  $^3\text{H}$  und  $^3\text{He}$  noch nicht verstanden. Auch die Existenz von Mehr-Körper-Kräften konnte noch nicht bestätigt werden. Außer dem Grundzustand von  $^3\text{He}$  und  $^3\text{H}$  sind keine Resonanzen im 3-Nukleonensystem bekannt.

In den letzten Jahren hat sich das Interesse auf das  $A = 4$ -System verlagert, da es aufgrund der unterschiedlichen Eingangs- und Ausgangskanäle viele Untersuchungsmöglichkeiten bietet. Neben einem gebundenen Zustand, dem  $^4\text{He}$ -Kern, existieren in dem System auch mehrere angeregte Niveaus mit definierten Spins und Paritäten.

Es wurde zum  $A = 4$ -System bisher eine große Zahl an experimentellen und theoretischen Untersuchungen durchgeführt. Fiarman und Meyerhof /FIA73/ haben den Wissensstand bis 1973 aufgeführt und Sundquist /SUN78/ hat 1978 eine Zusammenstellung von neueren Arbeiten angegeben.

Einen Überblick über theoretische Untersuchungen zum 4-Nukleonensystem hat Tjon 1981 /TJ081/ gegeben. Dazu gehören unter anderem Faddeev-Rechnungen mit effektiven 3-Körper-Kräften /PER78/, "resonating group"-Rechnungen /HAC67/, /HOF81/ und R-Matrix-Analysen /HAL78/. Diese Rechnungen berücksichtigen im allgemeinen nur 2-Teilchen-Kanäle. Experimentell wurde das  $^4\text{He}$ -System in den meisten Fällen mit geladenen Teilchen im Eingangskanal untersucht.

Für das p+t-System wurde von Haglund et al. /HAG78/ eine Phasenanalyse im Energiebereich 0 bis 5 MeV im Schwerpunktsystem durchgeführt. Dieser Eingangskanal eignet sich besonders, spinabhängige N-N-Kräfte zu studieren /FIC77/. Aus dem Unterschied in den Analysierstärken  $A_p$  /KAN76/ und  $A_t$  /HAG78/ der elastischen p+t-Streuung bei gleichen Schwerpunktenenergien kann auf die Stärke der "odd l.s.-Kraft" in der N-N-Wechselwirkung geschlossen werden. Dieses wird durch "resonating group"-Rechnungen bestätigt /HOF81/.

Auch der d+d-Kanal wurde intensiv untersucht. Allerdings wird durch die komplizierte Spinstruktur dieses Eingangskanals eine Phasenanalyse sehr erschwert. Viele Experimente wurden z.B. zum Test der Ladungssymmetrie der Kernkräfte durchgeführt. Dazu wurden die Polarisationsobservablen  $iT_{11}$ ,  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  und  $T_{22}$  der Spiegelreaktionen  $^2\text{H}(\vec{d}, p)^3\text{H}$  und  $^2\text{H}(\vec{d}, n)^3\text{He}$  gemessen /KOE79/, /DRI79/, /BR079/. Die Daten wurden bei denselben Energien in den Eingangs- oder Ausgangskanälen verglichen. Das Ergebnis zeigt, daß in allen vier Größen der Analysierstärke Unterschiede bestehen. Dies kann als eine mögliche Verletzung der Ladungssymmetrie gedeutet werden /GRU81/. Solange es aber keine genauen Rechnungen gibt, die die Coulomb-Kräfte exakt berücksichtigen, kann diese Hypothese nicht bestätigt werden.

Gerade wegen der Schwierigkeit bei der Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung in mikroskopischen Rechnungen ist es notwendig, exakte Daten von Messungen mit Neutronen im Eingangskanal zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen zur Verfügung zu haben.

Für das  $n$ - $^3\text{He}$ -System wurde 1976 von Lisowski et al. /LIS76/ eine Phasenanalyse im Energiebereich von 1 bis 24 MeV durchgeführt. Als Datenmaterial dienten Meßwerte für den totalen Wirkungsquerschnitt und für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung sowie für die Analysierstärke bei wenigen Energien. Bei dieser Phasenanalyse ergab sich bei 22 MeV Neutronenenergie ein Problem. Das führte zu der Annahme einer Resonanz im  $^4\text{He}$  bei einer Anregungsenergie von etwa 37 MeV. Eine daraufhin erschienene theoretische Arbeit von Bevelacqua /BEV77/ ließ in dem betreffenden Energiebereich sogar mehrere Resonanzen erwarten.

Ziel dieser Arbeit war es, den totalen Wirkungsquerschnitt von Neutronen an  $^3\text{He}$  für einen großen Energiebereich (1 bis 40 MeV) in kleinen Energieschritten zu bestimmen und darüberhinaus Winkelverteilungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung systematisch für viele Neutronenenergien (bis 30 MeV) mit guter Genauigkeit zu messen.

Mit den Daten dieser Arbeit, neueren Werten von Analysierstärkemessungen und weiteren Meßdaten anderer Autoren kann dann eine neue Phasenanalyse für das  $n$ - $^3\text{He}$ -System durchgeführt werden. Es sollte dann auch möglich sein, energieabhängige Phasen bis 30 MeV anzugeben.

Unter Verwendung eines Flüssig- $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors konnten die neutroneninduzierten Reaktionen  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$  und  $n+^3\text{He} \rightarrow d+d$  in einem Energiebereich von 1 bis 30 MeV gemessen werden.

Alle Messungen wurden am Karlsruher Neutronenflugzeit-spektrometer unter Verwendung eines gepulsten "weißen" Neutronenstrahls durchgeführt.

Im ersten Teil der Arbeit werden Untersuchungsmöglichkeiten für das  $^4\text{He}$ -System aufgezeigt.

Der zweite Teil beschreibt den Aufbau, die Durchführung und die Auswertung der Experimente. Es werden jeweils die Ergebnisse mit ihren Fehlern dargestellt und mit Daten anderer Autoren verglichen.

Anschließend werden alle Ergebnisse im Zusammenhang diskutiert und mit den Resultaten der Phasenanalyse /LIS76/ sowie einer R-Matrix-Analyse von Hale /HAL80/ verglichen.

Die experimentellen Ergebnisse sind im Anhang numerisch aufgelistet. Außerdem werden darin die Eigenschaften und das Prinzip des bei den Experimenten benutzten Flüssig-<sup>3</sup>He-Szintillationsdetektors dargestellt. Ein Verfahren zur Bestimmung der Randeffekte im <sup>3</sup>He-Detektor wird aufgezeigt.

## II. DAS $^4\text{He}$ -SYSTEM

Im 4-Nukleonensystem spielt das  $^4\text{He}$ -System eine bedeutende Rolle, da es einen gebundenen Zustand hat. Neben dem Grundzustand, den  $\alpha$ -Teilchen, existieren auch angeregte Zustände, die isoliert beobachtet werden können.

In Tabelle 1 sind die bekannten Energieniveaus des  $^4\text{He}$ -Kerns mit Spins und Paritäten aufgeführt /FIA73/.

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	T	Schwellenenergien (MeV)
Grundzustand	$0^+$	0	
20,1	$0^+$	0	19,815 ( $^3\text{H}+p$ )
21,1	$0^-$	0	20,578 ( $^3\text{He}+n$ )
22,1	$2^-$	0	
25,5	$(0^+, 1^+)$	0	23,848 ( $^2\text{H}+d$ )
26,4	$2^-$	1	
27,4	$1^-$	1	
29,5	$0^-$	1	
30,5	$1^-$	1	
31,0	$1^-$	0	
33,0	$2^+$	0	

Tabelle 1: Energieniveaus des  $^4\text{He}$ -Kerns

Es gibt viele Möglichkeiten, das  $^4\text{He}$ -System experimentell zu untersuchen; dazu können z.B. Messungen mit  $\gamma$ -Quanten, Pionen, Nukleonen oder leichten Kernen durchgeführt werden.

Für Untersuchungen des  $^4\text{He}$ -Systems mit Nukleonen oder leichten Kernen stehen drei mögliche Eingangskanäle mit fünf Ausgangskanälen zur Verfügung. Diese sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Kern	Eingangskanal	Ausgangskanal	Q-Wert (MeV)
${}^4\text{He}$	p+t	p+t	
		n+ ${}^3\text{He}$	-0,764
		d+d	-4,033
		p+d+n	-6,258
		p+p+n+n	-8,482
${}^4\text{He}$	d+d	d+d	
		n+ ${}^3\text{He}$	3,269
		p+t	4,033
		p+d+n	-2,225
		p+p+n+n	-4,449
${}^4\text{He}$	n+ ${}^3\text{He}$	n+ ${}^3\text{He}$	
		p+t	0,764
		d+d	-3,269
		p+d+n	-5,494
		p+p+n+n	-7,718

Tabelle 2: Eingangs- und Ausgangskanäle für die Untersuchung des  ${}^4\text{He}$ -Kerns mit Nukleonen oder leichten Kernen

Für die beiden Eingangskanäle p+t und d+d gibt es bereits bei vielen Energien Meßwerte für den totalen Wirkungsquerschnitt, für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung und für Reaktionen mit zwei Teilchen im Ausgangskanal sowie für Polarisations- und Analysierstärkerverteilungen (siehe dazu die Aufstellungen von Fiarman et al. /FIA73/ und Sundquist /SUN78/). Auch Polarisationstransferkoeffizienten sowie Aufbruchreaktionen sind bei einigen Energien gemessen worden. Auf neuere Analysierstärkemessungen wurde bereits in der Einleitung dieser Arbeit hingewiesen.

Für den Eingangskanal  $n+{}^3\text{He}$  liegen wesentlich weniger Daten vor, da Experimente mit Neutronen schwieriger durchzuführen sind. Meßwerte sind für folgende Observablen vorhanden:

- Totaler Wirkungsquerschnitt: Los Alamos Gruppe /LAS59/, Goulding et al. /GOU73/ für Neutronenenergien zwischen 1 und 30 MeV.
- Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung: Seagrave et al. /SEA60/ bei Neutronenenergien von 1; 2; 3,5 und 6 MeV, Sayres et al. /SAY61/ bei Energien von 0,95; 2,67; 5,0; 8,0 und 17,5 MeV, Antolkovic et al. /ANT67/ bei  $E_n = 14,4$  MeV, Drosg et al. /DR074/ bei Neutronenenergien von 7,9; 12,0; 13,6; 14,4 und 23,7 MeV.
- Analysierstärke der elastischen Streuung: Büsser et al. /BUE69/ bei  $E_n = 12$  MeV und  $E_n = 16$  MeV, Behof et al. /BEH66/ bei Energien von 3,33 und 7,9 MeV, Sinram et al. /SIN69/ bei  $E_n = 2,6$  MeV, Drigo et al. /DRI77/ bei den Energien 2,4 und 3 MeV, Busse et al. /BUS72/ bei einer Neutronenenergie von 21,9 MeV, Lisowski et al. /LIS76/ bei den Energien 8,0; 12,0 und 17,1 MeV, Dobiasch et al. /DOB79/ bei Neutronenenergien von 3,7; 10; 15,3 und 22 MeV.
- Reaktionswirkungsquerschnitte  $n+{}^3\text{He} \rightarrow p+t$  und  $n+{}^3\text{He} \rightarrow d+d$ : Sayres et al. /SAY61/ bei Neutronenenergien von 0,95; 2,67; 5 und 8 MeV, Antolkovic et al. /ANT67/ bei  $E_n = 14,4$  MeV.
- Aufbruchwirkungsquerschnitte: nur Abschätzungen von Drosg et al. /DR074/.

Viele dieser Neutronendaten, besonders die der älteren Messungen, sind mit großen Fehlern behaftet. Außerdem sind der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke oft nur bei wenigen Winkeln gemessen worden. Oberhalb von 15 MeV Neutronenenergie gibt es nur sehr wenig Meßpunkte. Die Ergebnisse dieser Arbeit tragen dazu bei, den Kenntnisstand im  $n-{}^3\text{He}$ -System zu verbessern.





### III. EXPERIMENTE ZUM $n+{}^3\text{He}$ -SYSTEM

#### 1. Messung des totalen $n-{}^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitts

Das Ziel der Messung lag darin, den totalen Wirkungsquerschnitt von Neutronen an  ${}^3\text{He}$  mit hoher Genauigkeit für einen großen Energiebereich zu bestimmen. Die Energieauflösung und die Statistik sollten so gut sein, daß auch mögliche schmale Strukturen im Energieverlauf des Wirkungsquerschnittes erkannt werden könnten. Das Experiment wurde am Neutronenflugzeitspektrometer des Karlsruher Isochronzyklotrons durchgeführt.

##### 1.1 Das Karlsruher Neutronenflugzeitspektrometer

Das Spektrometer ist in einer Arbeit von S.Cierjacks /CIE68/ ausführlich beschrieben; deshalb sollen hier nur das Prinzip der Anlage skizziert und seine Besonderheiten herausgestellt werden. Das Zyklotron, das eine Beschleunigungsfrequenz von 33 MHz hat, kann Deuteronen auf 52 MeV Energie beschleunigen. Diese treffen noch innerhalb der Beschleunigerkammer auf ein 2 mm dickes Urantarget und werden vollständig gestoppt. Dabei werden Break up- und Verdampfungsneutronen von einigen keV bis zu mehr als 40 MeV Energie erzeugt. Ein Kollimatorsystem blendet unter  $0^\circ$  einen Neutronenstrahl aus, der nach 190 m Flugweg erneut kollimiert auf einen Neutronendetektor trifft. Der größte Teil des Weges besteht aus einem evakuierten Rohr. Aufgrund des langen Flugweges zwischen Urantarget und Neutronendetektor ergeben sich für schnelle und langsame Teilchen, die durch einen Deuteronenburst erzeugt werden, große Flugzeitdifferenzen; zwischen den prompten  $\gamma$ -Quanten und 1 MeV Neutronen etwa 13  $\mu\text{s}$ . Damit beim Nachweis eines Neutrons im Detektor eine eindeutige Zuordnung zwischen Flugzeit und Energie des Neutrons möglich ist, muß die Wiederholfrequenz des Zyklotrons stark herabgesetzt werden. Zwei im Innern des Zyklotrons aufgebaute Ablensysteme, ein Innendeflektor nahe des Zentrums und ein Außen-

deflektor, bewirken eine entsprechende Reduzierung der Wiederholungsrate auf (in diesem Fall) 30 KHz.

Zur Erzeugung eines intensiven Neutronenflusses werden die Deuteronen von mehreren Zyklotronbahnen gleichzeitig auf das Urantarget gelenkt. Bei einer mittleren Deuteronenenergie von 48 MeV und einem Strom von 8  $\mu$ A ergibt sich in 190 m Entfernung ein Fluß von etwa 200 Neutronen pro Sekunde und Quadratzentimeter. Eine gemessene Flußverteilung für den "weißen" Neutronenstrahl ist in Abbildung 1 dargestellt.

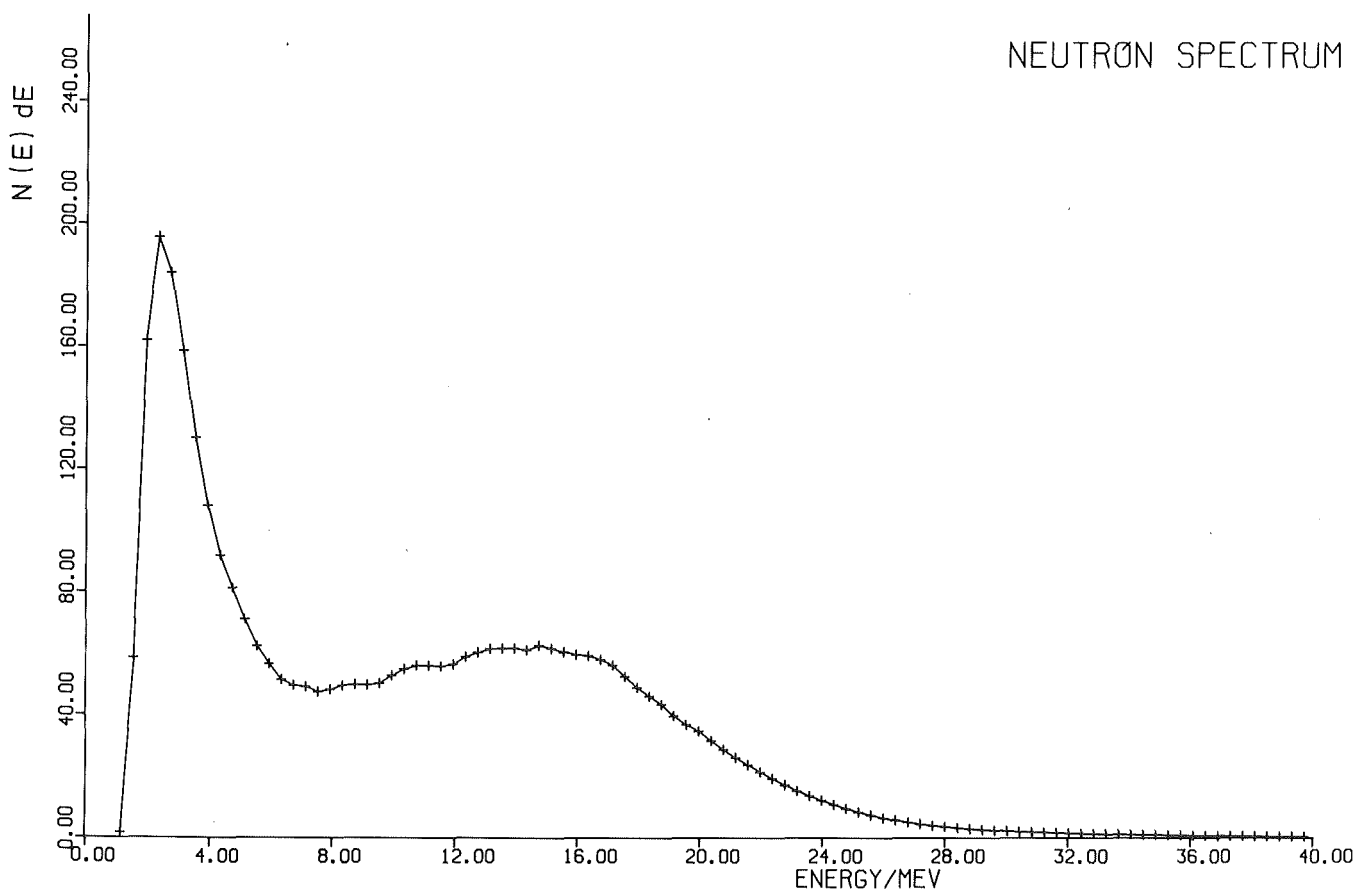


Abb.1: Flußverteilung des "weißen" Neutronenstrahls

Der lange Flugweg der Neutronen und die gute Zeitauflösung des Deuteronenstrahles von wenig über 1 ns ermöglichen eine hohe Energieauflösung von  $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-4}$  bei  $E_n = 2$  MeV und  $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-3}$  bei  $E_n = 20$  MeV.

## 1.2 Aufbau und Durchführung der Messung

Der totale Wirkungsquerschnitt läßt sich mit Hilfe eines Transmissionsexperimentes bestimmen. Zwischen der Transmissionsrate  $T$  und dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_t$  gilt folgende Relation:

$$\sigma_t = - \frac{1}{n} \ln T$$

$n$  bedeutet die Flächenbelegungsichte der Probenkerne. Die Transmission  $T$  ist definiert als Quotient aus dem durch die Probe geschwächten Fluß  $I$  und dem ungestörten Fluß  $I_0$ .

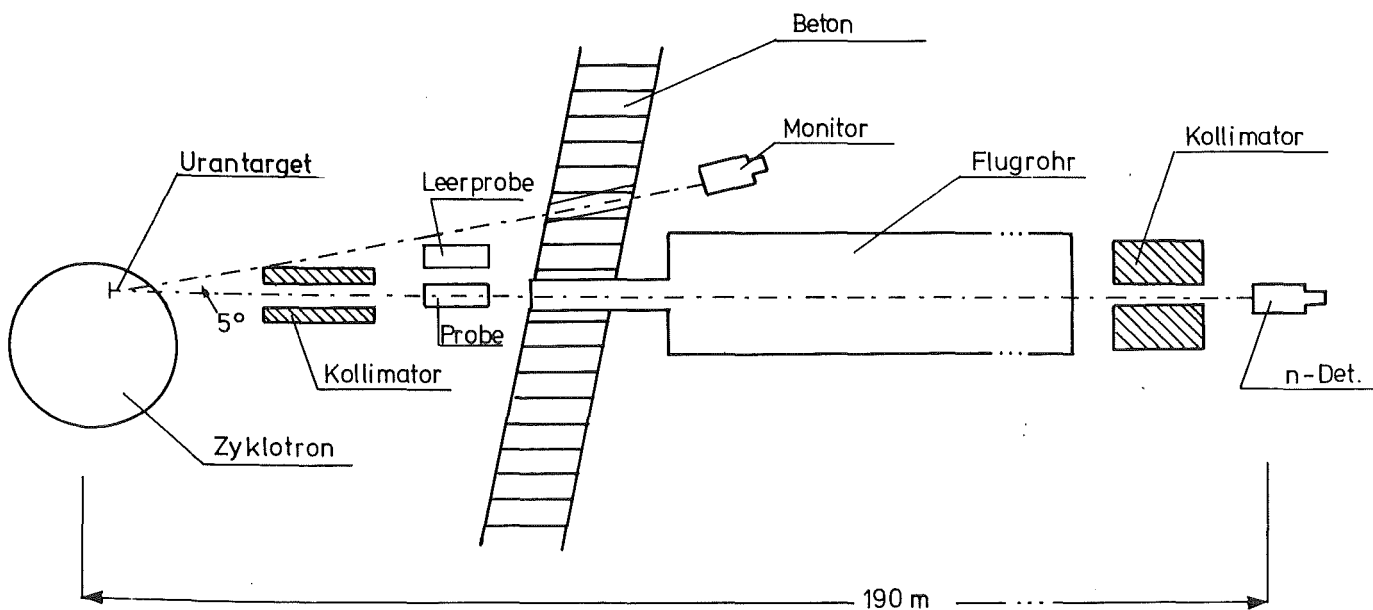


Abb.2: Schematischer Aufbau des Transmissionsexperiments

In Abbildung 2 ist der Aufbau dieses Experimentes skizziert. Durch einen Schwermetallkollimator wurde ein Neutronenstrahl ausgeblendet, der in 5 m Entfernung vom Uranziel auf die Probe traf und in 190 m von einem Neutronendetektor (4"Ø x 2", NE 213) nachgewiesen wurde. Als Probe

wurde ein mit 360 bar  $^3\text{He}$  Gas gefülltes Edelstahlrohr von 520 mm Länge und 16 mm Durchmesser mit 0,2 mm starken halbkugelförmigen Kappen verwendet. Die Probendicke wurde so gewählt, daß die Transmissionsrate aufgrund des zu erwartenden Wirkungsquerschnitts auch bei einer Neutronenenergie von 30 MeV in der Größenordnung von 0,5 lag. Bei dem gewählten Verfahren konnte dadurch der statistische Fehler von  $\sigma_T$  auch für die hohen Energien klein gehalten werden. Der Schwermetallkollimator war so dimensioniert (12 mm Bohrung), daß die Wandung des Probenrohres vom Neutronenstrahl nicht getroffen wurde. Aufgrund des geringen Durchmessers des  $^3\text{He}$ -Rohres war eine exakte Justierung der Kollimatorachsen mit der Probenrohrachse erforderlich.

Der Neutronenstrahl wurde auf dem Weg in den 190 m entfernten Detektor nicht nur durch das  $^3\text{Helium}$ -Gas sondern auch durch Luft, durch die Eintritts- und Austrittskappe des Probenrohres sowie durch die Fenster des evakuierten Flugrohres geschwächt. Da aber nur die Schwächung des Strahls durch die  $^3\text{He}$ -Kerne gemessen werden sollte, wurde für die Messung des "ungestörten" Flusses ein zweites identisches evakuiertes Probenrohr (Leerprobe) verwendet. Das Verhältnis der beiden beobachteten Intensitäten  $N_p$  (Zählrate mit Probe) und  $N_0$  (Zählrate mit der Leerprobe) bei gleichem Primärfluß ist dann gleich der Transmission durch das Gas. Beide Proben konnten abwechselnd durch eine Probenwechsel-Automatik in den Strahl geschoben werden.

Zur Überwachung des Neutronenflusses wurde unter einem Winkel von  $5^\circ$  zur Flugrichtung in 12 m Entfernung vom Urantarget ein weiterer Detektor, ein  $1''\emptyset \times 1''$  Stilbenkristall, aufgestellt. Die von dem Monitordetektor registrierten Neutronen wurden gezählt und bewirkten beim Erreichen einer vorgegebenen Zählrate einen Probenwechsel. Damit waren die Messungen "mit Probe" bzw. "ohne Probe" auf den Primärfluß normiert. Um von Flußschwankungen, vor allem von langzeitigen, möglichst unabhängig zu sein, wurden die

Proben im Experiment jeweils nach etwa 5 Minuten gewechselt. Die Meßdauer dieses Experiments betrug ca. 10 Tage.

### 1.3 Datenaufnahme und Analyse

Für den Nachweis der Neutronen nach 190 m Flugweg wurde ein Flüssigszintillationsdetektor (NE 213, 4"Ø x 2") mit einem XP 2041 Photomultiplier (Firma VALVO) verwendet. Die Energiebestimmung erfolgte über eine Flugzeitmessung. Dazu wurde die Neutronenlaufzeit zwischen einem Referenzsignal der Zyklotronfrequenz, das zeitlich mit der Erzeugung eines Neutronenpakets aus dem Urantarget korreliert ist, und einem im Transmissionsdetektor erzeugten Signal gemessen. Beim Auftreffen der Deuteronen auf das Urantarget entstehen neben Neutronen auch prompte  $\gamma$ -Quanten. Als Zeitnullpunktsreferenz diente die Lage des  $\gamma$ -Peaks im Flugzeitspektrum.

Die Zeitmessung erfolgte mit einem Zeit-Digital-Wandler (TDC) des Typs UC-KB (Firma Laben). Dieser TDC ermöglicht sehr genaue Messungen, da die Zeitintervalle zwischen den einzelnen Adressen 0,25 ns betragen. Bei einer Zuordnung von 64 K Adressen zu den gemessenen Flugzeiten stand ein Meßbereich von 16  $\mu$ s zur Verfügung. In einem direkt an den TDC angeschlossenen Experimentrechner (NOVA 2, Data General) wurden aus diesen Adressen Spektren mit 64 K Kanälen angelegt. Diese Spektren wurden nach jedem Probenwechsel automatisch auf Band geschrieben.

Um möglichst untergrundfreie Neutronenlaufzeitspektren aufzunehmen, wurde für den Transmissionsdetektor eine n- $\gamma$ -Diskriminierung durchgeführt, so daß nur Signale, die von Neutronen herrührten, die Zeitmessung stoppen konnten. Bei einer elektronischen Neutronennachweisschwelle von ca. 1 MeV war die Unterdrückung der  $\gamma$ -Quanten so gut, daß die Zählrate der prompten  $\gamma$ -Quanten bei den Einzelmessungen nicht ausreichte, um im Flugzeitspektrum die Lage des  $\gamma$ -Peaks eindeutig festzulegen. Deshalb wurde für den Zeit-

bereich von 1  $\mu$ s im Spektrum, in dem der  $\gamma$ -Peak lag, jedes 10. Ereignis zugelassen. Die Abbildung 3 zeigt das mit der  $^3\text{He}$ -Probe gewonnene Flugzeitspektrum.

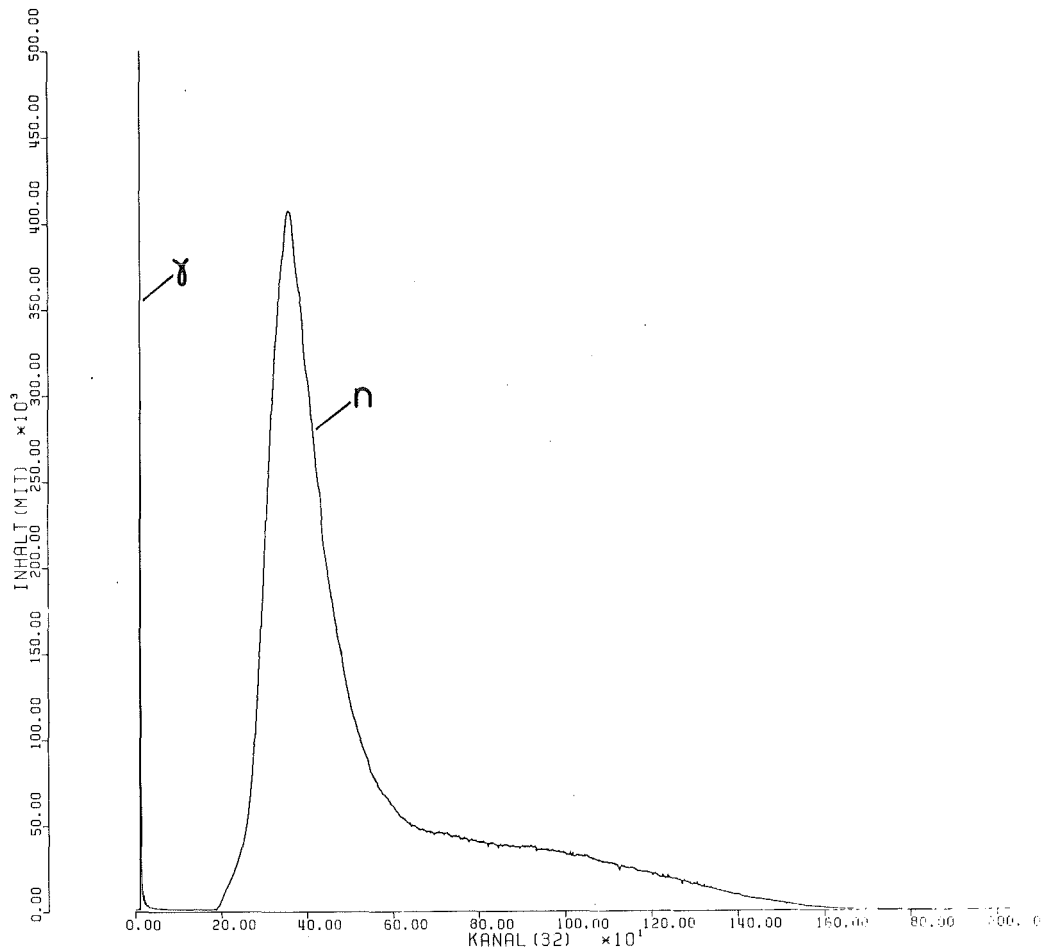


Abb.3: Flugzeitspektrum für die Messung "mit  $^3\text{He}$ -Probe"

Der  $\gamma$ -Peak am linken Rand des Spektrums hat eine Halbwertsbreite von etwa 1,5 ns. Das Maximum des Neutronenspektrums liegt bei ca. 16 MeV Energie. Für die Untergrundbestimmung eignet sich der Bereich am oberen Ende des Spektrums, da sich dort nur zufällige, mit der Zyklotronfrequenz nicht korrelierte Ereignisse befinden.

Durch Bestimmung der Halbwertsbreite des  $\gamma$ -Peaks konnte während des Experimentes die Zeitauflösung der Appara-

tur gemessen und überwacht werden.

Die Flußüberwachung erfolgte mit dem 1"Ø x 1" Monitordetektor. Aufgrund der sehr guten Eigenschaft des Stilben-Kristalls für die n-γ-Diskriminierung konnte ein untergrundfreies Neutronenlaufzeitspektrum aufgenommen werden. Es wurde die Flugzeit der Neutronen zwischen Urantarget (Zyklotronablenkfrequenz) und Stilbendetektor gemessen. Dieses Flugzeitspektrum wurde ebenfalls nach jedem Probenwechsel automatisch auf Band geschrieben. Ein stark vereinfachtes Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus ist in Abbildung 4 dargestellt.

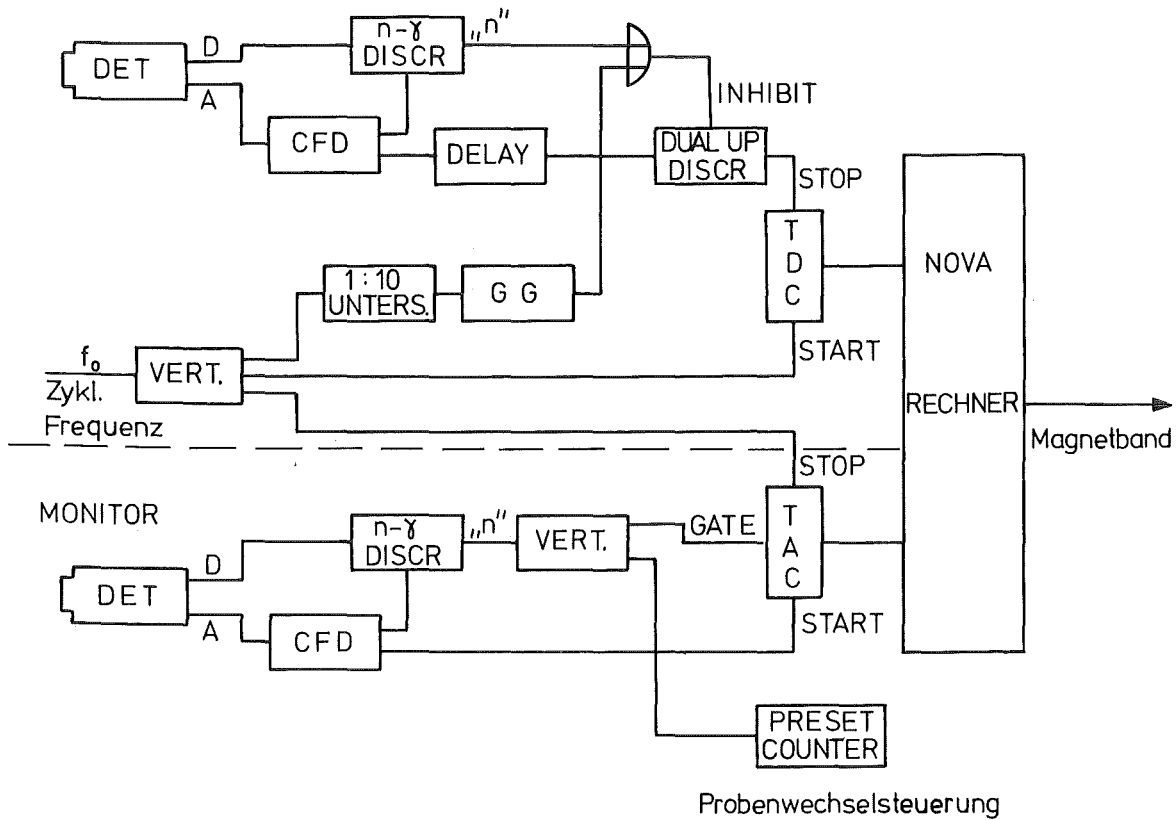


Abb.4: Prinzipschaltbild der Elektronik

Bevor die Einzelspektren aufaddiert wurden, wurde für jedes Spektrum die Lage des prompten γ-Peaks überprüft

und die Spektren gegebenenfalls so geschoben, daß die Schwerpunkte aller  $\gamma$ -Peaks auf dem gleichen Kanal lagen.

Die Auswertung der gemessenen Spektren erfolgte in zwei Schritten. Zuerst wurden für jeden Probenstatus je ein Summenspektrum "mit Probe" bzw. "ohne Probe" erzeugt. Aus diesen Spektren wurde dann die Transmission und damit der totale Wirkungsquerschnitt berechnet.

Da die Gesamtzeitauflösung der Apparatur 1,4 ns, die Kanalbreite aber 0,25 ns betrug, war es sinnvoll, mehrere Kanäle zusammenzufassen. Jeder Kanal im Spektrum stellte eine bekannte Laufzeit dar und konnte deshalb auch einer bestimmten kinetischen Energie der Neutronen zugeordnet werden. Mit dem Programm EVATOCS /BEN79/ wurden der totale Wirkungsquerschnitt und sein statistischer Fehler berechnet. In dem Programm kann eine beliebige Zusammenfassung von Kanälen oder Energieintervallen vorgegeben werden. Außerdem wird ein Untergrund aus einem als homogen angenommenen vorgegebenen Bereich des Laufzeitspektrums berechnet, der von den Kanalzählraten abgezogen wird.

#### 1.4 Ergebnis, Meßgenauigkeit

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 5 dargestellt. Statistische Unsicherheiten hängen von der Anzahl der zusammengefaßten Kanäle ab und liegen bei der hier gewählten Darstellung für Energieintervalle von 0,1 MeV bei den meisten Werten unter 1%.

In den relativen Energieverlauf des Wirkungsquerschnittes geht nur der statistische Fehler ein. Die absoluten Werte des Wirkungsquerschnitts können jedoch nur mit 2,5% Genauigkeit angegeben werden. Diese relativ hohe Unsicherheit beruht auf der schwierigen Bestimmung der Kerndichte des  $^3\text{He}$ -Gases in der Probe.



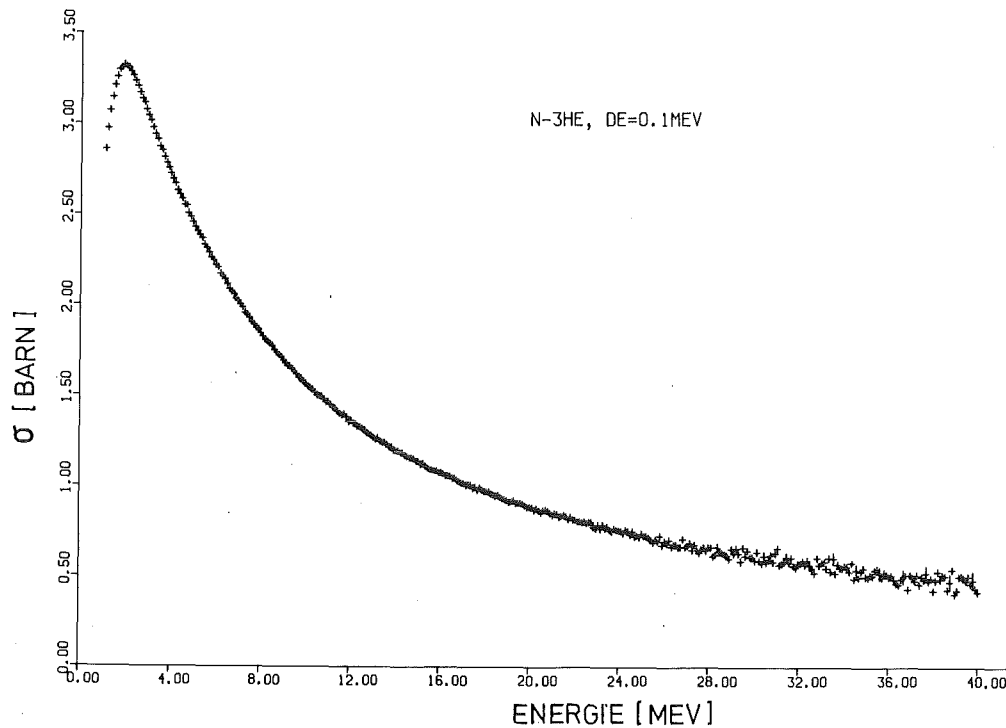


Abb.5: Totaler n-<sup>3</sup>He-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenenergie

Die Dichte  $\rho$  läßt sich aus dem Druck und der Temperatur des Gases bestimmen. Bei hohen Drücken muß auch für ein Edelgas wie Helium der idealen Gasgleichung ein Korrekturterm  $Z(p,T)$  zugefügt werden. Für die Kerndichte  $\rho_0$  gilt dann:

$$\rho = \frac{p}{Z(p,T) \cdot K \cdot T}$$

Hierbei bedeuten:  $p$  = absoluter Druck,  $T$  = Temperatur,  $K$  = Boltzmann-Konstante,  $Z(p,T)$  = Kompressionsfaktor.

Während der mittlere Probedruck, gemessen mit einer piezoresistiven Druckmeßbrücke, und auch die Temperatur recht genau gemessen werden konnten ( $\Delta p = 0,8\%$ ,  $\Delta T = 0,15\%$ )

mußte der Kompressionsfaktor abgeschätzt werden. Dieser Faktor wird in der Literatur /AIR78/ nur für  $^4\text{Helium}$  und nur für Drücke bis 200 bar angegeben. Für  $^3\text{Helium}$  wurde er bis auf eine kleine "Isotopie-shift", wie zwischen Wasserstoff und Deuterium bekannt, als gleich angenommen und auf den Druck und die Temperatur interpoliert. Dabei wurde ein oberer Fehler von 2% abgeschätzt.

Eine weitere Unsicherheit liegt in der Normierung des Neutronenflusses, denn der Stilben-Monitor kann keine direkte Auskunft über den Fluß durch die Probe geben. Kleine geometrische Schwankungen des ausgedehnten Deuteronenstrahls auf dem Urantarget können aufgrund des engen Kollimators bereits Änderungen im Neutronenfluß durch die Probe bedeuten, während der unter  $5^\circ$  zur Kollimatorachse aufgestellte Detektor diese Änderungen nicht registriert. Solche Schwankungen haben sich durch das häufige Wechseln der Messungen "mit Probe" bzw. "ohne Probe" über die lange Meßzeit herausgemittelt, wie eine Überprüfung aller Zählraten bei Runs mit gleicher Probenstellung bestätigte.

Andere Fehlerquellen, wie Kleinwinkel- und Mehrfachstreuung, konnten bei der günstigen Geometrie, d.h. einem Raumwinkel von einigen  $10^{-8}$ , als Fehlerquelle für den totalen Wirkungsquerschnitt vernachlässigt werden.

Zur Überprüfung der Meßapparatur und zum Testen des Rechenprogramms wurde ein Transmissionsexperiment mit  $^{12}\text{C}$  als Probe durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten, daß die Absoluteichung der Energieskala genauer  $10^{-2}$  und die hohe erwartete Energieauflösung in dem Bereich bis 15 MeV besser  $10^{-3}$  ist.

Ein Vergleich der Ergebnisse dieser Messung mit Daten von Goulding et al. /GOU73/ zeigt für den Energieverlauf des Wirkungsquerschnitts gute Übereinstimmung. Die Absolutwerte der Messung von Goulding liegen aber 4 bis 5% tiefer. Ältere Daten vom Los Alamos Scientific Laboratory

/LAS62/ stimmen zum großen Teil im Rahmen der Fehler mit den Ergebnissen dieser Arbeit überein.

Der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts ist bis zu 40 MeV Neutronenenergie glatt. Eine schmale Resonanz bei 22 MeV Neutronenenergie, die aufgrund einer Phasenanalyse für das  $n$ - $^3\text{He}$ -System /LIS76/ sowie aus einer theoretischen Arbeit /BEV77/ vermutet wurde, kann trotz der wesentlich besseren Energieauflösung gegenüber allen bisherigen Experimenten nicht beobachtet werden.

Die Qualität dieser Messung kann anhand der Daten einer Vergleichsmessung mit  $^4\text{He}$  als Probe bei derselben Apparatur abgelesen werden. In Abbildung 6 ist der totale  $n$ - $^4\text{He}$ -Wirkungsquerschnitt im Energiebereich von 1 bis 40 MeV dargestellt.

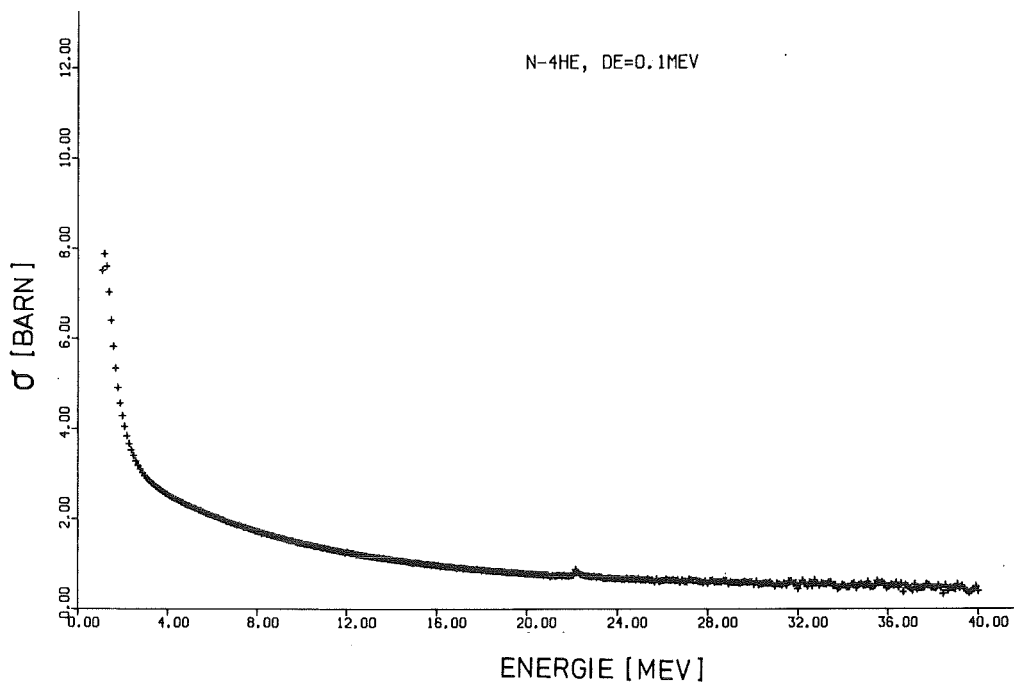


Abb.6: Totaler  $n$ - $^4\text{He}$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenenergie

Selbst bei der gewählten Energiezusammenfassung von 100 keV zeichnet sich bei etwa 22,1 MeV Neutronenenergie die

Resonanz im  $^5\text{He}$ -System bei einer Anregungsenergie von 16,7 MeV ab. Die Abbildung 7 zeigt den Energiebereich zwischen 21,5 und 22,7 MeV mit einer der Apparatur entsprechenden Auflösung. Die Kurve ist das Ergebnis einer Ein-Niveau-Breit-Wigner-Anpassung an die Meßwerte. Durch diese Messung konnten

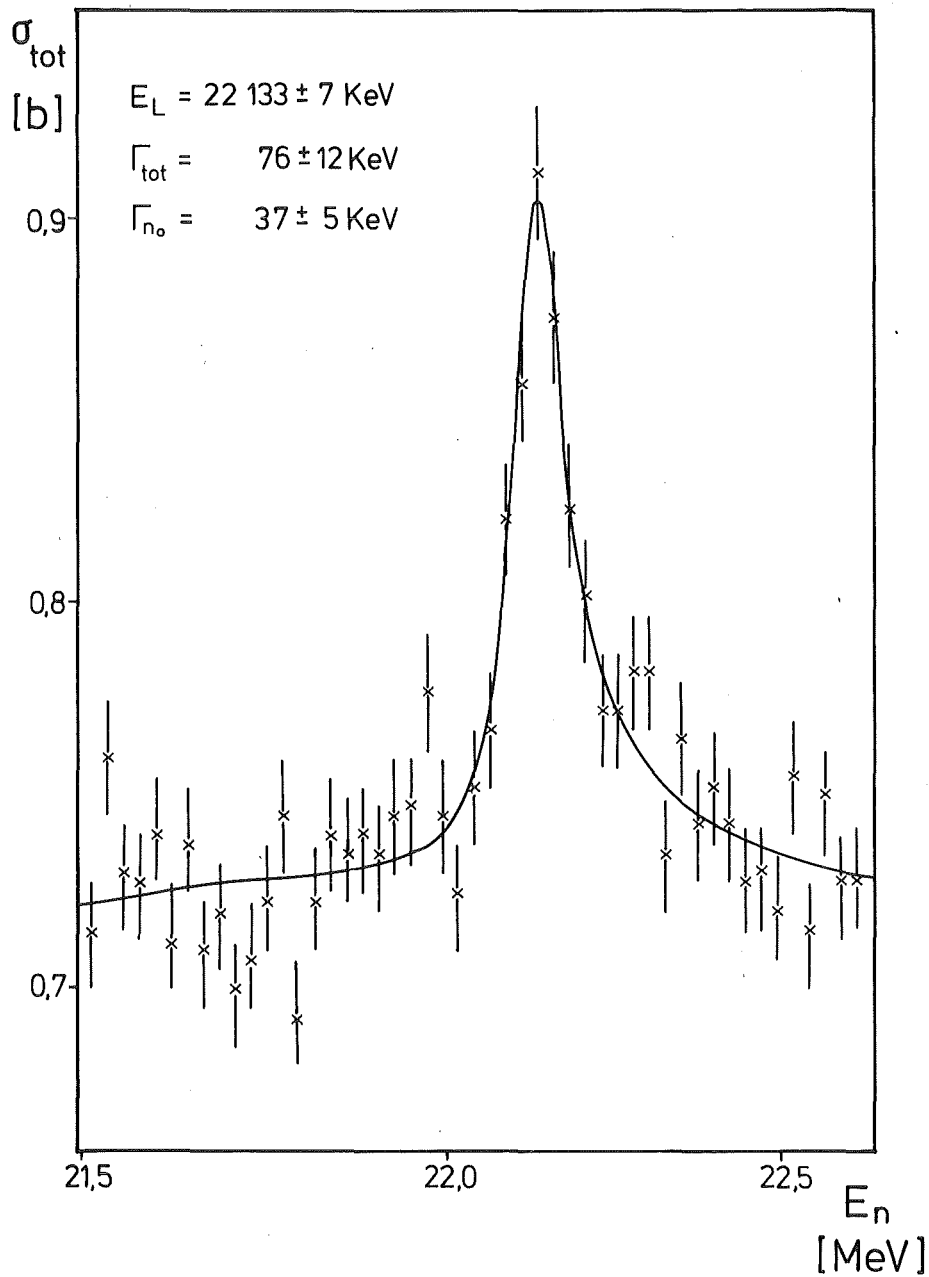


Abb.7: Resonanz im  $^5\text{He}$ -System bei 16,7 MeV Anregungsenergie die bisherigen Daten für diese Resonanz erheblich verbessert werden, wie der Vergleich zeigt:

$$\begin{aligned} E_{\text{res}} &= 22,133 \pm 0,007 \text{ MeV} && (22,15 \pm 0,12 \text{ MeV}) \\ \Gamma_{\text{tot}} &= 76 \pm 12 \text{ keV} && (100 \pm 50 \text{ keV}) \\ \Gamma_{n_0} &= 37 \pm 5 \text{ keV} && (50 \pm 35 \text{ keV}) \end{aligned}$$

Die bisher bekannten Daten sind in Klammern aufgeführt /AJZ74/.

## 2. Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $n+{}^3\text{He} \rightarrow p+t$ und $n+{}^3\text{He} \rightarrow d+d$

Bei der Wechselwirkung von Neutronen mit  ${}^3\text{Helium}$  treten neben der elastischen Streuung auch inelastische Prozesse auf. Die beiden Kernreaktionen  $n+{}^3\text{He} \rightarrow p+t$  und  $n+{}^3\text{He} \rightarrow d+d$ , bei denen nur geladene Teilchen im Ausgangskanal vorhanden sind, wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Dazu wurden am Karlsruher Flugzeitspektrometer unter Verwendung eines gepulsten "weißen" Neutronenstrahls zwei Messungen mit einem Flüssig- ${}^3\text{He}$ -Szintillationsdetektor durchgeführt. Der Detektor diente gleichzeitig als Targetmaterial für die Reaktionen und als Szintillator zum Nachweis der geladenen Reaktionsprodukte. Die Eigenschaften dieses  ${}^3\text{He}$ -Detektors, der von R.van Staa et al. /STA76/ als Prototyp vorgestellt wurde, werden im Anhang dieser Arbeit beschrieben.

Bei dem hier verwendeten Meßverfahren ist es zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts eines Reaktionskanals notwendig, die Energien beider Reaktionsprodukte zu messen. Für eine bestimmte Neutronenenergie ergibt sich eine definierte Summenenergie beider geladener Teilchen. Wegen der Linearität der Lichtausbeute für geladene Teilchen bilden die Ereignisse der Reaktion im Impulshöhenspektrum des  ${}^3\text{He}$ -Detektors einen Peak.

Aufgrund des positiven Q-Wertes von 0,764 MeV für die  $n+{}^3\text{He} \rightarrow p+t$  Reaktion lassen sich die Ereignisse des Reaktionspeaks für alle Neutronenenergien im Impulshöhenspektrum se-

parieren. Die  $^3\text{He}$ -Kerne können bei der elastischen Streuung nur maximal  $3/4$  der Neutronenenergie übernehmen; deshalb besteht zwischen dem Reaktionspeak und der  $^3\text{He}$ -Rückstoßverteilung ein Abstand von  $1/4 E_n + Q$ .

Der Peak der Reaktion  $n + ^3\text{He} \rightarrow d + d$  ist aufgrund des negativen  $Q$ -wertes von  $-3,3$  MeV dieser Reaktion erst für Neutronenenergien größer  $14$  MeV vom Rückstoßspektrum der  $^3\text{He}$ -Kerne abtrennbar. Der Abstand zum  $p+t$ -Reaktionspeak beträgt immer annähernd  $4$  MeV.

Bei bekanntem Neutronenfluß  $N_0$  am Ort des Detektors und bekannter Dichte  $n$  der  $^3\text{He}$ -Kerne läßt sich der totale Reaktionsquerschnitt  $\sigma_{\text{reak}}$  aus der Zählrate des Reaktionspeaks  $N_{\text{reak}}$  folgendermaßen berechnen:

$$\sigma_{\text{reak}} = \frac{1}{n} \cdot \frac{N_{\text{reak}}}{N_0}$$

In der ersten Messung wurde der totale Wirkungsquerschnitt der  $n + ^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion für Neutronenenergien von  $1-7$  MeV absolut bestimmt, während aus der zweiten Messung der relative Energieverlauf beider Reaktionsquerschnitte für Neutronenenergien bis  $30$  MeV gewonnen wurde. Durch Anpassung der Kurve für die  $n + ^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion an die Werte aus der ersten Messung konnten für beide Reaktionswirkungsquerschnitte absolute Werte für den ganzen Energiebereich von  $1$  bis  $30$  MeV erzielt werden.

Ein großes Problem beim Auswerten der Impulshöhenspektren lag in der Berücksichtigung der Ereignisse, die aufgrund von Randeffekten nicht im Reaktionspeak sondern bei kleineren Impulshöhen im Spektrum lagen. Aufgrund der endlichen Ausdehnung des Szintillationsvolumens besteht eine Wahrscheinlichkeit, daß Reaktionsprodukte, die in der Nähe der Wände des Detektors erzeugt wurden, den Szintillator verlassen, ohne ihre gesamte Energie abgegeben zu haben. Innerhalb der Beschreibung der Experimente wird nur kurz auf dieses

Problem eingegangen. Eine Methode zur Berechnung der Randeffekte ist in Anhang 3 dieser Arbeit aufgeführt.

## 2.1 Absolutmessung des integralen Wirkungsquerschnitts der $n+{}^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion für Neutronenenergien zwischen 1 und 7 MeV

### 2.1.1 Aufbau und Durchführung der Messung

Die Messung wurde am 60 m-Meßplatz des Flugzeitspektrometers durchgeführt. In Abbildung 8 ist der experimentelle Aufbau skizziert. Der gepulste "weiße" Neutronenstrahl wurde nach 57 m auf 20 mm Durchmesser kollimiert und traf dann auf den  ${}^3\text{He}$ -Detektor. Das Szintillationsvolumen war der Inhalt eines stehenden Zylinders von 70 mm  $\phi$  und 75 mm Höhe. Ein Neutronendetektor (NE 213, 178 mm  $\phi$  x 64 mm) stand etwa zwei Meter hinter dem  ${}^3\text{He}$ -Kryostaten und registrierte den geschwächten Neutronenfluß. In den Kupferkollimator war ein dünner Flüssigszintillator integriert, der als relativer Flußmonitor diente.

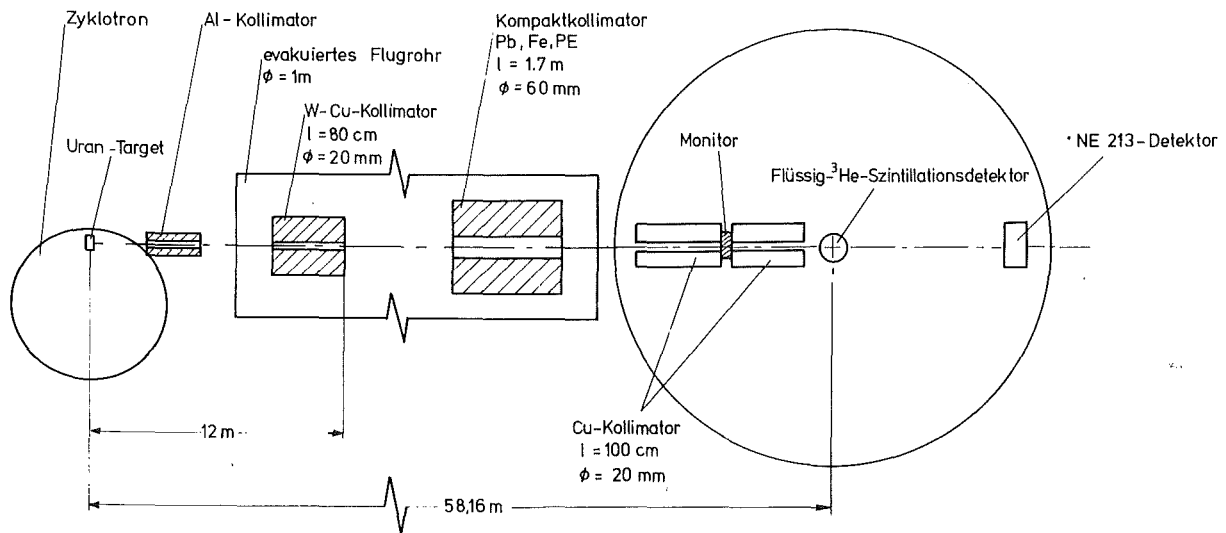


Abb.8: Schematischer Aufbau des Experiments zur Bestimmung der totalen  $n-{}^3\text{He}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte

Zuerst wurde mit dem NE 213-Detektor die Schwächung des Neutronenflusses durch den  $^3\text{He}$ -Kryostaten gemessen. Dazu wurde dieser abwechselnd in den Strahl und wieder herausgeschoben. Normiert wurde die Transmissionsmessung mit dem in den Kollimator integrierten Monitordetektor. Anschließend wurden für beide Detektoren, die hintereinander im Strahl standen, gleichzeitig Neutronenspektren aufgenommen.

### 2.1.2 Datenaufnahme und Analyse

Die Bestimmung der Neutronenenergie des "weißen" Strahls erfolgte über die Laufzeit der Neutronen von der Quelle zum Detektor. Als Zeitnullpunktreferenz wurde die Lage des prompten  $\gamma$ -Peaks im Flugzeitspektrum genutzt. Ein ND 4420 Multiparameteranalysator diente als Datenaufnahmegerät. Es wurden gleichzeitig Daten dreier verschiedener Experimente aufgenommen. Für den  $^3\text{He}$ -Detektor wurden für jedes Ereignis zwei Informationen gemessen, die Flugzeit der Neutronen zwischen Urantarget und Detektor und die Impulshöhe im Detektor. Die Daten wurden als zweidimensionale Listen "on-line" auf ein Magnetband übertragen. Auf dieselbe Weise wurden für den NE 213-Detektor drei Informationen auf Band geschrieben, neben der Flugzeit und der Impulshöhe auch die Information der n- $\gamma$ -Diskriminierung. Für den Monitordetektor, der als relativer Neutronenflußmonitor diente, wurde die "Pulse-shape"-Information als Incrementspektrum akkumuliert und nach jeder Messung auf Band übertragen.

Bei der Auswertung wurden für beide Detektoren aus den mehrdimensionalen Listen für verschiedene Energiebereiche Impulshöhenspektren gebildet. Dazu wurden in die Flugzeitspektren entsprechende Fenster gelegt.

Den Kanälen des Flugzeitspektrums konnten mit Hilfe des bekannten Flugweges der Neutronen zwischen Quelle und Detektor, der Lage des  $\gamma$ -Peaks im Spektrum und der Kanalauflösung Neutronenenergien zugeordnet werden.



Für den NE 213-Detektor wurden die Ereignisse, die von den  $\gamma$ -Quanten herrührten, durch ein geeignetes Fenster im Pulse-shape-Spektrum verworfen.

Zur Bestimmung der Schwächung S des Neutronenflusses durch den  $^3\text{He}$ -Kryostaten wurde für jeden Energiebereich der Quotient aus den Zählraten der entsprechenden Impulshöhenspektren des NE 213-Detektors gebildet.

$$S(E) = 1-f \cdot \frac{N(E)}{N_0(E)} = 1-f \cdot T(E) \quad (T = \text{Transmission})$$

N ist die Zählrate mit und  $N_0$  die Zählrate ohne  $^3\text{He}$ -Detektor im Strahl. Der Normierungsfaktor f wurde aus den Neutronenzählraten des Monitordetektors für diese beiden Messungen gewonnen.

Da für die Berechnung des totalen Reaktionswirkungsquerschnitts der absolute Neutronenfluß am Ort des  $^3\text{He}$ -Detektors bekannt sein muß, ist neben der Schwächung des Flusses durch den Kryostaten auch die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  des NE 213-Detektors zu berücksichtigen. Mit Hilfe eines Monte-Carlo-Codes /SCH82/ wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit berechnet. Die elektronische Nachweisschwelle des Detektors wurde durch Eichmessungen mit  $\gamma$ -Präparaten bestimmt.

### 2.1.3 Ergebnisse und Korrekturen

Die Messung wurde für 7 Neutronenenergien ausgewertet. Der Wirkungsquerschnitt für die  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion läßt sich folgendermaßen berechnen:

$$\sigma_{pt}(E) = \frac{1}{n} \cdot \frac{N_{pt}(E)}{N^+(E)} \quad \text{mit} \quad N^+(E) = N(E) \cdot \frac{1}{T(E)} \cdot \frac{1}{\epsilon(E)}$$

n = Flächenbelegungsdichte der  $^3\text{He}$ -Kerne;  $N_{pt}$  = integrale Zählrate des p+t-Peaks;  $N^+$  = absoluter Neutronenfluß; N = integrale Zählrate des Impulshöhenspektrums für den NE 213-Detektor.

Die Flächenbelegungsdichte  $n$  wurde aus der Dichte  $\rho$  des flüssigen  $^3\text{He}$  und der effektiven Länge  $l$  des Szintillationsvolumens berechnet. Bei einem Dampfdruck von 306 mbar über der Flüssigkeit, d.h. bei einer Temperatur von 2,25 K, hat  $^3\text{He}$  eine Dichte von  $\rho = 0,076 \text{ g/cm}^3$ . Der Druck wurde mit einer piezoresistiven Widerstandsbrücke des Typs 4043 A (Firma Kistler) gemessen und war während des Experiments konstant (maximale Abweichungen 2 mbar). Eine Änderung von 1% im Dampfdruck würde in diesem Temperaturbereich aber nur eine Änderung von  $10^{-3}$  in der Dichte bewirken. Bei einer effektiven Länge des Heliumbehälters von 69 mm ergab sich für die Flächenbelegungsdichte ein Wert von  $n = 1,0528 \cdot 10^{23}$  Kerne pro Quadratcentimeter. Aus den gemessenen Zählraten und der Belegungsdichte läßt sich ein Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{pt}'$  berechnen, der aber noch korrigiert werden muß.

Aufgrund der endlichen Ausdehnung des Szintillators und der großen mittleren freien Weglänge der Protonen und Tritonen im  $^3\text{He}$  liegen je nach Neutroneneinschubenergie nur ein Teil aller Ereignisse im Reaktionspeak. Dieser Anteil wurde mit einem besonderen Verfahren, das im Anhang dieser Arbeit dargestellt ist (Anhang 3), abgeschätzt. Bei den niedrigen Neutronenenergien - bis 7 MeV - und dem stark kollimierten Strahl sind die Randeffekte gering, sie liegen zwischen 1,5% bei 1 MeV und 6% bei 7 MeV Neutronenenergie.

Eine weitere Korrektur der Daten war erforderlich, weil der Neutronenstrahl durch die Wandungen des Kryostaten (1 mm VA und 0,5 mm Kupfer) geschwächt wurde, bevor er das Szintillationsvolumen des Detektors traf. Aus der Transmission der Neutronen durch den Kryostaten und dem totalen  $n\text{-}^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitt läßt sich dieser Anteil bestimmen. Er liegt in der Größenordnung von 2-3% im Energiebereich von 1 bis 30 MeV.

In der folgenden Tabelle sind einige Faktoren und die Ergebnisse aufgelistet:

$E_n$  MeV	$N_{pt}$	T	$\epsilon$	$N^+$	$\sigma_{pt}'$  mbarn	$\sigma_{pt}$  mbarn
1,25 $\pm$ 0,25	17318	0,6804	0,548	193519	850	884 $\pm$ 29
2 $\pm$ 0,25	13349	0,6582	0,522	158295	801	839 $\pm$ 28
3 $\pm$ 0,25	6991	0,6734	0,453	108674	611	642 $\pm$ 22
4 $\pm$ 0,25	3466	0,6867	0,400	73651	447	474 $\pm$ 17
5 $\pm$ 0,5	4021	0,7102	0,364	109101	350	372 $\pm$ 13
6 $\pm$ 0,5	2927	0,7264	0,320	95561	291	311 $\pm$ 11
7 $\pm$ 0,5	2475	0,7399	0,285	92440	254	274 $\pm$ 10

Tabelle 3: Ergebnisse für den  $n+{}^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Wirkungsquerschnitt

Die angegebenen Fehler setzen sich zusammen aus dem statistischen Fehler und den Unsicherheiten in der Dichtebestimmung von ca. 1% und in der Flußmessung von etwa 3%. Hierbei stellt die berechnete Ansprechwahrscheinlichkeit des NE 213-Detektors die größte Fehlerquelle dar.

## 2.2 Relativbestimmung der $n-{}^3\text{He}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte im Energiebereich von 6 bis 30 MeV

Das Experiment wurde an demselben Meßplatz durchgeführt wie das in Kap.2.1 beschriebene. Der Aufbau unterschied sich nur durch den Einsatz eines anderen Neutronenflußdetektors. Mit Hilfe eines großvolumigen Flüssigkeitszintillators /SCH82/ wurde die energieabhängige Flußverteilung des "weißen" Neutronenstrahls gemessen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses "Black-Detektors" als Funktion der Energie wurde mit dem Programm BDCALC /SCH82/ berechnet.

Es wurde wiederum zuerst die Transmission der Neutronen durch den  ${}^3\text{He}$ -Kryostaten bestimmt. Danach folgte die Messung der Reaktionswirkungsquerschnitte mit dem  ${}^3\text{He}$ -Detek-

tor im Strahl und dem "Black-Detektor" als Flußmonitor. Um bei Neutronenenergien über 25 MeV auch bei engen Energiefenstern noch ausreichend Zählrate zu haben, mußte mehrere Tage lang gemessen werden.

### 2.2.1 Datenaufnahme und Analyse

Bei dieser Messung wurden für beide Detektoren gleichzeitig zweidimensionale Spektren im LIST-MODE mit einem ND 4420-System aufgenommen und "on-line" auf Band geschrieben. Es wurden, wie auch in dem in 2.1 beschriebenen Experiment, jeweils die Flugzeiten der Neutronen zwischen Quelle und Detektor sowie die Impulshöhen im Detektor gemessen. Da bei diesem Experiment Wirkungsquerschnitte für Neutronen mit Energien zwischen 6 und 30 MeV gemessen werden sollten, wurde für den Flugzeit-TAC ein Meßbereich von 4  $\mu$ s gewählt. Damit ergab sich in den Flugzeit-spektren eine Kanalauflösung von ca. 1 ns, was in etwa der Zeitauflösung des  $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors entspricht. Bei einer Wiederholfrequenz des Zyklotrons von 100 KHz war die Energiebestimmung der Neutronen aus der Flugzeit eindeutig.

Zur Totzeitbestimmung wurden die Ausgangssignale der beiden verwendeten TAC's gezählt. Außerdem wurde am ND 4420 Vielkanalanalysator ein Incrementspektrum der n- $\gamma$ -Diskriminierung für den in den Kupferkollimator integrierten Monitor-detektor akkumuliert.

Da bei diesem Experiment nur der relative Verlauf der Reaktionswirkungsquerschnitte bestimmt werden sollte, war die Kenntnis des absoluten Neutronenflusses und der Dichte der  $^3\text{He}$ -Kerne nicht erforderlich.

Die Auswertung der Transmissionsmessung ergab, daß der Neutronenstrahl durch den  $^3\text{He}$ -Kryostaten zwischen 26% bei 6 MeV und 10% bei 30 MeV geschwächt wurde.

Aus den Daten, die für den "Black-Detektor" während der Messung zur Bestimmung der n- $^3\text{He}$ -Reaktionswir-

kungsquerschnitte aufgenommen wurde, wurde eine relative Flußverteilung der Neutronen gewonnen. Dazu wurden in dem Flugzeitspektrum Fenster gesetzt, die Energiebreiten von  $\Delta E = \pm 0,05 E$  entsprachen, und Impulshöhenspektren gebildet. Die Integrale dieser Spektren wurden mit den Transmissionsraten für die entsprechenden Energien korrigiert. In Abbildung 9 ist die gemessene Energieverteilung des "weißen" Neutronenstrahls am Ort des  $^3\text{He}$ -Detektors dargestellt.

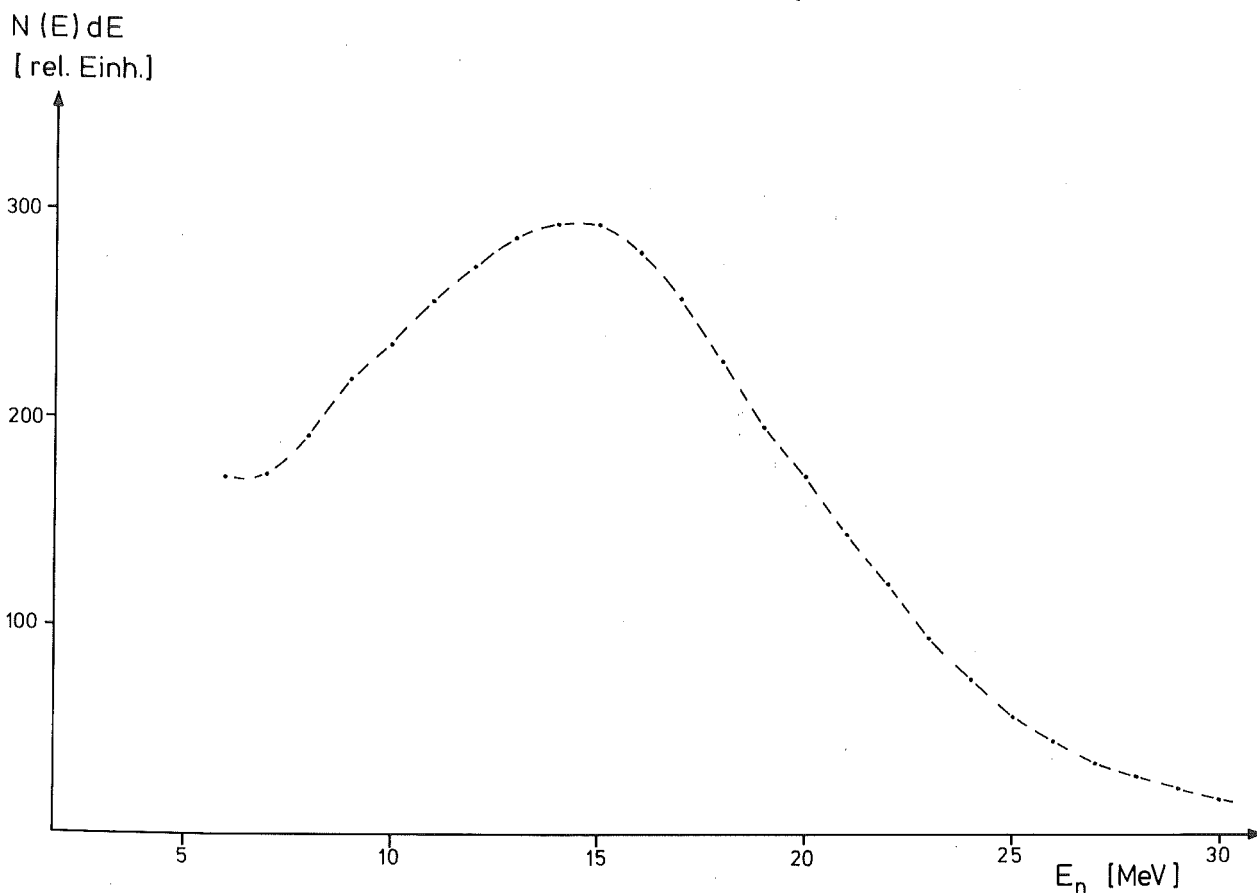


Abb.9: Energieverteilung der Neutronen im "weißen" Neutronenstrahl

Bei der Auswertung der  $^3\text{He}$ -Listen wurden ebenfalls in das Flugzeitspektrum Fenster gelegt und damit Impulshöhenspektren gebildet. In Abbildung 10 ist die Neutronenlaufzeit gegen die Impulshöhe isometrisch dargestellt.

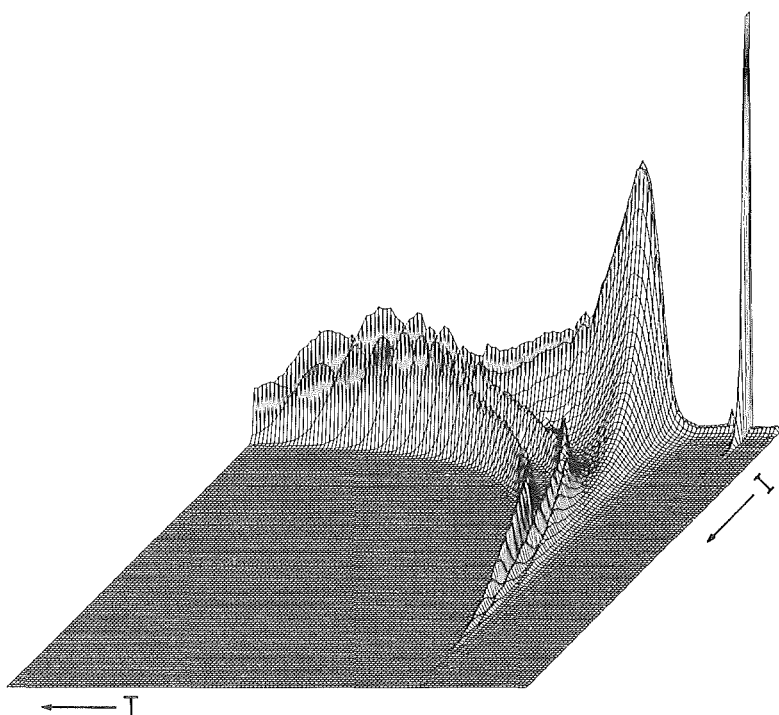


Abb.10: Isometrische Darstellung der Neutronenlaufzeit  $T$  gegen die Impulshöhe  $I$  im  $^3\text{He}$ -Detektor

Der Bergrücken mit den größten Impulshöhen wird durch die Ereignisse der  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion gebildet. Bei kurzen Flugzeiten, d.h. großen Neutronenenergien, wird auch der Bergrücken der  $d+d$ -Reaktion sichtbar.

Insgesamt wurden 25 Energiebereiche ausgewertet. Da die Energieauflösung des  $^3\text{He}$ -Detektors bei 10% liegt, wurden für alle Energien Breiten von  $\Delta E = \pm 0,05 E$  gewählt. Die Abbildung 11 zeigt für 2 Zeitfenster die Projektion auf die Impulshöhenachse. Man sieht, daß sich die Ereignisse der  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion leicht separieren lassen, die der  $d+d$ -Reaktion aber erst für Neutronenenergien größer 14 MeV.

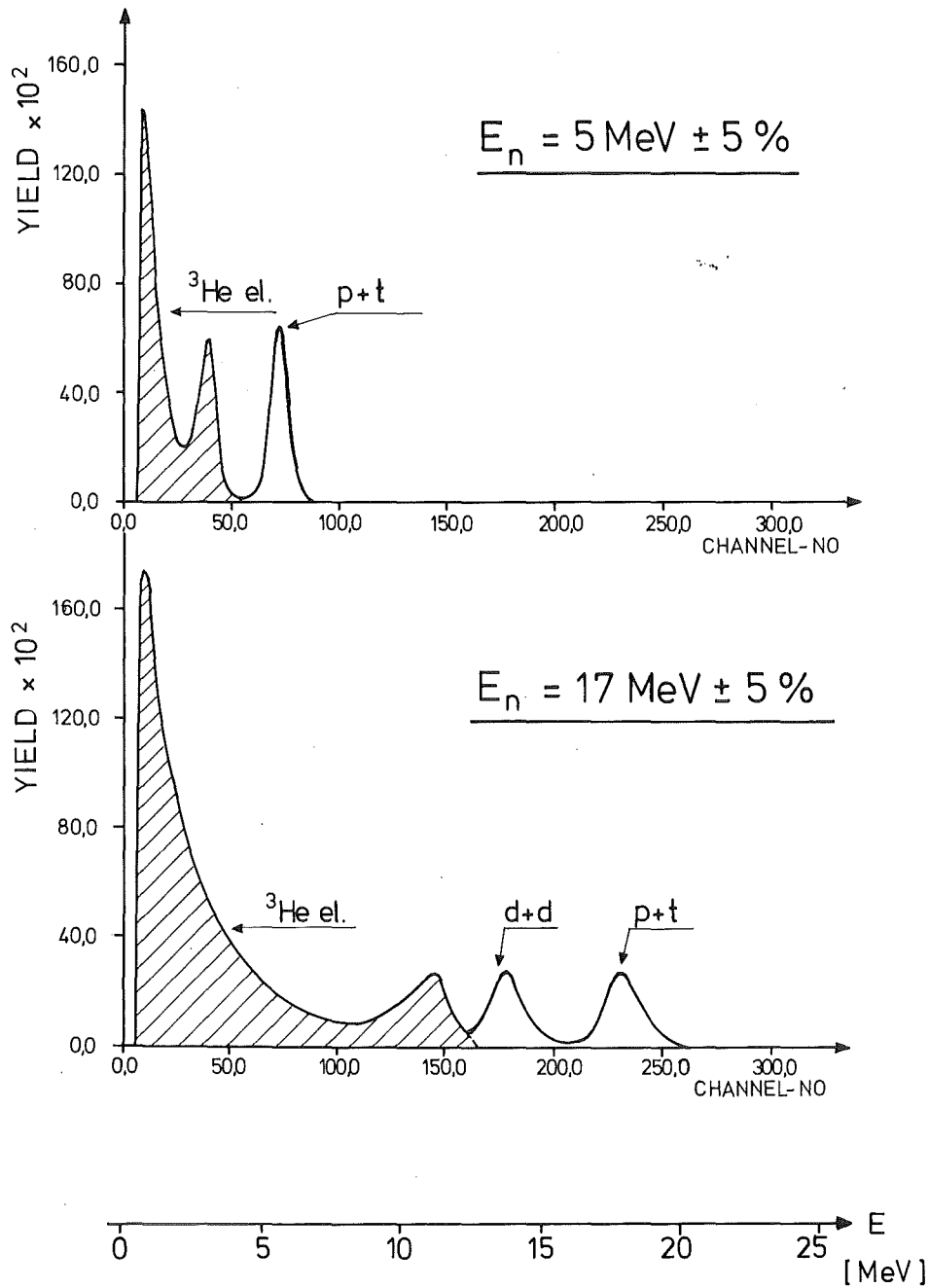


Abb.11: Impulshöhenspektrum des  $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors

Zur Bestimmung der Reaktionswirkungsquerschnitte wurden die Peaks integriert. Integrationsgrenzen waren die Minima im Spektrum. Der Quotient aus der Zählrate eines Reaktionspeaks  $N_{\text{reak}}$  und der Zählrate des Neu-

tronenflusses für das gleiche Energieintervall  $N_0$  ist dem totalen Reaktionswirkungsquerschnitt für diese Neutronenenergie direkt proportional.

$$\sigma_{\text{reak}}(E) \propto N_{\text{reak}}(E)/N_0(E)$$

### 2.2.2 Ergebnisse und Korrekturen

Wie schon in Kapitel 2.1.3 erwähnt wurde, liegen aufgrund der Reichweite der geladenen Teilchen im flüssigen  $^3\text{He}$  nicht alle Ereignisse im Reaktionspeak. Im Anhang 3 sind die berechneten Randeffekte als Funktion der Energie für beide Reaktionskanäle angegeben. Für die p+t-Reaktion liegen sie zwischen 3% bei 5 MeV und 83% bei 30 MeV Neutronenenergie; für den d+d-Kanal ist der Effekt wesentlich kleiner.

In Abbildung 12 sind die Energieverteilungen für beide Reaktionswirkungsquerschnitte dargestellt. Die Verteilungen wurden bei 6 MeV an die Werte aus der Absolutmessung (2.1) angepaßt. Die Schwächung des Neutronenflusses durch die Kryostatwandungen wurde berücksichtigt. Eine weitere Korrektur der Werte für den d+d-Kanal war erforderlich, weil der Reaktionspeak auf einem Untergrund, gebildet von "Rand"-Ereignissen der p+t-Reaktion, lag. Dieser Untergrund, etwa 10% bei 15 MeV und knapp 40% bei 30 MeV, wurde aus der Verteilung aller p+t-Reaktionsprodukte in den Impulshöhenspektren ermittelt (Anhang 3).



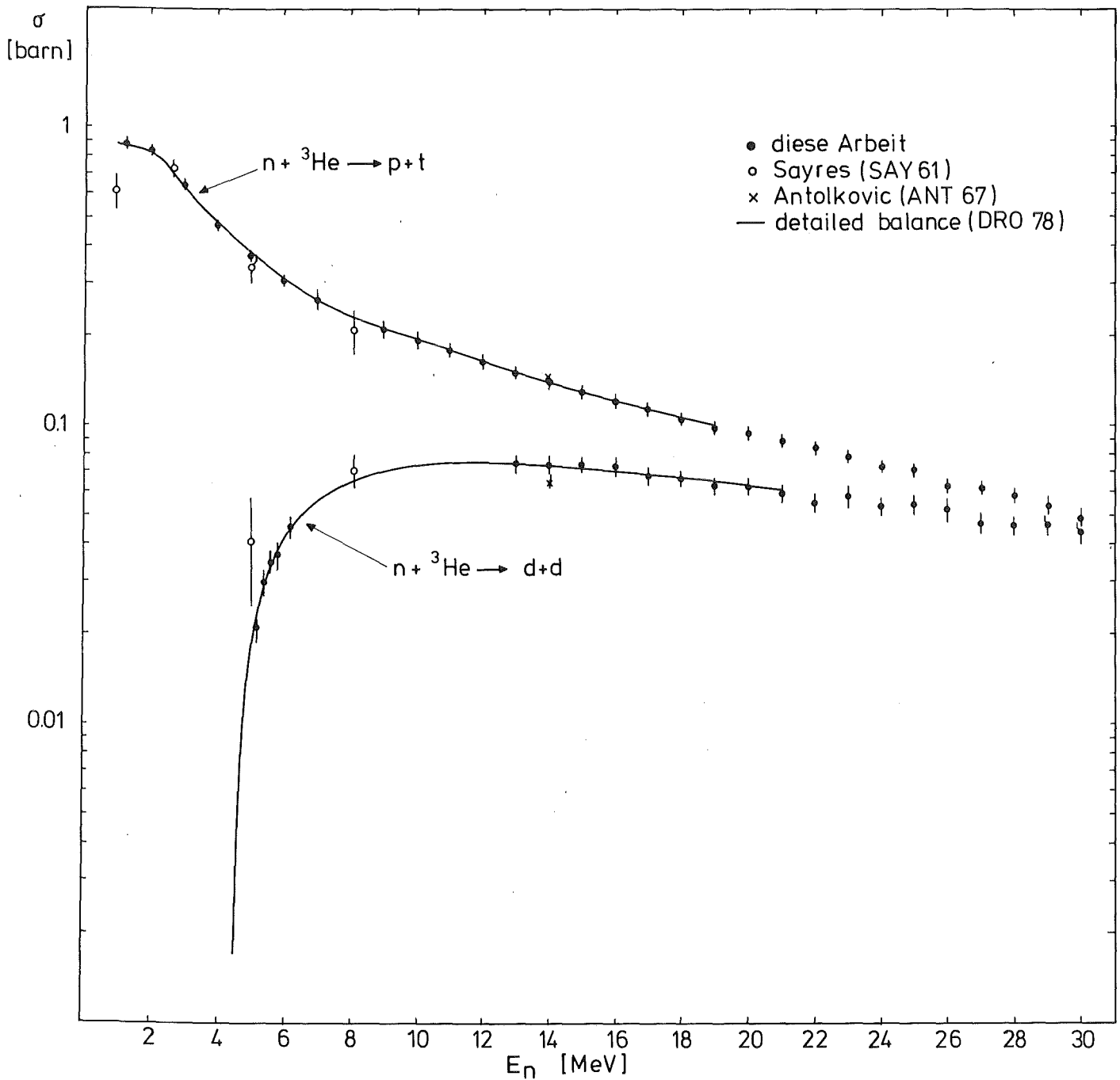


Abb. 12:  $n\text{-}^3\text{He}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenenergie. Die durchgezogenen Linien sind Ergebnisse von detailed balance Rechnungen (DRO 78).

Die Wirkungsquerschnitte der d+d-Reaktion bei etwa 6 MeV Neutronenenergie ergaben sich aus einer Abschätzung der Inhalte der Reaktionspeaks, die im Minimum

der elastischen Verteilung liegen. In Abbildung 13 ist das Impulshöhenspektrum für 6 MeV dargestellt.

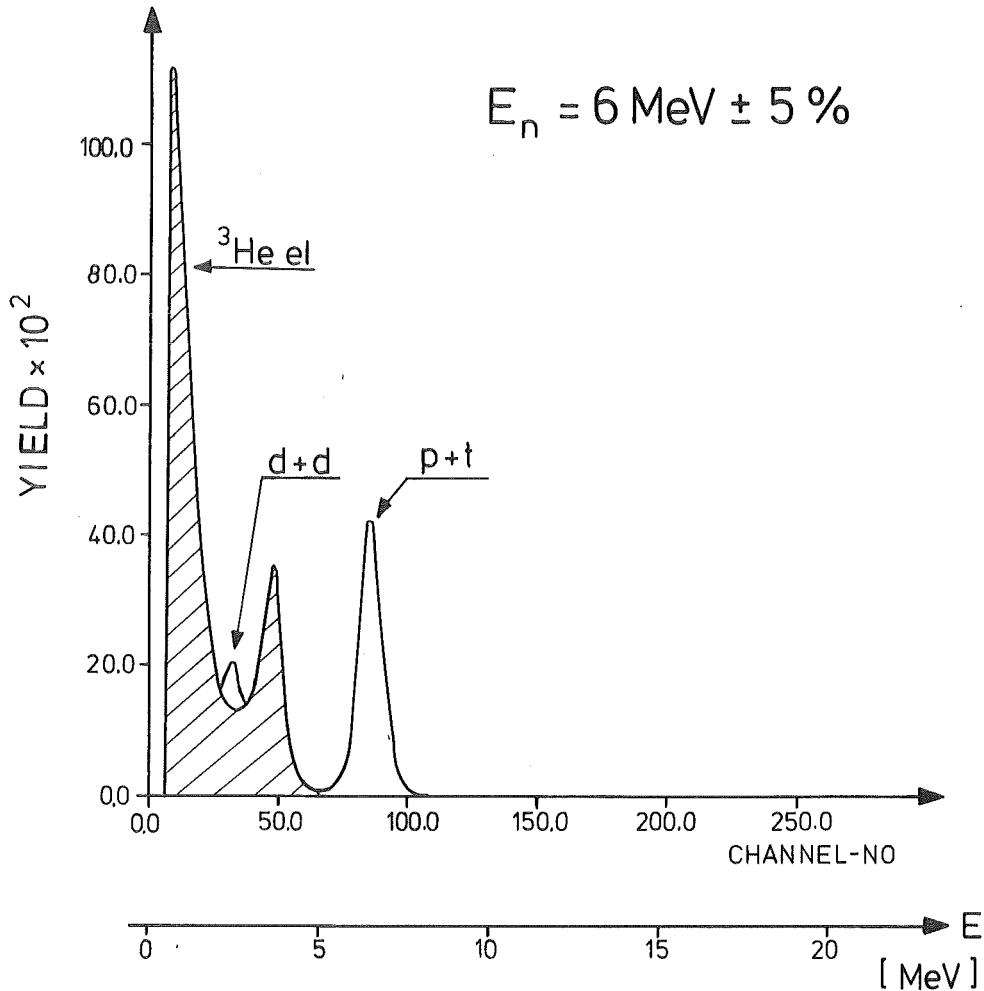


Abb.13: Impulshöhenspektrum des  ${}^3\text{He}$ -Detektors für Neutronen mit einer Energie von 6 MeV

Die angegebenen Fehler setzen sich zusammen aus:

- statistischen Unsicherheiten. Diese liegen für Neutronenenergien bis zu 22 MeV unter 1%.
- Unsicherheiten in der Neutronenflußverteilung. Sie beruhen auf der ungenauen Kenntnis des relativen Ansprech-

vermögens des "Black-Detektors" und werden mit 2% angenommen.

- Unsicherheiten aufgrund der ungenauen Kenntnis der Verteilung der Reaktionsprodukte im Impulshöhenspektrum. Diese Effekte sind nur schwer zu berechnen und werden konservativ mit 5% abgeschätzt.

Ein Vergleich mit älteren experimentellen Daten von Sayres /SAY61/ und Antolkovic /ANT67/ zeigt nur zum Teil befriedigende Übereinstimmung. Da aber nur wenige experimentelle Meßdaten vorliegen, wurden die Ergebnisse mit berechneten Werten /DR078/ verglichen. Für diese "detailed balance"-Rechnungen wurden Meßdaten der  $T(p,n)^3\text{He}$ - und  $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktionen verwendet. Mit den berechneten Werten liegt für den ganzen Energiebereich eine sehr gute Übereinstimmung vor.

### 3. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen n-<sup>3</sup>He-Streuung im Energiebereich von 5 - 30 MeV

Ziel dieses Experiments war es, Winkelverteilungen der elastischen n-<sup>3</sup>He-Streuung für möglichst viele Neutronenenergien zu messen. Unter Verwendung eines szintillierenden Targets und eines "weißen" Neutronenstrahls ist es möglich, gleichzeitig Streumessungen für alle im Strahl vorhandenen Neutronenenergien durchzuführen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung unter dem Winkel  $\theta$  ist folgendermaßen definiert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E) = \frac{N(\theta, E)}{N_0(E)} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{\Omega}$$

Dabei bedeuten N die Anzahl der in den Raumwinkel  $\Omega$  gestreuten Teilchen,  $N_0$  die Anzahl der auf die Streuerprobe

treffenden Teilchen und  $n$  die Flächenbelegungsichte der Kerne in der Probe.

Eine große Schwierigkeit bei Messungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten mit Neutronen liegt in der Bestimmung des absoluten Neutronenflusses. Die besten Flußmonitore (Protonenteleskope, etc.) haben bei Neutronenenergien von einigen MeV nur eine Genauigkeit von etwa 3%.

In dem hier beschriebenen Experiment konnte aufgrund der Verwendung eines Flüssig- $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors auf eine externe Neutronenflußmessung verzichtet werden, denn der  $^3\text{He}$ -Detektor diente gleichzeitig als Streuprobe und als Monitor. Über den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$  hat man eindeutig Kontrolle über das Produkt aus Neutronenfluß und Kerndichte im Streudetektor.

Die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für jede Energie erfolgt damit aus der Beziehung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = N(\theta) \cdot \frac{1}{\Omega} \frac{\sigma(p,t)}{N(p,t)}$$

### 3.1 Geometrischer Aufbau

Das Experiment wurde an dem für Streuexperimente errichteten Meßplatz im Neutronenflugrohr des Karlsruher Zyklotrons durchgeführt. In Abbildung 14 ist der schematische Aufbau für das Experiment dargestellt.

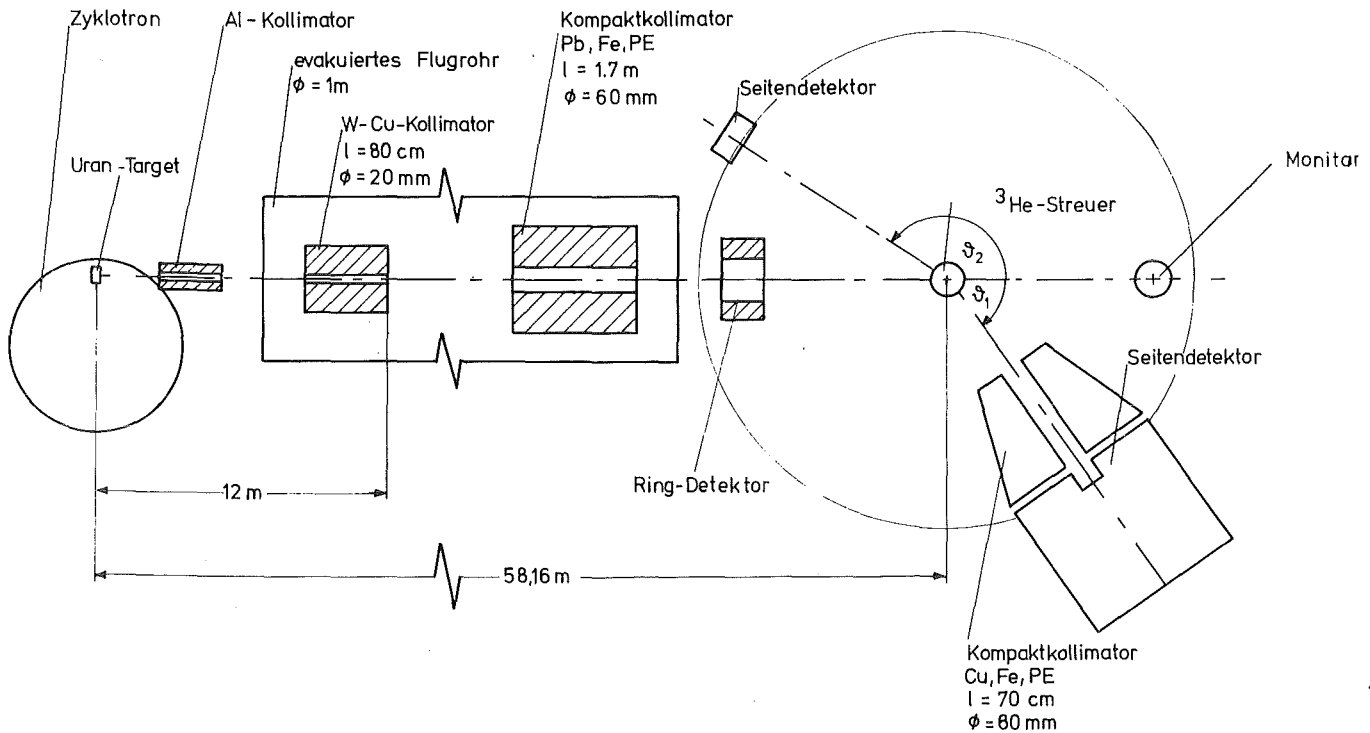


Abb.14: Schematischer Aufbau des Streuexperiments

Der bereits in Abschnitt III.1 beschriebene "weise" Neutronenstrahl des Zyklotrons wurde nach 55 m Flugweg durch einen 1,7 m langen Kompaktkollimator aus Blei, Eisen und Polyäthylen auf 60 mm  $\varnothing$  kollimiert und traf in etwa 58 m Entfernung auf den  $^3\text{He}$ -Streuer. Die gestreuten Neutronen wurden durch drei Neutronendetektoren, einen großvolumigen Flüssigszintillationsdetektor (Black-Detektor), einen NE 213-Detektor (178 mm  $\varnothing$  x 64 mm Dicke, XP 2041 Photomultiplier) und einen Ringdetektor (NE 213,  $\varnothing_a = 186$  mm,  $\varnothing_i = 85$  mm, 120 mm Dicke) nachgewiesen. Der großvolumige Detektor war mit einem eigenen Kompaktkollimator mit 80 mm Innendurchmesser versehen, um einen definierten Raumwinkel für die gestreuten Neutronen festzulegen. Auf einen Schwenkarm montiert, konnte er auf jeden Streuwinkel eingestellt werden. Der Abstand zwischen  $^3\text{He}$ -Streuer und Detektorein-

trittsfläche betrug 164 cm. Aufbau und Eigenschaften dieses mit 5 XP 2041 Photomultipliern ausgerüsteten "Black-Detektors" sind von P. Schwarz /SCH82/ ausführlich beschrieben worden. Der Vorteil dieses Detektors liegt in seiner hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen mit Energien größer als 15 MeV.

Der NE 213 Seitendetektor konnte in einem Abstand von 184 cm zum Streuer ebenfalls unter jedem Streuwinkel aufgestellt werden. Mit dem Ringdetektor, der unter  $180^{\circ}$  zur Strahlrichtung in einem Abstand von 166 cm zum  $^3\text{He}$ -Detektor stand und den direkten Neutronenstrahl ungestört durchließ, konnten Neutronen nachgewiesen werden, die unter einem Winkel von nahezu  $180^{\circ}$  gestreut wurden. Dieser Detektor war mit zwei einander gegenüberliegenden XP 2041 Photomultipliern ausgerüstet. Ein weiterer Flüssigkeitszintillator war unter  $0^{\circ}$  zur Überwachung des relativen Neutronenflusses aufgestellt.

### 3.2 Durchführung der Messung

Bei der Messung wurden gleichzeitig differentielle n- $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitte für Neutronenenergien zwischen 5 und 30 MeV gemessen. Der Helium-Detektor mußte deshalb einen sehr großen Energiebereich der  $^3\text{He}$ -Rückstoßkerne nachweisen, bei einer elektronischen Nachweisschwelle von etwas über 300 keV war ein dynamischer Bereich von 1:100 zu überdecken.

Als kleinster Streuwinkel wurde  $25^{\circ}$  im Laborsystem gewählt, da bei diesem Winkel auch bei kleinen Neutronenenergien die  $^3\text{He}$ -Rückstoßkerne noch nachgewiesen werden konnten. Aufgrund der Kinematik der elastischen n- $^3\text{He}$ -Streuung liegen die Energien der gestreuten Neutronen zwischen 1,24 MeV (bei einem Streuwinkel von  $180^{\circ}$  und einer Primärenergie von 5 MeV) und maximal 30 MeV.

Da der "Black-Detektor" erst Neutronen mit Energien von mehr als 5 MeV nachweisen kann, wurde er nur für Messungen unter Streuwinkeln bis  $105^{\circ}$  eingesetzt.

Insgesamt wurden Wirkungsquerschnitte für folgende Streuwinkel (Laborwinkel) gemessen:  $25^{\circ}$ ,  $35^{\circ}$ ,  $45^{\circ}$ ,  $55^{\circ}$ ,  $65^{\circ}$ ,  $75^{\circ}$ ,  $90^{\circ}$ ,  $105^{\circ}$ ,  $120^{\circ}$ ,  $135^{\circ}$ ,  $150^{\circ}$ ,  $160^{\circ}$  und  $178^{\circ}$ . Die Messungen für jedes Winkelpaar - es wurde immer gleichzeitig mit zwei Detektoren gemessen - dauerte ungefähr zwei Tage. Bei fast allen Winkelstellungen wurde mehrmals gemessen, besonders bei  $90^{\circ}$  und  $105^{\circ}$ , um auch im Minimum des differentiellen Wirkungsquerschnittes die statistischen Fehler in die Größenordnung der systematischen Fehler zu bringen.

Da die Ansprechwahrscheinlichkeit für den Ringdetektor aufgrund seiner Geometrie nur schwer zu berechnen ist, wurde er zusätzlich unter einem Streuwinkel von  $160^{\circ}$  eingesetzt. Durch eine Vergleichsmessung mit dem NE 213-Seitendetektor wurden die Ansprechwahrscheinlichkeiten aufeinander normiert.

Vor und nach jeder Winkeländerung wurde für die Seitendetektoren eine Eichmessung mit einem  $\gamma$ -Präparat ( $^{22}\text{Na}$ ) durchgeführt, um die Verstärkungen und damit die Lagen der elektronischen Nachweisschwellen zu überwachen.

### 3.3 Datenaufnahme

Für jedes gestreute Ereignis wurden 4 bzw. 5 Informationen registriert:

- die Flugzeit zwischen der Neutronenquelle und dem  $^3\text{He}$ -Streudetektor
- die Impulshöhe der  $^3\text{He}$ -Rückstoßkerne
- die Flugzeit zwischen Streuer und Neutronennachweisdetektor
- die Impulshöhe im Neutronendetektor
- die Pulse-shape-Information (nicht für den "Black-Detektor")

In Abbildung 15 ist ein stark vereinfachtes Blockschaltbild dargestellt, das die Datenaufnahme erklären soll.

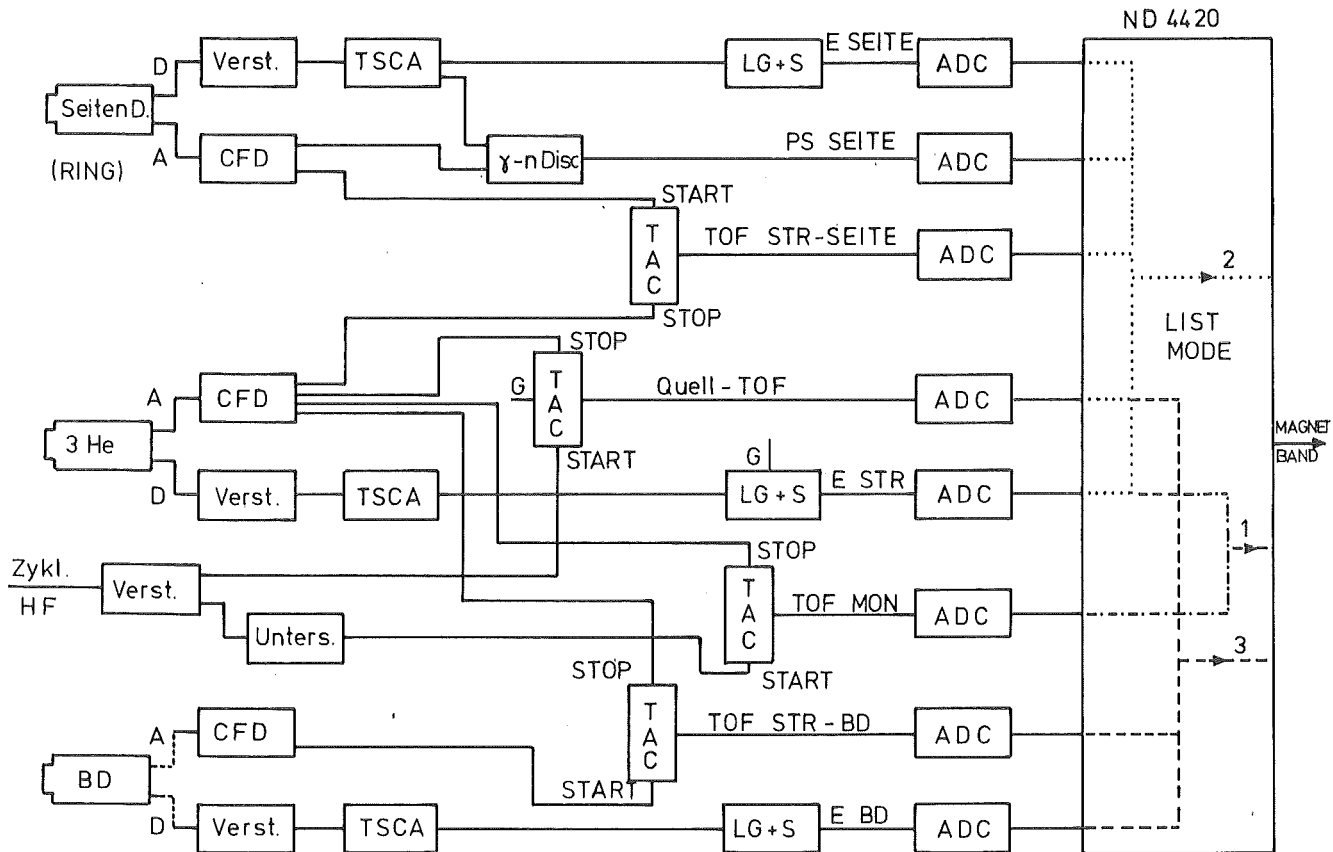


Abb.15: Stark vereinfachtes Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus

Die Datenaufnahme erfolgte mit einem ND 4420 Multi-parameteranalysator. Es wurden parallel die Daten von drei Experimenten im "List-Mode"-Verfahren aufgenommen und "on-line" auf Magnetband übertragen.

Im Experiment 1 wurden zur späteren Normierung der Streudaten nur Signale des  $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors verarbeitet. Es wurde ein zweidimensionales Spektrum von der Flugzeit zwischen Zyklotron und  $^3\text{He}$ -Detektor (TOF MON) und der Impulshöhe im  $^3\text{He}$ -Szintillator (E STR) aufgenommen. Bei



den Zyklotronbedingungen von 100 KHz Ablenkefrequenz wurde ein Fluß erzeugt, der am Ort des Streuers  $\sim 10^5$  Teilchen pro Sekunde betrug. Damit die Datenrate beim Experiment 1 nicht zu groß wurde, wurde die Messung nur mit jedem 80. Zyklotron-Referenzsignal gestartet.

Bei den Streuexperimenten 2 und 3 wurde zur Vermeidung einer hohen Zählratenbelastung der ADC's, und damit einer großen Totzeit für die Quellflugzeitinformation (TAC) und die Impulshöheninformation (LG+S) des  $^3\text{He}$ -Detektors, eine schnelle Koinzidenz gefordert:

Es sollten nur dann Signale durchgelassen werden, wenn auch einer der Seitendetektoren ein Ereignis registriert hatte. Eine ausführliche Beschreibung der Elektronik für Streuexperimente am "weißen" Neutronenstrahl ist der Arbeit von P.Schwarz /SCH1 82/ zu entnehmen.

Die vielparametrische Datenaufnahme, die eine Überbestimmung der Kinematik der elastischen Streuung bedeutet, ermöglicht es, bei der Auswertung nahezu untergrundfreie Streuspektren zu erzeugen.

Die Messung war in einzelne abgeschlossene Runs von etwa 1,5 Stunden Dauer aufgeteilt worden, um die Daten bei eventuell aufgetretenen elektronischen Schwankungen oder bei Veränderungen der Eigenschaften des Zyklotrons korrigieren zu können. Die gesamte bei den ca. 400 Runs aufgenommene Datenmenge umfaßte 150 beschriebene Magnetbänder mit ca.  $4 \cdot 10^8$  Monitor- und  $2 \cdot 10^7$  Streuereignissen.

### 3.4 Analyse der Meßdaten

Die Auswertung der Streumessungen erfolgte an der IBM Großrechenanlage der KfK. Dazu mußten die am ND 4420-System beschriebenen Bänder zunächst auf IBM-Norm übersetzt werden.

### 3.4.1 Reduktion der Parameter

In einem ersten Schritt wurde für alle Runs die Lage des prompten  $\gamma$ -Peaks im Quellflugzeitspektrum bestimmt. Dann wurden die Spektren so "geschoben", daß die Schwerpunkte der Peaks im gleichen Kanal lagen und neue Streulisten erzeugten. Diese Einzellisten enthielten alle verwertbaren Runs, jeweils für einen Detektor und eine Winkelstellung.

Da dieses Experiment mit einem "weißen" Neutronenstrahl durchgeführt wurde, konnten Wirkungsquerschnitte für alle Neutronenenergien bis 30 MeV bestimmt werden. Eine Auswertung für Energiebereiche, die der Energieauflösung des Systems entsprachen, war aufgrund der viel zu geringen Ereignisrate für die Streuung nicht sinnvoll. Es mußten also größere Energiebereiche zusammengefaßt werden. Um bei allen Energien für die meisten Streuwinkel statistische Fehler unter 2% zu erhalten, wurden folgende Energiebereiche gewählt: 4,5 - 5,5 MeV; 5,5 - 6,5 MeV; 6,5 - 7,5 MeV; 7,5 - 8,5 MeV; 8,5 - 9,5 MeV, 9 - 11 MeV; 11 - 13 MeV; 13 - 15 MeV; 15 - 17 MeV; 17 - 19 MeV; 19 - 21 MeV; 20,5 - 23,5 MeV; 22,5 - 25,5 MeV; 25,5 - 28,5 MeV; 28 - 32 MeV.

In die Quellspektren wurden Fenster gelegt, die aufgrund der Flugzeiten der Neutronen diesen bestimmten Energiebereichen entsprachen, und neue reduzierte Listen gebildet. Abbildung 16 zeigt das Quellspektrum für den "weißen" Neutronenstrahl. Durch die eingezeichneten Fenstermarken wird als Beispiel der Bereich von 9 bis 11 MeV herausgeschnitten.

Als nächstes wurden durch Fenster in den Pulse-shape-Spektren Ereignisse, die von  $\gamma$ -Quanten herrührten, weitgehend eliminiert. Aus den verbleibenden dreidimensionalen Listen wurden für jeden Detektor Matrizen gebildet, die die Informationen Impulshöhe im  $^3\text{He}$ -Streuer und Flugzeit Streuer-Seitendetektor für eine Neutronenenergie enthielten. In Abbildung 17 ist eine solche Matrix dargestellt.

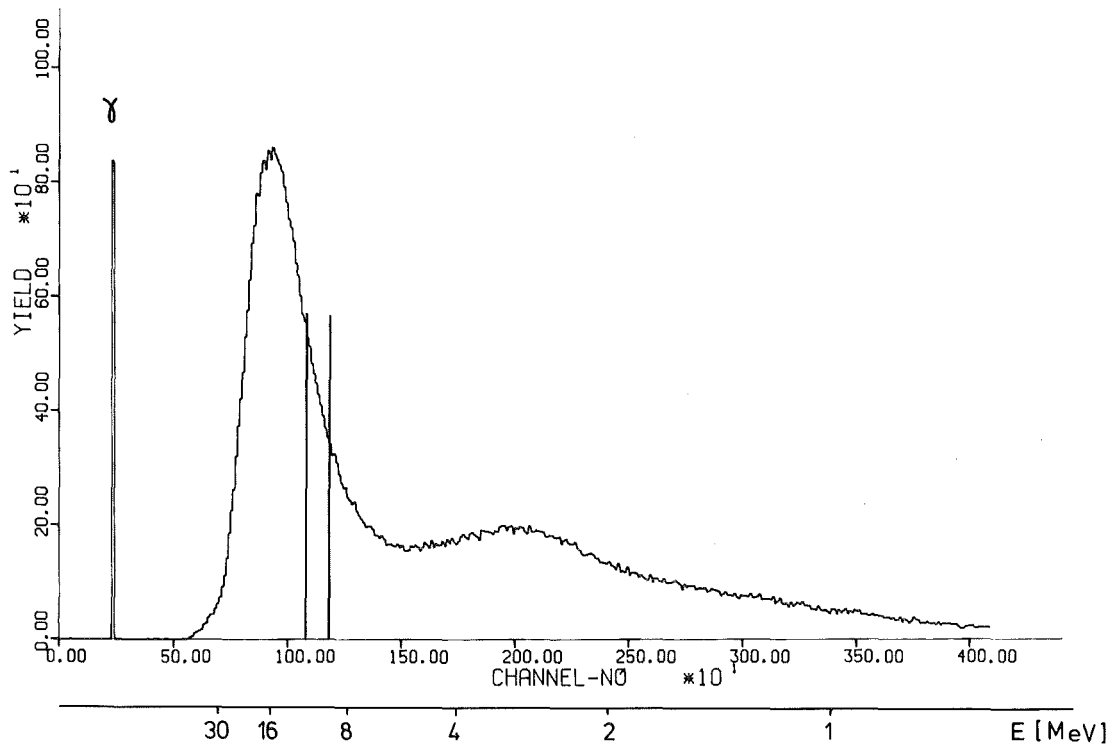


Abb.16: Quellspektrum

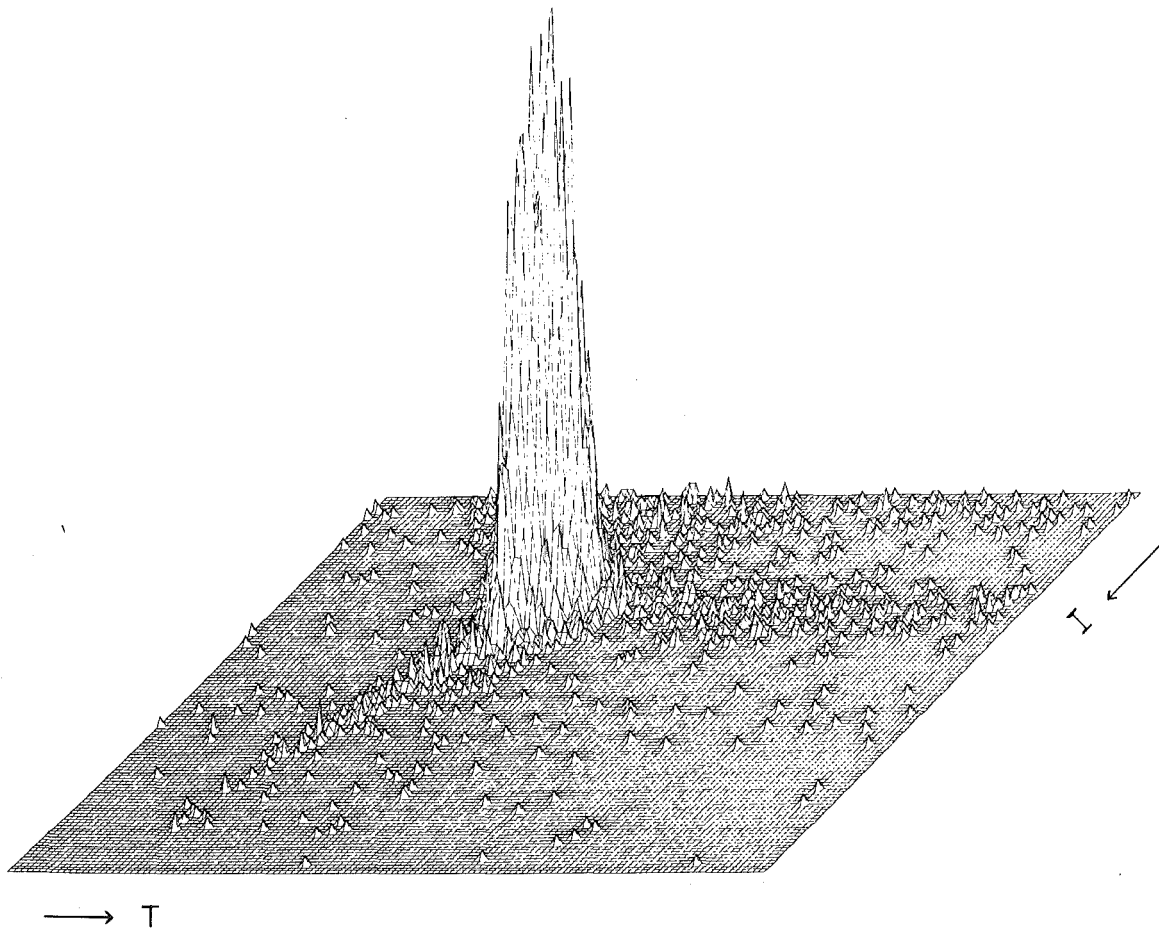


Abb.17: Isometrische Darstellung der Neutronenlaufzeit T gegen die Impulshöhe I für die Streuung von Neutronen von 10 MeV an  $^3\text{He}$  unter einem Winkel von  $150^\circ$

Man sieht den Peak der elastischen Streuung von Neutronen der Energie 9 - 11 MeV an  $^3\text{He}$  unter einem Streuwinkel von  $150^\circ$  im Laborsystem. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Vielparameter-Datenanalyse eine saubere Trennung der elastischen Streuereignisse vom Untergrund ermöglicht.

Im letzten Schritt wurde der Peak der elastischen Streuung eingegrenzt und die Projektion auf die Impulshöhe im Seitendetektor gebildet. Mit der Zählrate dieses Spektrums konnte der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung bestimmt werden.

### 3.4.2 Untergrundbetrachtungen

Wie in Abbildung 17 zu sehen ist, liegen in den reduzierten Spektren neben dem Peak der elastischen n- $^3\text{He}$ -Streuung auch Untergrundereignisse, die von inelastischen Prozessen, Mehrfachstreuung oder zufälligen Koinzidenzen herrühren. Der Festlegung der Integrationsgrenzen sowie der Bestimmung des prozentualen Untergrundes kam daher besondere Bedeutung zu.

Zur Festlegung des Fensters in der Flugzeit wurden Projektionen auf die Flugzeitachse mit verschiedenen breiten Fenstern um den elastischen Peak im Impulshöhenspektrum des  $^3\text{He}$ -Detektors gebildet. Die Grenzen mußten so festgelegt werden, daß keine elastischen Ereignisse verloren gingen. Für die Impulshöhenachse wurde äquivalent verfahren.

Der Untergrund wurde aus den Zählraten um den elastischen Peak herum bestimmt. Dazu wurden in mehreren Schritten verschieden große Bereiche bis zu den Peakgrenzen hin integriert und ein mittlerer auf die Fläche des eingegrenzten elastischen Peaks bezogener Untergrund gebildet. In Abbildung 18 ist für den NE 213-Seitendetektor für einige Neutronenenergien der prozentuale Anteil des Untergrundes am Peakinhalt der elastischen Streuung in Abhängigkeit vom Streuwinkel aufgetragen.

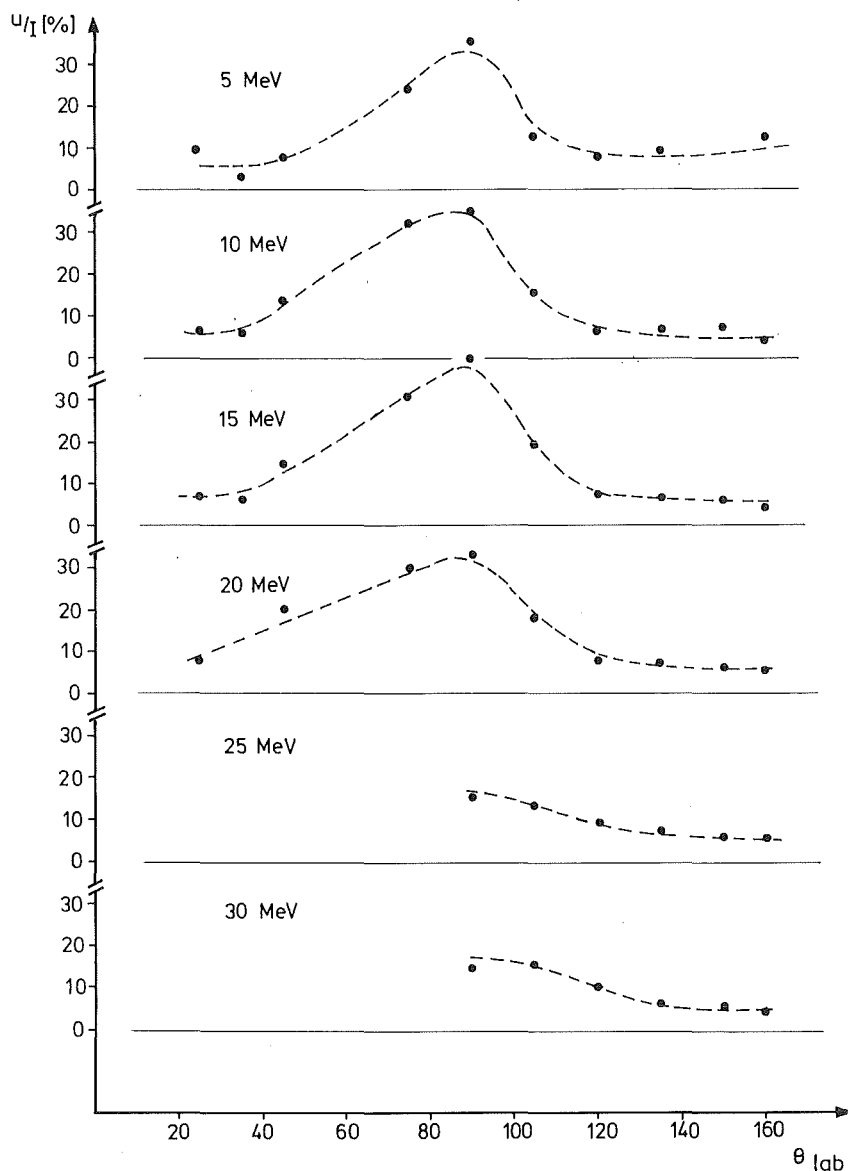


Abb.18: Prozentualer Anteil des Untergrundes am Peakinhalt

Man sieht, daß der relative Untergrund für alle Energien im Minimum des Wirkungsquerschnitts am größten ist und für rückwärtige Streuwinkel nur bei 5% liegt. Für die Messungen mit dem "Black-Detektor" zeigt der Untergrund einen ähnlichen Verlauf, nur liegt er wesentlich höher, was auf die fehlende n- $\gamma$ -Diskriminierung in diesem Detektor zurückzuführen ist.

### 3.4.3 Normierung

Zur Normierung der Streudaten wurde ein zweidimensionales Monitorspektrum, Quellflugzeit gegen Impulshöhe im  $^3\text{He}$ -Streuer, aufgenommen. Diese Monitorspektren wurden für die gleichen Blöcke von Runs ausgewertet wie die Streudaten. In die Flugzeitspektren wurden dieselben Energiefenster wie bei den Streumessungen gelegt und Projektionen auf die Impulshöhenachse gebildet. Für die einzelnen Energiebereiche wurde der Peak der  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion im Impulshöhenspektrum integriert. Diese Zählraten, verknüpft mit dem totalen  $p+t$ -Reaktionswirkungsquerschnitt, sind, wie bereits erwähnt, ein absolutes Maß für das Produkt aus Neutronenfluß und Kerndichte im Streuer.

### 3.4.4 Korrekturen

Da im Impulshöhenspektrum nicht alle Reaktionsprodukte im Peak liegen (siehe III.2.1.3) mußte die  $p+t$ -Zählrate korrigiert werden. Die Korrektur bezog sich hierbei auf einen Neutronenstrahl von 60 mm Durchmesser, der zentrisch auf das zylindrische  $^3\text{He}$ -Volumen traf (vgl. Anhang 3).

Aufgrund der großen Energiefenster von 3 MeV bzw. 4 MeV für Neutronenenergien größer 20 MeV überlappen der  $d+d$ - und der  $p+t$ -Reaktionspeak teilweise im Impulshöhenspektrum. Daher mußte die  $p+t$ -Zählrate, die vom Minimum zwischen den Peaks ab integriert wurde, noch korrigiert werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung läßt sich für jede Energie aus den gewonnenen Zählraten folgendermaßen bestimmen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = N(U, \epsilon, \theta) \cdot \frac{\sigma_{p,t}}{N_0(p,t)} \cdot \frac{1}{\Omega} \cdot K \cdot F$$

Hierbei bedeutet  $N(U, \epsilon, \theta)$  die Zählrate der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -

Streuung für den betreffenden Energiebereich, wobei der Untergrund  $U$  abgezogen und die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  des Nachweisdetektors für die gestreuten Neutronen berücksichtigt worden ist.  $N_0(p,t)$  ist die korrigierte Zählrate des  $p+t$ -Reaktionspeaks für den gleichen Energiebereich,  $\sigma_{p,t}$  der absolute Wirkungsquerschnitt der  $n+{}^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion,  $\Omega$  der Raumwinkel des Seitendetektors,  $K$  der Totzeitkorrekturfaktor und  $F$  der Untersetzungsfaktor der Elektronik. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten  $\epsilon$  der Seitendetektoren wurden mit Monte-Carlo-Programmen /SCH82/ berechnet.

Beim Vergleich der Reaktionszählraten  $N_0(p,t)$ , die ein Maß für den Fluß sind, mit den Neutronenzählraten des unter  $0^\circ$  aufgestellten Monitor-detektors für die einzelnen Auswerteblocke stellten sich Abweichungen heraus. Dieser Effekt ist damit zu erklären, daß die elektronische Unter-  
setzung der Zyklotronreferenz für die Flugzeitmessung bei dem zweidimensionalen Monitor-Experiment nicht stabil blieb. Eine Bestätigung dieses Effekts ergaben Vergleiche der Zählratenquotienten  $N(U,\epsilon,\theta)/N_0(p,t)$  für verschiedene Messungen bei gleichen Streuwinkeln. Diese Quotienten waren ungleich, obwohl Raumwinkel, Totzeit, Detektorschwelle und prozentualer Untergrund konstant geblieben waren. Damit war mit der Zählrate des Reaktionspeaks eine absolute Normierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht mehr möglich. Eine relative Flußnormierung in Abhängigkeit von der Energie war jedoch gegeben, denn bei einer Meßperiode für einen Streuwinkel war der unbekannte Untersetzungsfaktor für alle Neutronenenergien gleich.

Die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung für eine Energie kann somit aus

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = N(U,\epsilon,\theta) \cdot \frac{\sigma_{p,t}}{N_0(p,t)} \cdot \frac{1}{\Omega} \cdot K \cdot F(\theta)$$

erfolgen, wobei  $F(\theta)$  einen für jeden Streuwinkel und Nach-

weisedetektor unterschiedlichen noch zu bestimmenden Normierungsfaktor darstellt.

Die Faktoren  $F(\theta)$  wurden durch Anpassen der Meßdaten an eine von M. Drosig et al./DR074/ gemessene Winkelverteilung der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung bei 12 MeV Neutronenenergie gewonnen.

Diese Messung ist die einzige, die exakt bei einer Neutronenenergie durchgeführt wurde, für die auch Meßdaten dieser Arbeit vorlagen. Die Winkelverteilung von Drosig et al. zeichnet sich zudem dadurch aus, daß die Werte mit relativ kleinen Fehlern (im Mittel 5%) versehen sind, und daß die Verteilung im Winkelbereich von  $25^\circ$  c.m. bis  $135^\circ$  c.m. 14 Datenpunkte enthält. An diese Daten wurde ein Fit mit Legendre Polynomen bis zur 4. Ordnung gelegt. Die Datenpunkte werden von der berechneten Kurve sehr gut wiedergegeben ( $\chi^2$  pro Freiheitsgrad = 0,5). An diesen Fit wurden schließlich die Werte der hier beschriebenen Messung so angepaßt, daß die Datenpunkte etwa 4% über der berechneten Kurve lagen. Dieser Unterschied wird damit begründet, daß sich Drosig et al. bei dem totalen  $n$ - $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitt auf die Meßwerte von Goulding et al. /GOU73/ bezogen, die etwa um diesen Prozentsatz niedriger liegen als die in Karlsruhe gemessenen. Da die Werte für die Reaktionswirkungsquerschnitte (Drosig et al. und Karlsruher Messung) übereinstimmen und der Anteil der Aufbruchwirkungsquerschnitte am totalen  $n$ - $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitt bei 12 MeV noch nicht bedeutsam ist, kann sich der Unterschied nur auf den integralen elastischen Wirkungsquerschnitt auswirken.

Eine Schwierigkeit stellte die Anpassung der Meßwerte für Winkel größer  $135^\circ$  c.m. dar, da es in diesem Bereich keine Vergleichsdaten gibt. Diese Werte wurden an die Kurve des Polynom-Fits angepaßt.

In Abbildung 19 ist das Ergebnis des Fits an die Daten von Drosig et al. dargestellt. Die eingezeichneten Punkte sind die Meßwerte dieser Arbeit.



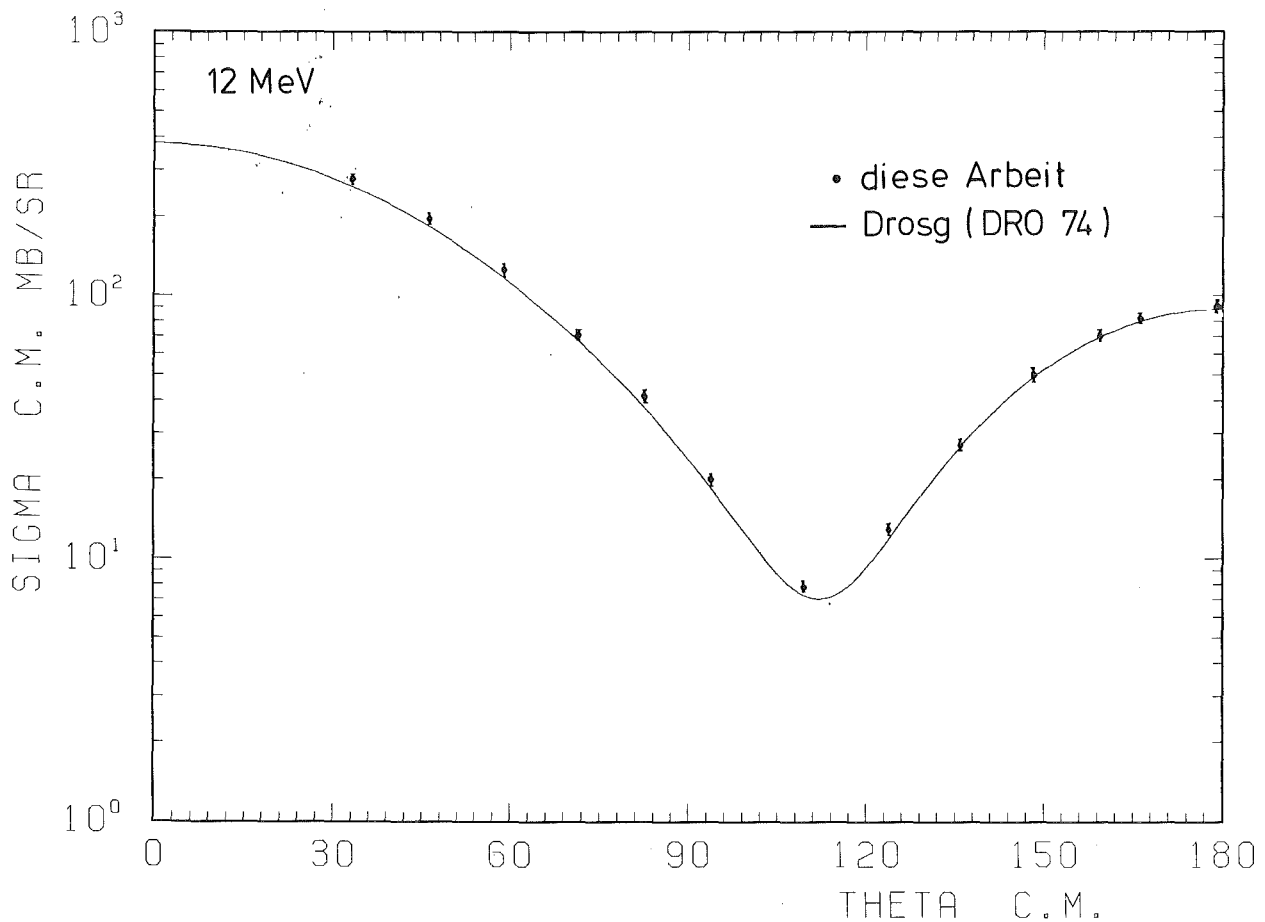


Abb.19: Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen  $n\text{-}^3\text{He}$ -Streuung bei  $E_n = 12$  MeV

### 3.5 Ergebnisse und Fehlerabschätzung

Aus den Meßdaten wurden für insgesamt 15 Energiebereiche (5 bis 30 MeV) Winkelverteilungen der elastischen  $n\text{-}^3\text{He}$ -Streuung mit bis zu 13 Streuwinkeln ausgewertet.

Die Ergebnisse sind in der Abbildung 20 dargestellt. Die eingezeichneten Fehler setzen sich aus statistischen Unsicherheiten und Fehlern, die bei der Berücksichtigung des Untergrundes gemacht werden konnten, zusammen. Bei der Mehrzahl der Meßpunkte liegen die statistischen Fehler unter 2%. Aufgrund des oft nur geringen prozentualen An-

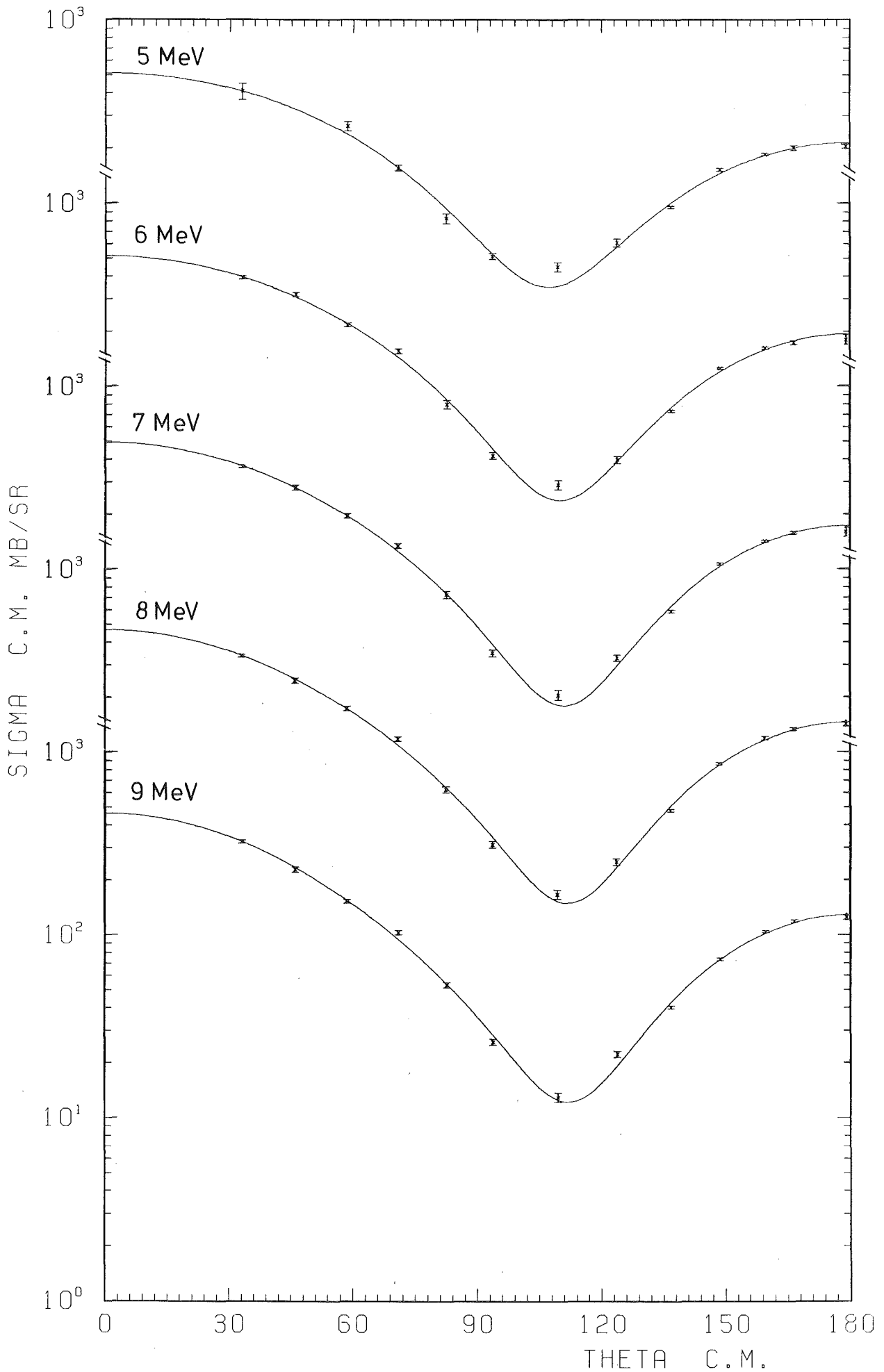


Abb.20: Winkelverteilungen der elastischen n-<sup>3</sup>He-Streuung

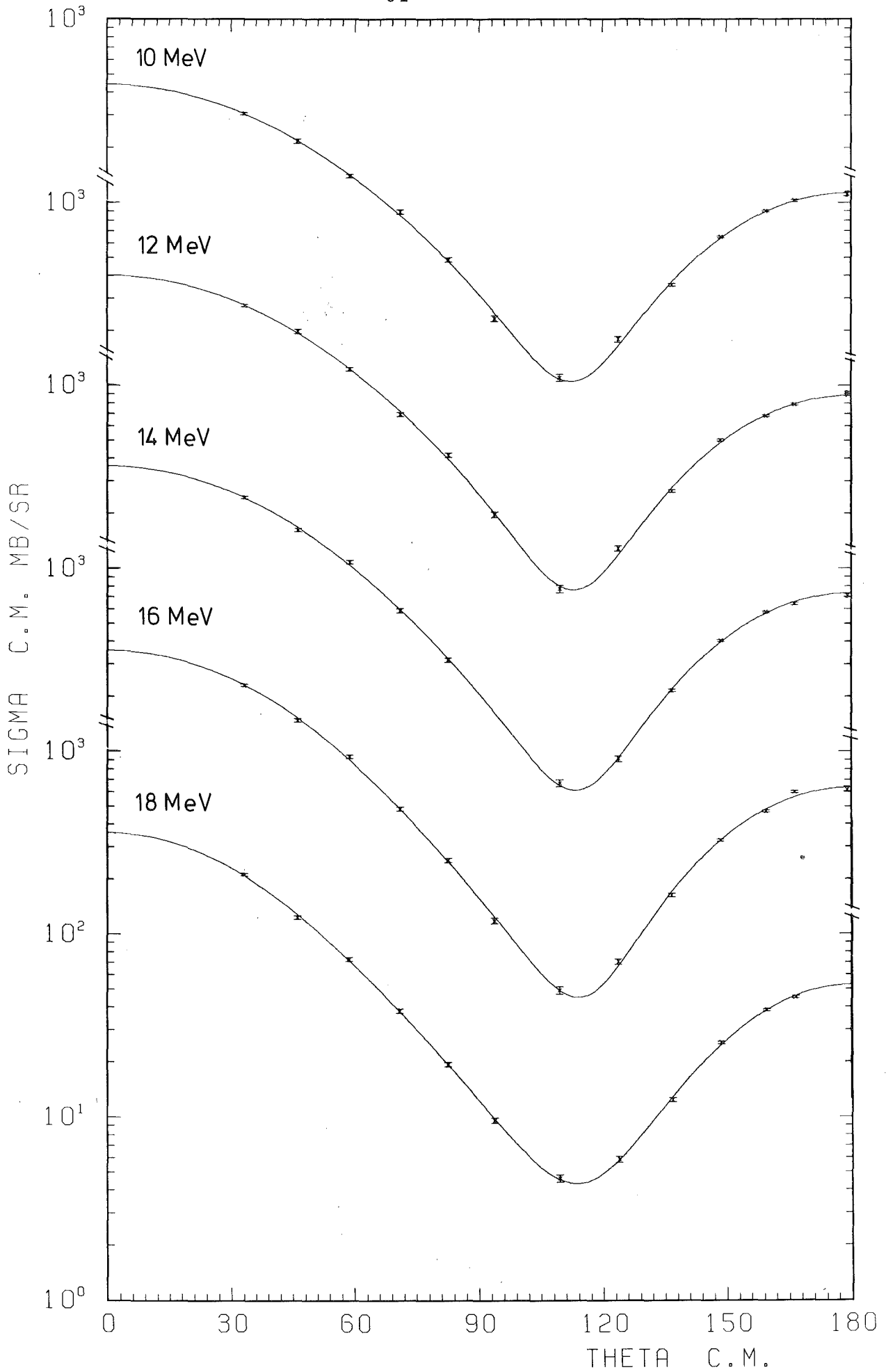


Abb.20: Winkelverteilungen der elastischen n-<sup>3</sup>He-Streuung

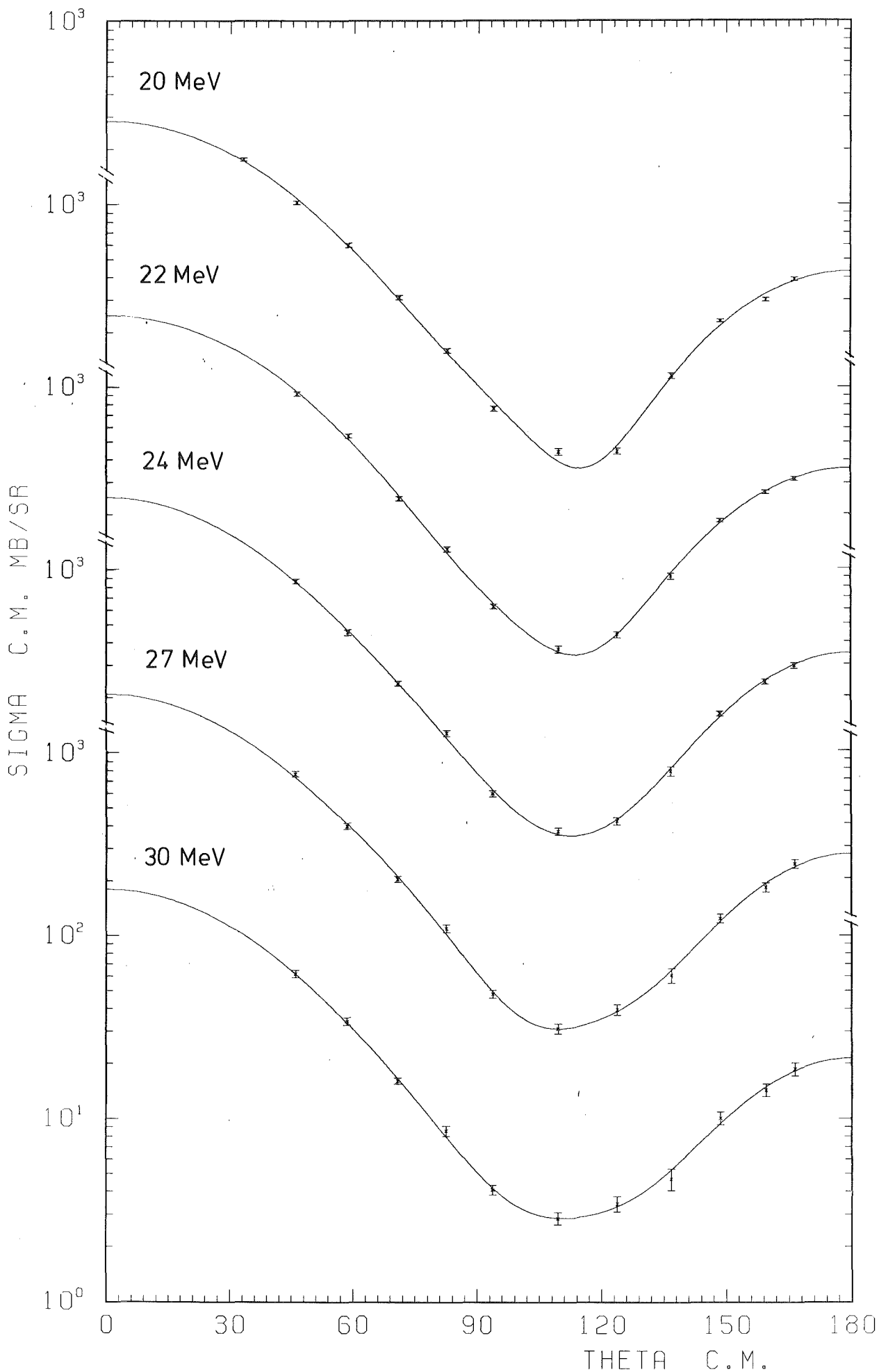


Abb.20: Winkelverteilungen der elastischen n-<sup>3</sup>He-Streuung

teils des Untergrundes an der Zählrate der Streueignisse, wirkt sich der mit 10% abgeschätzte Fehler der Untergrundbestimmung auch nur gering auf den Gesamtfehler für den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus.

Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Seitendetektoren. Diese Unsicherheit beträgt etwa 3% (siehe /SCH82/).

Die Unsicherheit im totalen p+t-Reaktionswirkungsquerschnitt (vgl. III.2.2.2) geht als Skalierungsfaktor in den Verlauf einer ganzen Winkelverteilung ein. Ebenso muß der Fehler der Meßdaten von M.Drosg et al., an die die Werte dieser Arbeit angepaßt wurden, berücksichtigt werden. Hierfür wird von den Autoren ein Skalierungsfehler von 2,8% angegeben.

Die in die Ergebnisse eingezeichneten Kurven sind das Resultat von Fits mit Legendre Polynomen an die Daten. Für die Winkelverteilung bei  $E_n = 5$  MeV wurden Polynome bis zur 3. Ordnung verwendet, bei den Neutronenenergien von 6 bis 16 MeV Polynome bis zur 4. Ordnung und für die höheren Energien bis zur 6. Ordnung. Die Ordnungen der Legendre Polynome richteten sich nach dem  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad beim Fit, d.h. wenn sich beim Erhöhen der Ordnung X um 1 das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad nicht wesentlich verbesserte, wurde die Ordnung X verwendet.

Die Koeffizienten der Polynome sowie das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad sind ebenso wie die Wertetabellen der Meßergebnisse im Anhang dieser Arbeit aufgeführt.

### 3.6 Vergleich mit anderen Messungen

Die Ergebnisse werden mit einigen gemessenen Winkelverteilungen anderer Autoren verglichen. Hierbei wird zwischen zwei Gruppen von Messungen unterschieden: 1. den Messungen von Antolkovic et al. /ANT67/, Sayres et al. /SAY61/ und Seagrave et al. /SEA60/, die alle große statistische

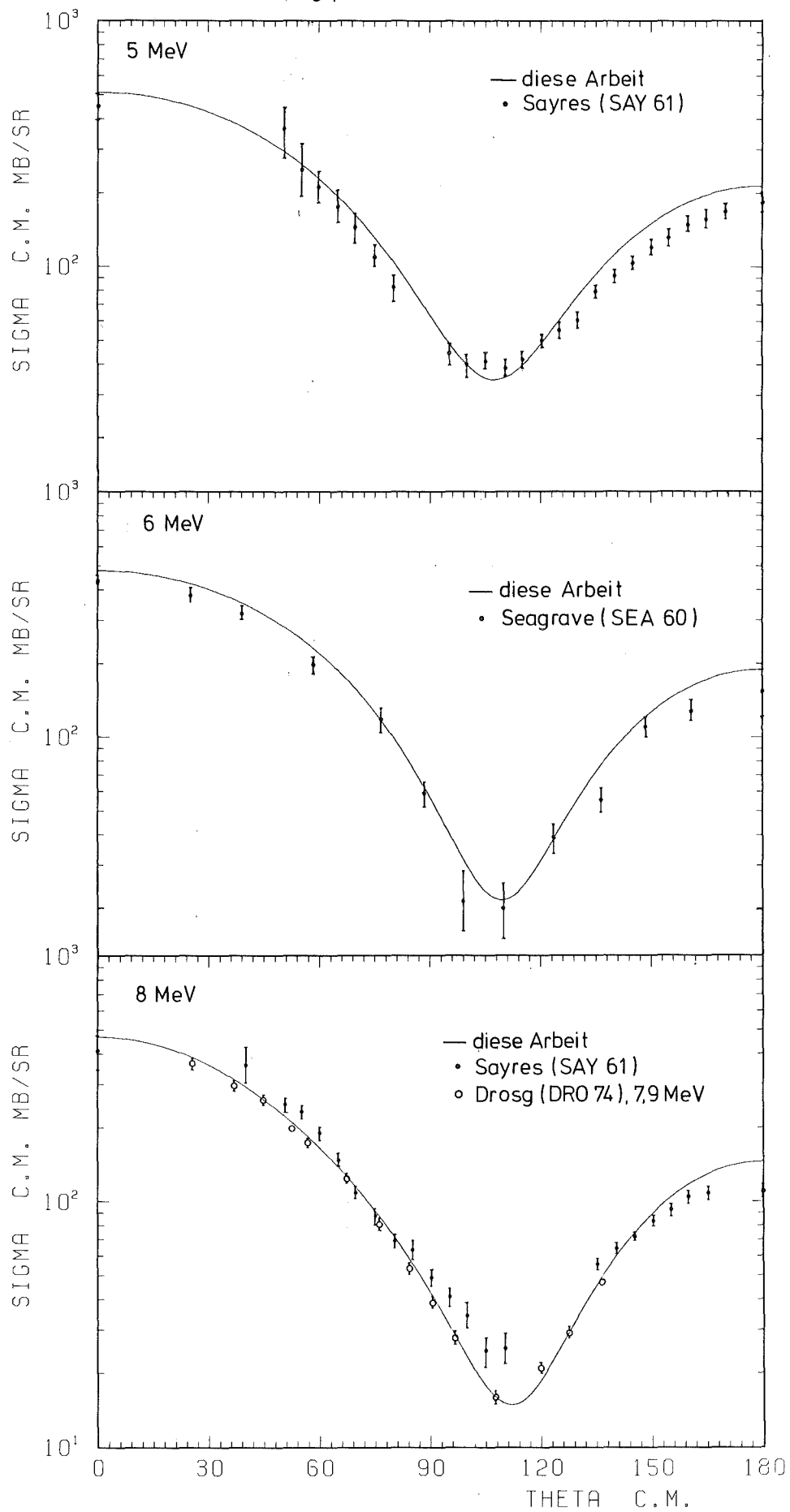


Abb.21: Vergleich der Meßwerte des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung mit Daten anderer Autoren

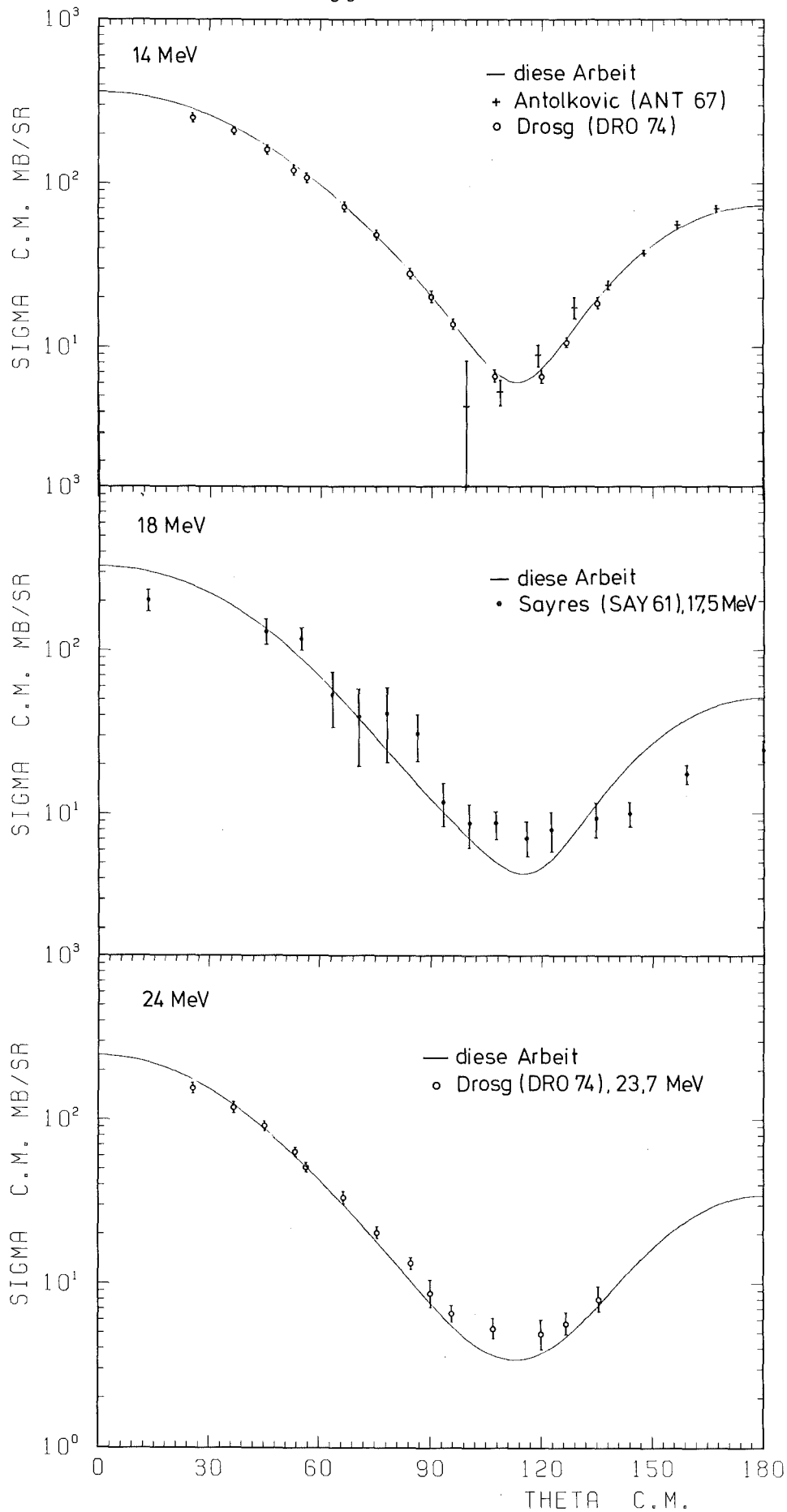


Abb.21: Vergleich der Meßwerte des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen  $n$ - ${}^3\text{He}$ -Streuung mit Daten anderer Autoren

Unsicherheiten aufweisen und zum Teil unvollständige Winkelverteilungen angeben, und 2. den Messungen der Los Alamos Gruppe /DR074/ für 5 Neutronenenergien.

Die Verteilungen von Sayres et al. bei 5 MeV, 8 MeV und 17,5 MeV weichen zum Teil erheblich von den Daten dieser Arbeit ab, wie in Abbildung 21 zu erkennen ist. Die großen Unterschiede für Winkel größer  $80^\circ$  c.m., besonders bei den Energien 8 MeV und 17,5 MeV sind eventuell auf nicht erkannte systematische Fehler zurückzuführen, die beim Auswerten der Rückstoßspektren, die mit einem Helium-Gaszähler aufgenommen wurden, gemacht wurden.

Auch die Verteilung von Antolkovic et al. (nur Rückwärtswinkel) bei 14,4 MeV, für die nur statistische Fehler angegeben sind, weicht erheblich von dieser Messung ab (siehe Abbildung 21).

Die Winkelverteilung von Segrave et al. bei 6 MeV Neutronenenergie ist im Rahmen ihrer großen Fehler mit der hier angegebenen vergleichbar.

Alle Messungen von Drosig et al. zeigen mit den Winkelverteilungen dieser Arbeit gute Übereinstimmung. Zum Vergleich der Winkelverteilung bei 14 MeV Neutronenenergie wurden die Datenpunkte der Messungen von Drosig bei 13,6 MeV und 14,4 MeV gemittelt. Es liegen von Drosig jedoch nur Daten für Streuwinkel bis  $135^\circ$  c.m. vor. Bei den meisten Datenpunkten konnten die Fehler deutlich reduziert werden. Durch die Meßpunkte bei Winkeln größer als  $140^\circ$  c.m. wurden die Verteilungen so vervollständigt, daß die Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei einer Phasen-Analyse größere Aussagekraft haben.

Ein Vergleich der gemessenen Winkelverteilung bei  $E_n = 12$  MeV mit der aus den Streuphasen einer von Lisowski /LIS76/ durchgeführten Phasenanalyse berechneten Verteilung zeigt größtenteils gute Übereinstimmung. Nur für Streu-



winkel größer  $140^\circ$  c.m., wo bisher kaum verlässliche Meßdaten vorlagen, weichen die Werte dieser Messung von der berechneten Kurve etwas ab. Sie liegen bis zu 10% höher, wie in der Abbildung 21a zu erkennen ist.

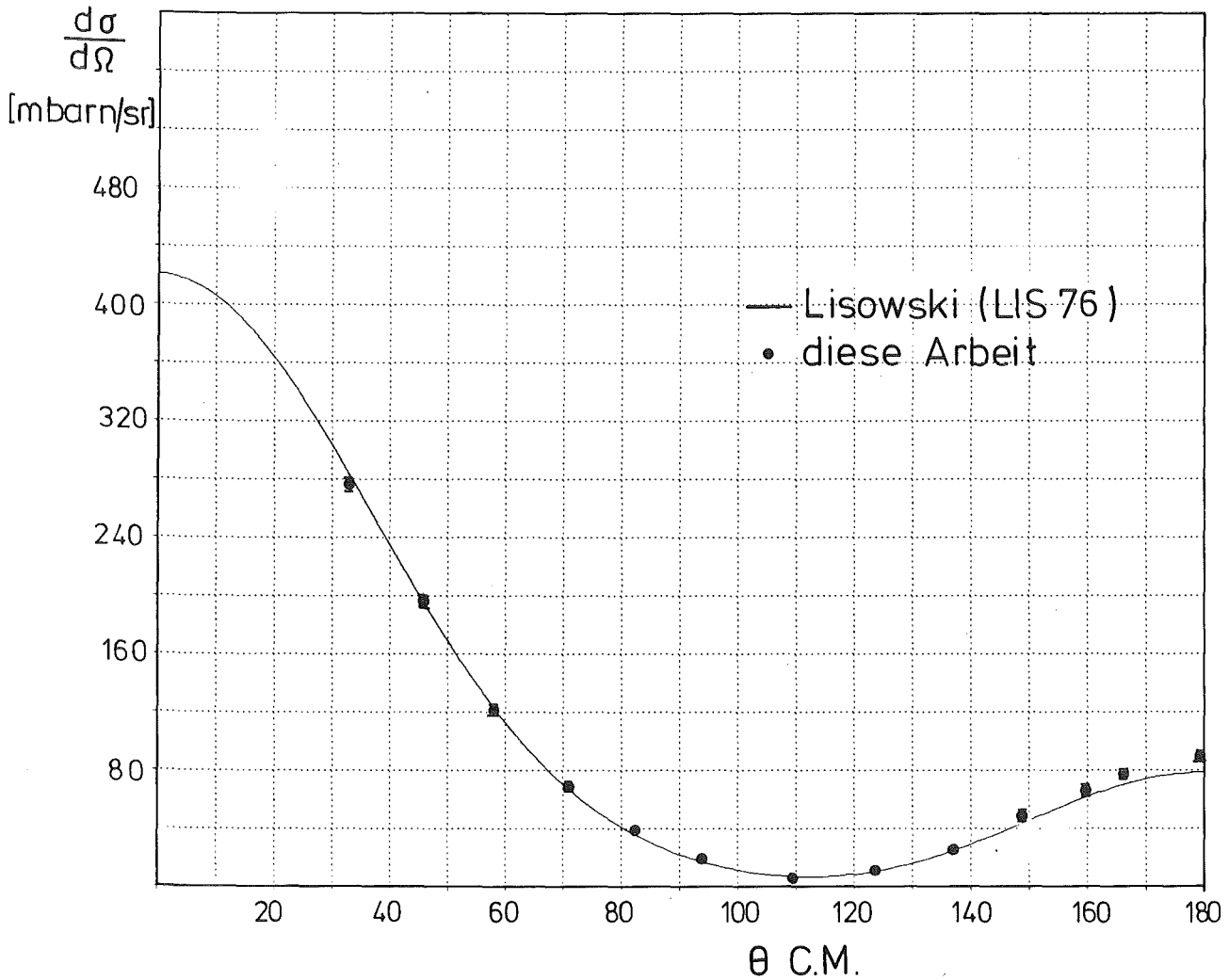


Abb.21a: Vergleich der Meßwerte des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen  $n\text{-}^3\text{He}$ -Streuung bei  $E_n = 12$  MeV mit einer aus Streuphasen von Lisowski /LIS76/ berechneten Verteilung

In Abbildung 21b sind die Meßdaten des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei einer Neutronenenergie von

8 MeV mit den berechneten Werten einer R-Matrix-Analyse /HAL80/ verglichen.

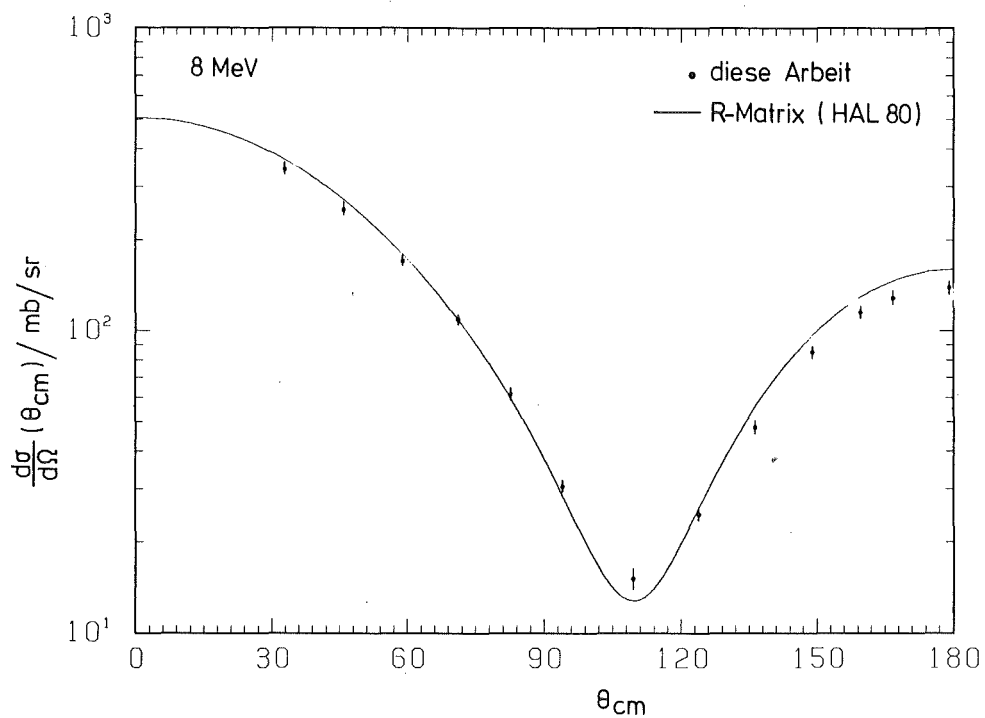


Abb.21b: Differentieller Wirkungsquerschnitt bei  $E_n = 8 \text{ MeV}$

Bei dem Vergleich zeigt sich, daß diesmal die Daten für die größeren Streuwinkel sogar unterhalb der berechneten Verteilung liegen.

#### 4. Bestimmung der Aufbruchwirkungsquerschnitte

Bei der Wechselwirkung von Neutronen mit  $^3\text{He}$  treten bei höheren Neutronenenergien auch die Aufbruchkanäle  $^3\text{He}(n,pn)^2\text{H}$  mit einer Schwellenenergie von etwa 7,3 MeV und  $^3\text{He}(n,2n)2p$  (Schwellenenergie 10,3 MeV) auf. Die Aufbruchwirkungsquerschnitte können aus den Impulshöhenspektren des  $^3\text{He}$ -Detektors nicht direkt bestimmt werden, da deren Ereignisse innerhalb der Verteilung der  $^3\text{He}$ -Rückstoßkerne liegen. Aus der Differenz des totalen und den gemessenen partiellen  $n$ - $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitten läßt sich die Summe beider Aufbruchwirkungsquerschnitte ableiten. Der totale elastische Wirkungsquerschnitt wurde durch Integration der gemessenen Winkelverteilungen gewonnen. In Abbildung 22 sind die Wirkungsquerschnitte der Aufbruchreaktionen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie dargestellt. Die Werte sind aufgrund der einzelnen Unsicherheiten der totalen Wirkungsquerschnitte mit großen Fehlern behaftet.

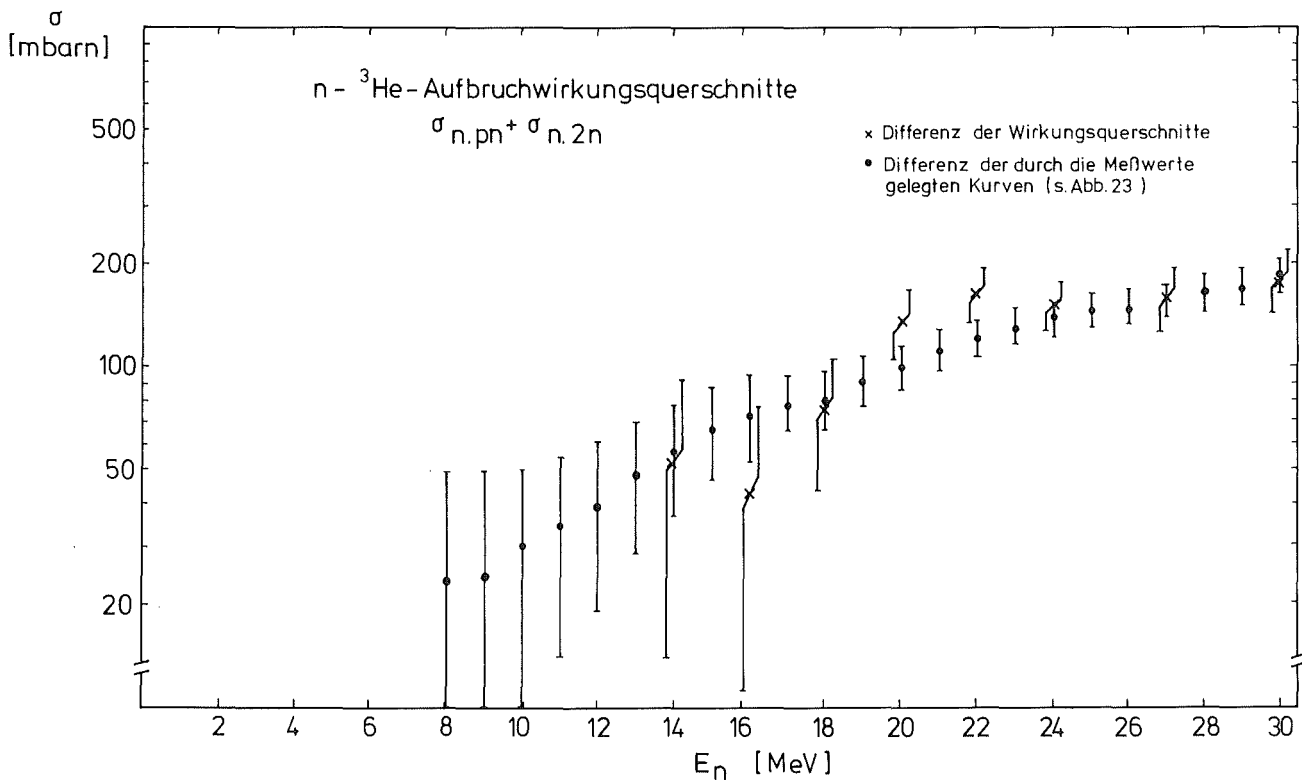


Abb.22: Aufbruchwirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung von Neutronen mit  $^3\text{He}$  als Funktion der Neutronenenergie

#### IV. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde eine große Anzahl neuer Daten gewonnen, so daß es möglich ist, alle integralen Wirkungsquerschnitte des  $n$ - $^3\text{He}$ -Systems im Energiebereich von 1 bis 30 MeV anzugeben.

In Abbildung 23 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_T$ ,  $\sigma_{el}$  und  $\sigma_{in}$  als Funktion der Energie dargestellt. Die durchgezogenen Linien sind frei durch die Datenpunkte gelegte Kurven. Die Werte für den integralen elastischen Wirkungsquerschnitt wurden aus den Koeffizienten  $A_0$  ( $\sigma_{el} = 4\pi \cdot A_0$ ) der Fits mit Legendre Polynomen an die gemessenen Winkelverteilungen gewonnen. Da es für Neutronenenergien unter 5 MeV keine direkten Meßwerte gibt, wurde der integrale elastische Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich aus der Differenz von totalem und Reaktionswirkungsquerschnitt berechnet.

Wie man sieht, ist der Energieverlauf der Wirkungsquerschnitte glatt, es sind keine Strukturen zu erkennen. Die von Lisowski /LIS76/ vermutete schmale Resonanz bei einer Neutronenenergie von etwa 22 MeV kann in keinem Reaktionskanal beobachtet werden. Bei dem Experiment zur Bestimmung des totalen  $n$ - $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitts war die Energieauflösung so gut, daß selbst eine Struktur mit einer Halbwertsbreite von weniger als 20 keV in dem betreffenden Energiebereich um 22 MeV Neutronenenergie gefunden worden wäre. Die Vermutung von Lisowski beruhte auf einer Phasenanalyse, die er unter Verwendung einer Analysierstärkemessung von Busse et al. /BUS72/ bei 22 MeV Neutronenenergie durchgeführt hat. Durch eine neuere Messung bei dieser Energie /DOB79/ wurden die Daten von Busse bereits widerlegt.

In Abbildung 23 sind zusätzlich die Meßwerte von Drog /DR074/ und Goulding /GOU73/ eingetragen. Wie schon erwähnt

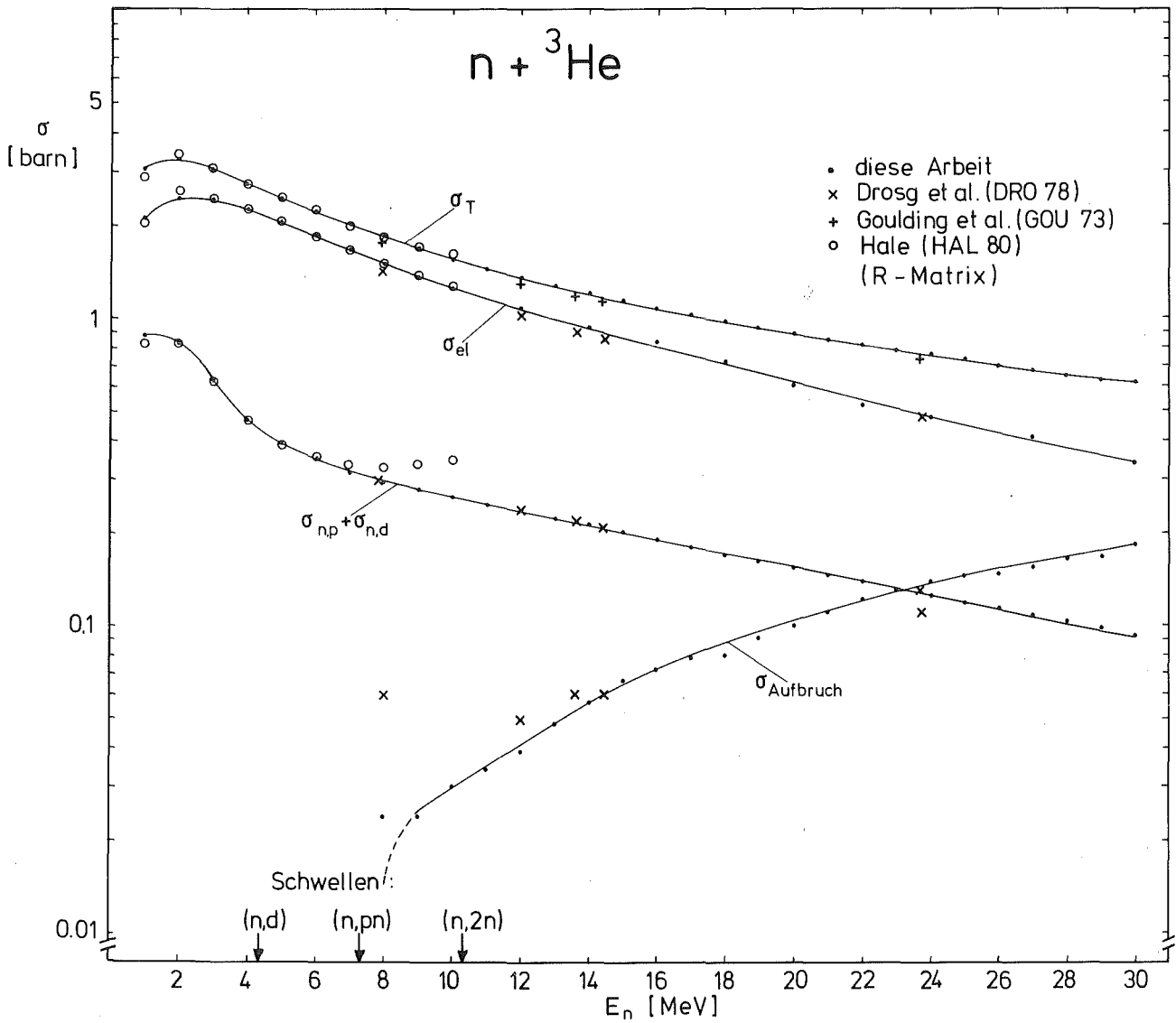


Abb. 23: Energieverlauf der  $n$ - ${}^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitte

wurde (vgl. Kap.III.3.4.4), weichen die Absolutwerte des totalen und des elastischen Wirkungsquerschnitts etwas von den Daten dieser Arbeit ab. Im Energieverlauf besteht gute Übereinstimmung.

Die zusätzlich in die Abbildung 23 eingetragenen Punkte bei Neutronenenergien unter 10 MeV beruhen auf einer R-Matrix-Analyse von Hale /HAL80/. Bei dieser Analyse werden mit Ausnahme der Aufbruch-Kanäle, die aber erst oberhalb 7 MeV wirksam werden, alle Zwei-Teilchen-Kanäle berücksichtigt. Zwischen 3 und 8 MeV stimmen die berechneten mit den in dieser Arbeit gemessenen Werten für den totalen und den elastischen Wirkungsquerschnitt sehr gut überein. Bei den Reaktionswirkungsquerschnitten gibt es oberhalb der Aufbruchschwelle größere Abweichungen.

Den Energiebereich unter 5 MeV genauer zu untersuchen, wäre sehr interessant, denn in diesem Bereich (Anregungsenergien im  $^4\text{He}$  etwas oberhalb 20 MeV) kommen in dem  $^4\text{He}$ -Kern Resonanzen vor /FIA73/. Es gibt dort nur wenige mit großen Unsicherheiten behaftete Meßdaten. Weitere exakte Messungen in kleinen Energieschritten würden viel zum Verständnis des  $^4\text{He}$ -Systems beitragen. Für den Energiebereich unterhalb der Schwelle für die  $^3\text{He}(n,d)\text{D}$ -Reaktion gibt es auch resonating-group-Rechnungen von H.M.Hofmann et al. /HOF80/, die dann mit diesen Meßdaten verglichen werden könnten.

## V. ZUSAMMENFASSUNG

Im Hauptteil dieser Arbeit werden drei Messungen zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für das  $n$ - $^3\text{He}$ -System beschrieben. Alle Experimente wurden am Karlsruher Neutronenflugzeitspektrometer unter Verwendung eines "weißen" gepulsten Neutronenstrahls durchgeführt.

Der totale Wirkungsquerschnitt von Neutronen an  $^3\text{He}$  konnte im Energiebereich von 1 bis 40 MeV mit hoher Präzision bestimmt werden. Aufgrund des langen Flugweges (190 m) für die Neutronen und der guten Zeitauflösung des Deuteronenstrahls des Zyklotrons war eine sehr gute Energieauflösung ( $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-3}$  bei  $E_n = 20$  MeV) möglich, wodurch existierende Daten /GOU73/ beträchtlich verbessert wurden.

Durch Verwendung eines Flüssig- $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors war es möglich, in einem weiteren Experiment die  $n$ - $^3\text{He}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte im Energiebereich zwischen 1 und 30 MeV in 1 MeV-Schritten absolut zu bestimmen. Der Fehler dieser Meßwerte liegt aufgrund der schwer zu berechnenden Randeffekte im Detektor bei 6%. Ein Vergleich der Daten mit berechneten Werten ("detailed balance"-Rechnungen /DR078/) zeigt sehr gute Übereinstimmung.

In dem 3. Experiment wurden Winkelverteilungen (Streuwinkel:  $\Theta_{\text{c.m.}} = 33^\circ - 178^\circ$ ) der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung im gesamten Energiebereich zwischen 5 und 30 MeV gleichzeitig gemessen. Als Streuprobe wurde wiederum der Flüssig- $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektor verwendet. Durch eine vielparametrische Datenaufnahme konnten untergrundarme Streuspektren gewonnen werden. Aus den Rohdaten wurden für 15 Energieschnitte Winkelverteilungen gewonnen. Die statistischen Fehler der Meßwerte betragen bei 90% aller Punkte weniger als 2%. Damit liegen für das  $n$ - $^3\text{He}$ -System Meßwerte für alle Wirkungsquerschnitte im gesamten Energiebereich von 1 bis 30 MeV vor.

Mit diesen Daten, den Ergebnissen einer Analysierstärkemessung zwischen 15 und 30 MeV, die am Karlsruher Meßplatz

für polarisierte Neutronen durchgeführt aber noch nicht vollständig ausgewertet wurde, sowie weiteren Daten anderer Autoren soll eine neue Phasenanalyse durchgeführt werden. Es wird dann möglich sein, energieabhängige Phasen für einen großen Energiebereich (bis 30 MeV) anzugeben. Damit hat man einen weiteren Schritt zum besseren Verständnis des  $A = 4$ -Systems getan.



ANHANG

1. Numerische Darstellung der Meßergebnisse

a) Integrale n-<sup>3</sup>He-Wirkungsquerschnitte (in mbarn)

$E_n$ [MeV]	$\sigma_T$	$\sigma_{el}$	$\sigma_{n,p}$	$\sigma_{d,d}$	$\sigma_{\text{Aufbruch}}$
1	3098 ± 3	2214 ± 30	884 ± 29		
2	3280 ± 1	2441 ± 20	839 ± 28		
3	3047 ± 1	2405 ± 20	642 ± 22		
4	2721 ± 1	2247 ± 20	474 ± 17		
5	2455 ± 2	2054 ± 60	372 ± 13		
6	2213 ± 2	1878 ± 50	311 ± 11	42,7 ± 4	
7	2008 ± 2	1678 ± 50	254 ± 10		
8	1839 ± 2	1493 ± 45			
9	1690 ± 2	1366 ± 35	211 ± 12		
10	1562 ± 2	1257 ± 31	195 ± 11		
11	1454 ± 1		179 ± 10		
12	1356 ± 1	1089 ± 27	164 ± 9		
13	1273 ± 1		151 ± 8	75,0 ± 6	
14	1200 ± 1	933 ± 23	140 ± 8	74,0 ± 5	53 ± 37
15	1134 ± 1		130 ± 7	73,4 ± 5	
16	1075 ± 1	839 ± 21	121 ± 7	73,1 ± 5	42 ± 34
17	1021 ± 1		113 ± 6	67,8 ± 5	
18	974 ± 2	729 ± 18	104 ± 6	67,0 ± 5	74 ± 31
19	926 ± 2		97,6 ± 5	63,2 ± 5	
20	887 ± 2	598 ± 18	93,4 ± 5	61,8 ± 5	134 ± 30
21	851 ± 2		88,1 ± 5	58,8 ± 4	
22	819 ± 2	520 ± 16	83,0 ± 5	55,0 ± 4	161 ± 27
23	785 ± 3		77,5 ± 4	58,0 ± 4	
24	758 ± 3	482 ± 17	71,8 ± 4	53,4 ± 4	151 ± 24
25	727 ± 4		69,4 ± 4	53,9 ± 4	
26	693 ± 4		62,5 ± 4	52,2 ± 4	
27	674 ± 5	409 ± 20	61,3 ± 4	46,6 ± 4	157 ± 33
28	649 ± 5		57,6 ± 4	45,5 ± 4	
29	627 ± 6		53,9 ± 4	46,5 ± 4	
30	617 ± 7	346 ± 21	48,2 ± 5	43,4 ± 4	179 ± 36
31	601 ± 7				
32	581 ± 8				
33	567 ± 9				
34	553 ± 10				
35	522 ± 10				
36	503 ± 11				
37	489 ± 12				
38	492 ± 13				
39	481 ± 14				
40	456 ± 15				

b) differentielle Wirkungsquerschnitte (in mbarn/sr)

$E_n = 5 \text{ MeV}$			$E_n = 6 \text{ MeV}$			$E_n = 7 \text{ MeV}$		
$\Theta_{\text{CM}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{\text{CM}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{\text{CM}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
33,1	409,6	41,0	33,1	394,2	7,1	33,1	366,1	6,6
58,7	264,0	15,8	46,0	318,6	9,2	46,0	281,0	9,0
70,9	156,0	5,4	58,7	216,9	5,4	58,7	196,3	4,9
82,6	82,6	5,4	70,9	156,5	4,8	70,9	134,5	3,9
93,8	51,2	1,9	82,6	79,9	4,5	82,6	72,7	3,4
109,5	44,7	2,7	93,8	41,8	1,7	93,8	34,7	1,5
123,8	60,6	3,0	109,5	28,9	1,7	109,5	20,4	1,3
136,8	95,2	1,4	123,8	39,7	1,7	123,8	32,6	1,3
148,7	152,2	2,5	136,8	73,4	1,1	136,8	58,6	1,0
159,6	184,9	2,5	148,7	125,6	1,7	148,7	106,5	1,5
166,6	200,2	6,1	159,6	162,4	2,2	159,6	142,5	1,9
179,2	203,7	6,2	166,6	173,4	3,9	166,6	158,0	3,1
			179,2	180,0	5,6	179,2	160,2	5,1

$E_n = 8 \text{ MeV}$			$E_n = 9 \text{ MeV}$			$E_n = 10 \text{ MeV}$		
$\Theta_{\text{CM}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{\text{CM}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{\text{CM}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
33,1	337,9	6,5	33,1	324,5	5,8	33,1	306,3	4,8
46,0	247,7	8,3	46,0	229,1	7,7	46,0	216,4	6,1
58,7	173,9	4,4	58,7	153,5	3,6	58,7	140,1	3,1
70,9	118,2	3,3	70,9	103,5	2,8	70,9	89,4	2,4
82,6	62,3	2,4	82,6	53,6	1,7	82,6	49,0	1,3
93,8	31,0	1,3	93,8	26,0	1,1	93,8	23,3	0,8
109,5	16,6	1,0	109,5	12,9	0,7	109,5	11,1	0,5
123,8	24,9	1,0	123,8	22,3	0,9	123,8	17,9	0,6
136,8	47,6	0,9	136,8	40,2	0,8	136,8	35,5	0,5
148,7	85,9	1,2	148,7	73,6	1,1	148,7	65,2	0,8
159,6	118,8	2,4	159,6	104,4	1,5	159,6	90,3	1,1
166,6	133,2	2,5	166,6	118,9	2,1	166,6	102,7	1,3
179,2	142,5	3,1	179,2	125,1	2,7	179,2	111,1	2,1

$E_n = 12 \text{ MeV}$			$E_n = 14 \text{ MeV}$			$E_n = 16 \text{ MeV}$		
$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
33,1	275,2	4,7	33,1	244,0	4,1	33,1	230,3	3,8
46,0	198,7	5,6	46,0	162,7	3,6	46,0	148,2	3,3
58,7	123,7	2,8	58,7	108,7	2,3	58,7	93,9	2,1
70,9	69,9	1,8	70,9	59,0	1,5	70,9	48,5	1,3
82,6	41,9	1,1	82,6	31,7	0,9	82,6	25,4	0,7
93,8	19,8	0,7	109,5	6,7	0,3	93,8	11,8	0,4
109,5	7,8	0,4	123,8	9,1	0,3	109,5	4,9	0,2
123,8	12,9	0,4	136,8	21,6	0,4	123,8	7,1	0,2
136,8	26,6	0,4	148,7	40,4	0,5	136,8	16,3	0,4
148,7	50,4	0,7	159,6	57,6	0,7	148,7	32,7	0,4
159,6	68,5	0,8	166,6	64,1	1,1	159,6	47,2	0,6
166,6	79,0	1,0	179,2	70,9	1,8	166,6	60,1	0,9
179,2	90,0	2,2				179,2	61,8	1,8

$E_n = 18 \text{ MeV}$			$E_n = 20 \text{ MeV}$			$E_n = 22 \text{ MeV}$		
$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
33,1	211,9	3,6	33,1	175,4	3,2	46,0	92,1	2,6
46,0	123,6	2,8	46,0	101,8	2,3	58,7	54,3	1,6
58,7	72,9	1,7	58,7	59,7	1,6	70,9	24,6	0,7
70,9	38,1	1,0	70,9	30,8	0,8	82,6	13,0	0,4
82,6	19,4	0,6	82,6	15,8	0,5	93,8	6,3	0,2
93,8	9,6	0,3	93,8	7,6	0,3	109,5	3,7	0,2
109,5	4,6	0,2	109,5	4,4	0,2	123,8	4,4	0,2
123,8	5,9	0,2	123,8	4,4	0,2	136,8	9,2	0,4
136,8	12,4	0,3	136,8	11,5	0,4	148,7	15,9	0,5
148,7	25,4	0,4	148,7	22,9	0,5	159,6	26,5	0,6
159,6	38,4	0,6	159,6	30,0	0,7	166,6	31,4	0,8
166,6	45,1	0,8	166,6	38,9	0,8			

$E_n = 24 \text{ MeV}$			$E_n = 27 \text{ MeV}$			$E_n = 30 \text{ MeV}$		
$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
46,0	85,7	2,6	46,0	75,8	2,7	46,0	62,0	2,9
58,7	45,0	1,6	58,7	39,2	1,5	58,7	34,1	1,6
70,9	23,6	0,7	70,9	20,0	0,8	70,9	16,1	0,6
82,6	12,6	0,5	82,6	10,8	0,5	82,6	8,6	0,5
93,8	5,9	0,2	93,8	4,7	0,2	93,8	4,1	0,3
109,5	3,6	0,2	109,5	3,0	0,2	109,5	2,9	0,2
123,8	4,1	0,2	123,8	3,9	0,3	123,8	3,4	0,3
136,8	7,7	0,4	136,8	5,9	0,5	136,8	4,7	0,6
148,7	15,9	0,5	148,7	12,1	0,7	148,7	10,1	0,8
159,6	24,0	0,8	159,6	17,8	1,0	159,6	14,3	1,1
166,6	29,2	1,0	166,6	24,0	1,4	166,6	18,6	1,5

c) Koeffizienten von Fits und Legendre Polynomen an die Daten  
des differentiellen Wirkungsquerschnitts

$E_n$ [MeV]	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$A_6$	$\chi^2/F$
5	163,43	165,56	199,39	-16,40				5,73
6	149,45	171,29	194,11	- 9,74	11,43			6,18
7	133,54	162,53	182,90	- 1,50	17,58			6,20
8	118,81	153,48	167,58	7,83	20,25			3,69
9	108,72	148,33	163,63	18,47	23,24			5,18
10	100,05	141,45	154,38	22,47	22,89			2,90
12	86,65	130,80	137,76	26,18	20,81			3,24
14	74,28	115,92	122,55	28,18	20,59			2,10
16	66,77	110,72	119,81	36,12	23,90			4,23
18	58,00	101,40	112,79	46,08	31,56	5,79	3,67	2,05
20	47,58	82,33	92,15	36,23	23,28	1,89	0,37	3,90
22	41,37	72,47	80,78	32,36	18,94	0,72	0,40	3,86
24	38,37	68,13	76,41	33,83	22,52	4,18	3,32	2,00
27	32,52	58,52	63,96	28,54	17,79	3,58	3,54	2,22
30	27,57	50,22	55,00	26,07	15,40	2,75	2,44	1,09

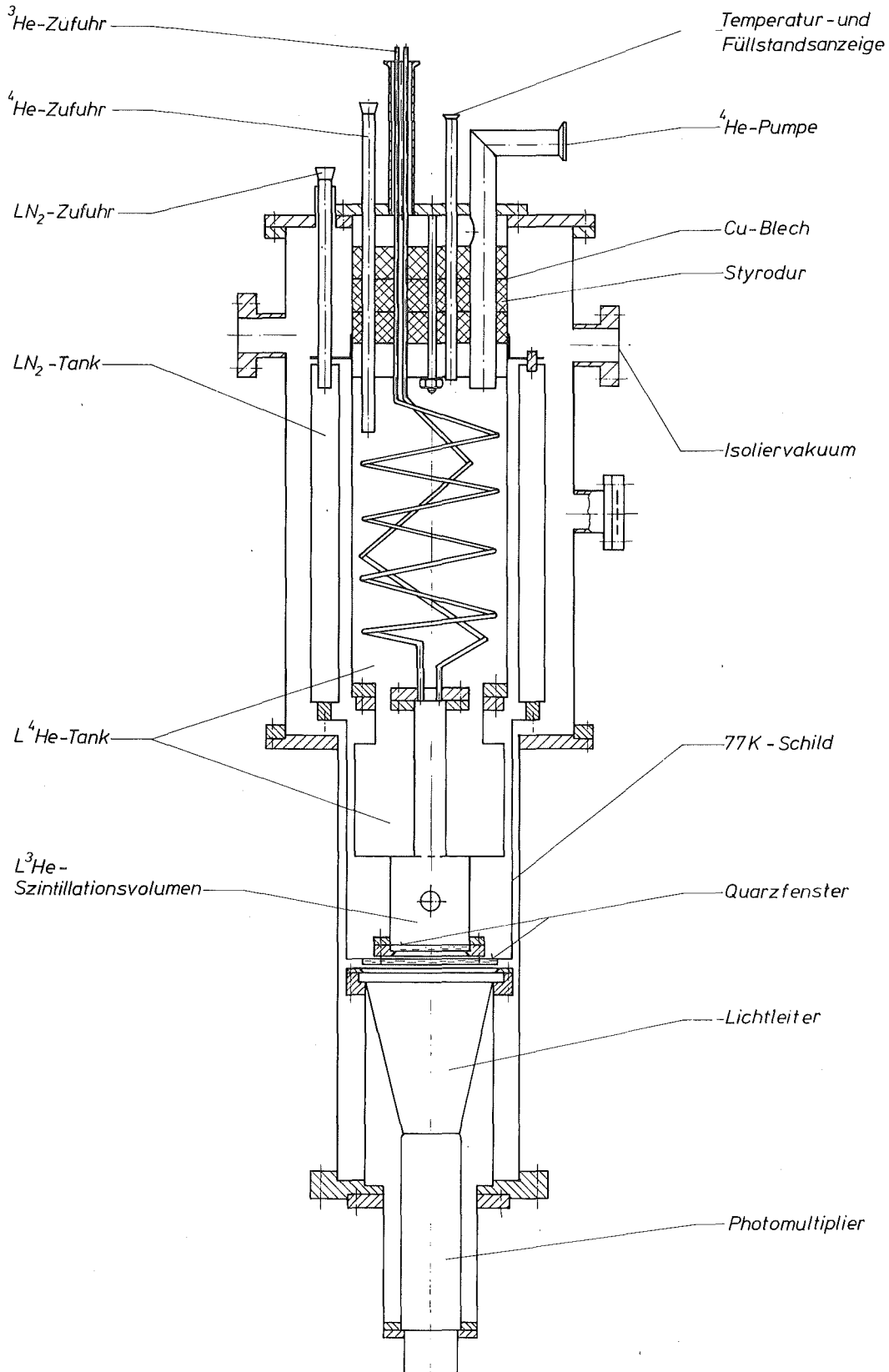
## 2. Der Flüssig-<sup>3</sup>He-Szintillationsdetektor

Der in zwei Experimenten (Kap. III.2. und III.3.) benutzte Flüssig-<sup>3</sup>He-Szintillationsdetektor ist eine Weiterentwicklung des von R. van Staa et al. /STA76/ beschriebenen Detektors, der für Experimente bis 10 MeV Energie konzipiert war. Für Streuexperimente mit Neutronen mit höheren Energien ( $\geq 30$  MeV) wurde das <sup>3</sup>He-Szintillationsvolumen von 46 mm  $\emptyset$  x 50 mm Höhe auf 70 mm  $\emptyset$  x 75 mm Höhe vergrößert. Außerdem wurden kryotechnische Veränderungen durchgeführt, die einen stabileren Betrieb gewährleisten.

In Abbildung 24 ist der neue Aufbau des <sup>3</sup>He-Detektors dargestellt. Er besteht aus einem <sup>4</sup>Helium-Bad-Kryostaten, in dem ein separates <sup>3</sup>He-System eingebettet ist. Licht, das im Szintillationsvolumen erzeugt wird, gelangt durch zwei Quarzfenster und einen Lichtleiter in einen Photomultiplier des Typs XP 2020 (Firma VALVO) und wird dort nachgewiesen. Da das Szintillationslicht im Helium im kurzwelligen UV-Bereich (600 Å bis 1000 Å) liegt, war die Beschichtung der Wände des <sup>3</sup>He-Volumens mit einem "wavelength-shifter" (DPS, Firma Nuclear Enterprises) notwendig.

Abbildung 25 zeigt das Funktionsprinzip des Detektors. In der linken Hälfte ist das <sup>3</sup>He-System, bestehend aus Vorratstank (250 l <sup>3</sup>He-Gas), Gasreinigungsanlage (stickstoffgekühltes Molekularsieb), Kondensationswendel und Szintillationsvolumen zu sehen und auf der rechten Seite das <sup>4</sup>He-System, bestehend aus Flüssig-<sup>4</sup>He-Bad, Regelventil und Pumpe.

Abb. 24: Flüssig-<sup>3</sup>He-Szintillationsdetektor



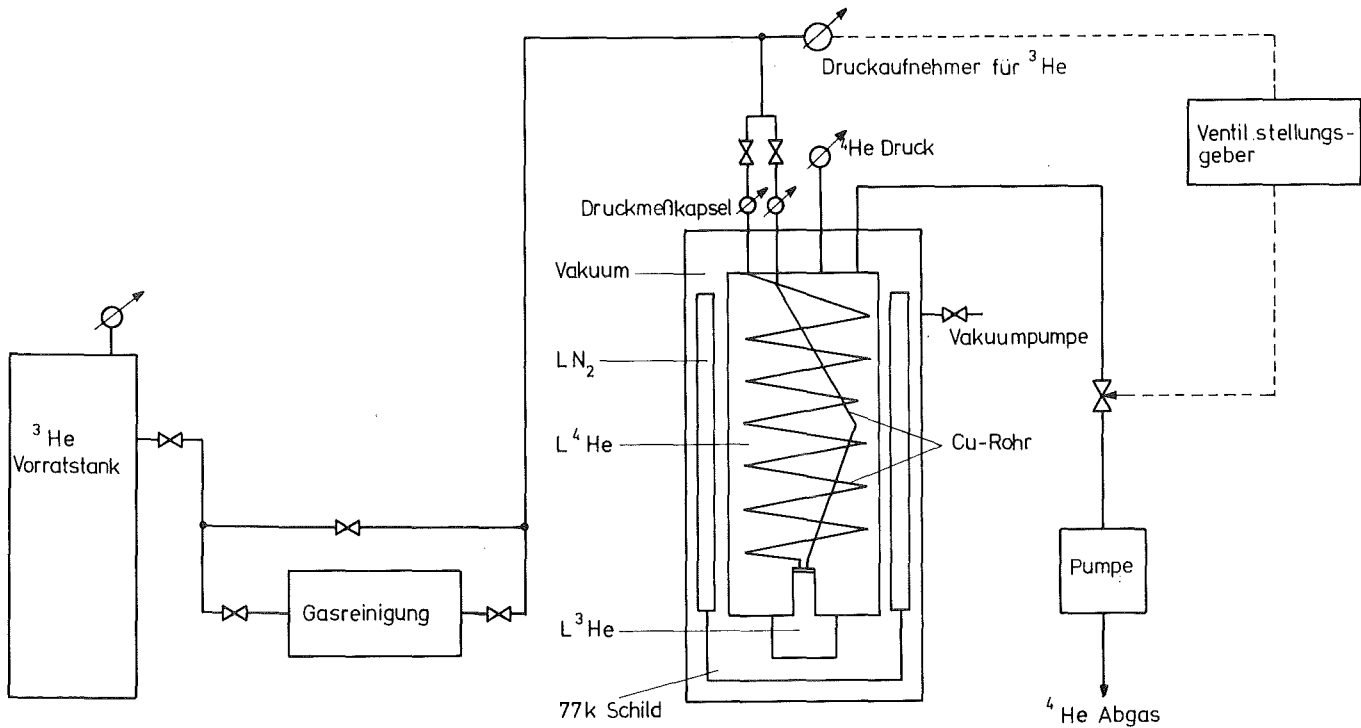


Abb.25: Funktionsprinzip des  $^3\text{He}$ -Detektors

Um das  $^3\text{He}$ -Gas zu kondensieren, muß das Detektorvolumen auf eine Temperatur unter 3 K abgekühlt werden. Dazu wird der  $^4\text{He}$ -Dampfdruck durch Abpumpen erniedrigt. In einer etwa 4 m langen Kupferwendel (4 mm x 0,5 mm), die zum größten Teil von flüssigem  $^4\text{He}$  umgeben ist, kühlt das  $^3\text{He}$ -Gas ab, kondensiert und tropft in das Szintillationsvolumen. Die zweite, kürzere Wendel dient nur als Sicherheitsleitung und ist während des Normalbetriebs durch ein Ventil geschlossen. Bei einem Druck von etwa 53 mbar im  $^4\text{He}$ -Volumen wird eine Temperatur von 2,2 K erreicht, was im Gleichgewicht einem Dampfdruck von 287 mbar über dem verflüssigtem  $^3\text{He}$  entspricht. Die  $^3\text{He}$ -Flüssigkeitsmenge reicht dann aus, das Szintillationsvolumen von  $289\text{ cm}^3$  vollständig zu füllen. Die Dichte des flüssigen  $^3\text{He}$  bei 2,2 K beträgt  $0,076\text{ g/cm}^3$ , mehr als das 500-fache der Dichte des gasförmigen  $^3\text{He}$  bei Raumtemperatur.

Beim Betrieb des Detektors sollten die Kerndichte im flüssigen  $^3\text{He}$  und damit auch Temperatur und Dampfdruck konstant bleiben. Dazu wird der Druck gemessen. Über ein Druckregelgerät wird damit ein Ventil gesteuert, das die Menge des abgepumpten  $^4\text{He}$ -Gases dosiert.

Wie sich herausgestellt hat, genügt es nicht, den  $^4\text{He}$ -Dampfdruck konstant zu halten, denn je nach Füllstand des flüssigen  $^4\text{He}$  mißt man einen leicht unterschiedlichen Dampfdruck über dem flüssigen  $^3\text{He}$ .

Die Standzeit des Detektors beträgt etwa 16 Stunden, dann muß der  $^4\text{He}$ -Vorrat wieder aufgefüllt werden. Das Auffüllen geschieht während des Abpumpens, damit sich der Kryostat in dieser Zeit nicht zu stark erwärmt. Nach ca. 30 Minuten ist der Detektor wieder einsatzbereit. Der  $^4\text{He}$ -Verbrauch liegt bei 15 l pro Tag.

Neben der guten Zeitauflösung des Flüssig- $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors von etwa 1 ns zeichnet diesen Detektor auch eine strikte lineare Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Energie aus, wie man in Abbildung 26 sieht.

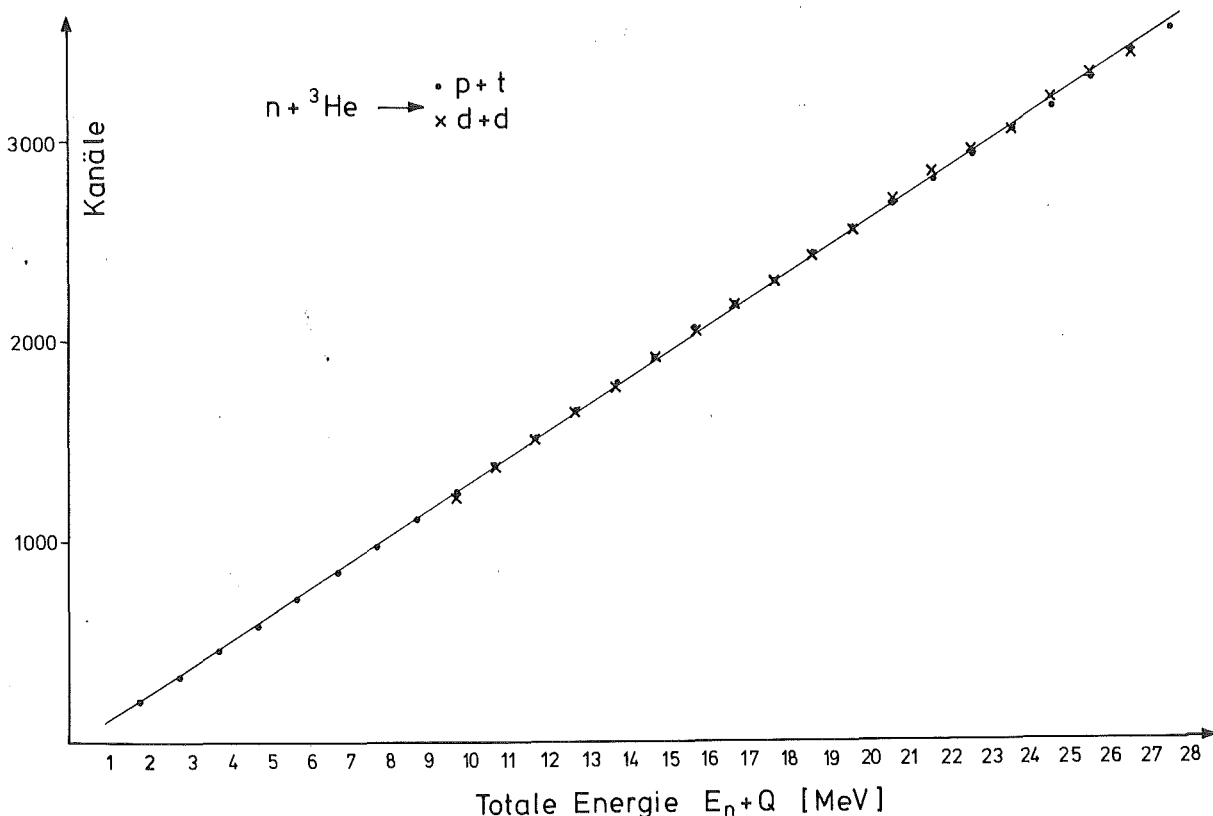


Abb.26: Lichtausbeute der  $n-^3\text{He}$ -Reaktionsprodukte als Funktion der Energie



Die Lichtausbeute  $A$  der  $^3\text{He}$ -Rückstoßkerne ist etwas kleiner als die der Reaktionsprodukte. Es gilt näherungsweise:

$$A_{^3\text{He}}(E) = 0,9 \cdot A_{\text{pt}}(E); \quad A_{\text{pt}}(E) = A_{\text{dd}}(E)$$

Für die Energieauflösung des Detektors kann folgende Beziehung angegeben werden:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,25}{\sqrt{E}} \quad (E = E_n + Q \text{ in MeV})$$

Sie liegt für eine Energie von 10 MeV bei 8%.

Auf den Einfluß der Rand-Effekte auf das Impulshöhenspektrum wird in Anhang 3 näher eingegangen.

Da sich bei allen Neutronenenergien der Peak der  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktion aus dem Impulshöhenspektrum separieren läßt, ermöglicht dieser Detektor absolute Neutronenfluß-Messungen.

### 3. Bestimmung der "Randeffekte" für den $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektor

Wenn im  $^3\text{He}$ -Detektor in der Nähe der Wände des Szintillationsvolumens eine Reaktion stattfindet, besteht eine Wahrscheinlichkeit, daß die Reaktionsprodukte das Volumen verlassen und ihre Energie nicht vollständig innerhalb des Szintillators abgeben. Dieser "Randeffekt" hängt von der Detektordimension und der Reichweite der geladenen Teilchen in der Flüssigkeit ab.

Je nach Neutroneneinschußenergie gibt es einen unterschiedlich großen Anteil von Reaktionsereignissen, die in der Szintillationsflüssigkeit nicht vollständig gestoppt wurden

und deshalb im Impulshöhenspektrum irgendwo unterhalb der Maximalenergie  $E_n + Q$  liegen. Für beide Neutronenstrahldurchmesser, die in den in Kap. III beschriebenen Experimenten verwendet wurden, wird dieser Anteil berechnet. Zusätzlich wird für eine Neutronenenergie von 20 MeV auch die Verteilung der p+t-Reaktionsprodukte im Impulshöhenspektrum angegeben.

Es wird davon ausgegangen, daß innerhalb der Wechselwirkungszone, gebildet von Neutronenstrahl im Szintillationsvolumen, jeder Ort für eine Reaktion gleich wahrscheinlich ist. Zur Vereinfachung wird die Untersuchung nur in zwei Ebenen durchgeführt, in der Streuebene und senkrecht dazu in Strahlrichtung.

Am Beispiel der  $n+{}^3\text{He} \rightarrow \text{p+t}$ -Reaktion für eine Neutronenenergie von 20 MeV und den 20 mm Neutronenstrahl wird das hier angewandte Verfahren dargestellt.

Zunächst muß der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$  berücksichtigt werden. Für diese Reaktion existieren allerdings keine Meßdaten. M. Drosch /DR078/ gibt für die Winkelverteilungen Polynom-Koeffizienten an, die mit Hilfe von "detailed-balance"-Rechnungen aus  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ -Daten gewonnen wurden.

In Schritten von  $20^\circ$  wird untersucht, welcher Anteil aller Reaktionsteilchen ihre Energie nicht vollständig innerhalb des Szintillationsvolumens abgeben. Aufgrund der Kinematik der Reaktion kennt man für jeden Winkel die Energien von Proton und Triton und damit auch die mittlere Reichweite der Teilchen in flüssigem  ${}^3\text{He}$  /WIL66/. Bei einem Winkel von  $40^\circ_{\text{Lab}}$  hat das Proton eine Energie von 17,76 MeV und etwa 34 mm Reichweite. Das Triton mit einer Energie von 3 MeV wird unter einem Winkel von  $-65^\circ$  emittiert, ist aber schon nach 0,6 mm vollständig gestoppt.

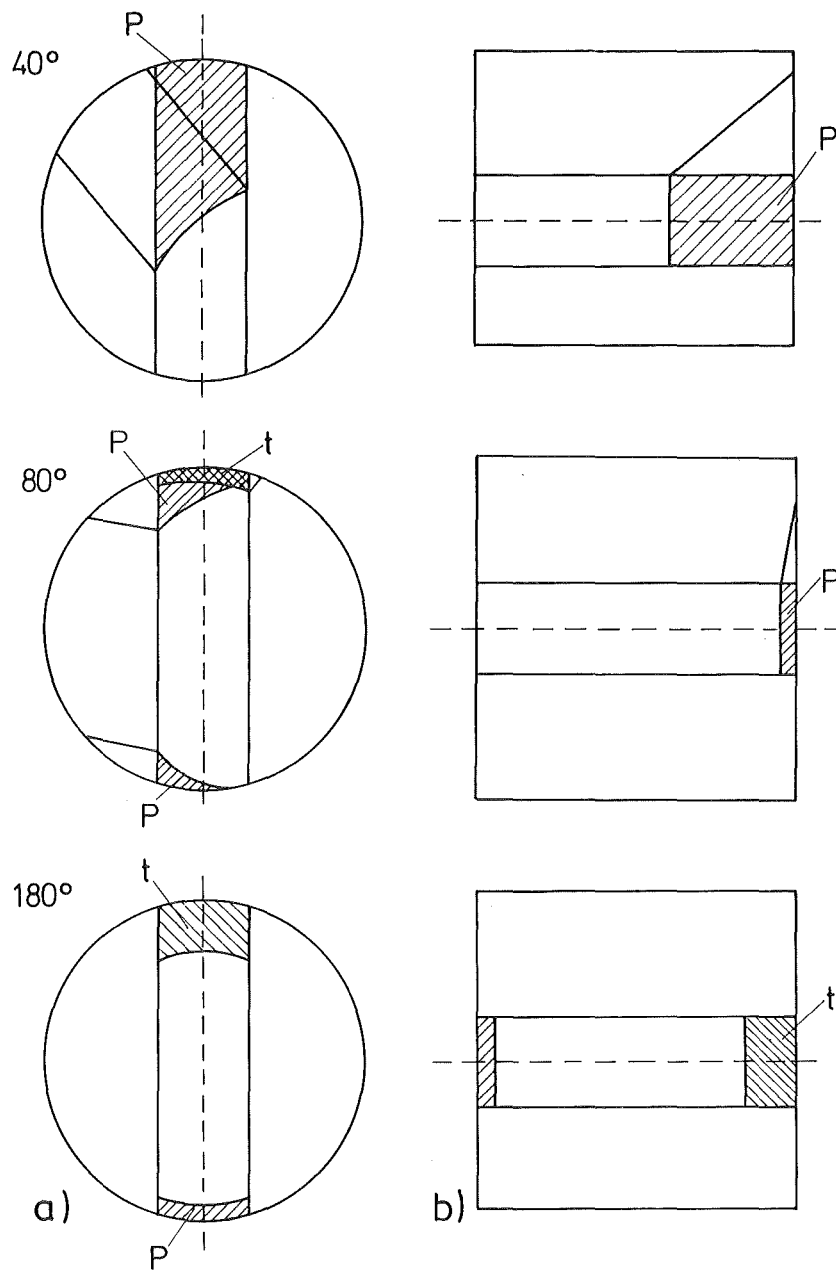


Abb.27: Bereiche im Szintillationsvolumen, aus denen nach einer Reaktion die geladenen Teilchen aufgrund ihrer Reichweite den Detektor verlassen können. Die gestrichelte Linie deutet die Strahlachse an; a) Aufsicht b) Seitenansicht

In Abbildung 27 sind für 3 Protonenwinkel,  $40^\circ$ ,  $80^\circ$  und  $180^\circ$  im Laborsystem schraffierte Bereiche im  $^3\text{He}$ -Szintillationsvolumen dargestellt. Wenn innerhalb dieser Flächen eine Reaktion stattfindet, wird eines der beiden geladenen

Teilchen (oder beide) das Detektorvolumen verlassen. Damit wird die Gesamtenergie der Reaktionsprodukte nicht vollständig an den Szintillator abgegeben. Das Verhältnis der schraffierten Fläche zur gesamten vom Neutronenstrahl durchsetzten Fläche ist ein Maß für den Anteil der Reaktionsereignisse, die im Impulshöhenspektrum nicht im Reaktionspeak liegen. Da das Szintillationsvolumen ein stehender Zylinder ist, wird auch die Ebene in der Zylinderachse berücksichtigt (siehe Abb.27). Die gewonnenen Verhältnisse für beide Ebenen werden gemittelt.

Für jeden Winkel erhält man einen Anteil, der mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem Raumwinkel gewichtet wird. Daraus ergibt sich schließlich die Größe des Randeffektes.

Das Ergebnis dieser Abschätzung ist in Abbildung 28 dargestellt. Es ist für beide Reaktionskanäle beim Neutronenstrahl von 20 mm Durchmesser und für die p+t-Reaktion beim 60 mm Strahl ein Faktor F gegen die Neutronenenergie aufgetragen. Mit diesem Faktor ist die Zählrate des Reaktionspeaks zu multiplizieren, um die Gesamtzahl der Reaktionsereignisse zu erhalten. Es ist zu erkennen, daß bei hohen Neutronenenergien für den p+t-Kanal nur ein kleiner Teil aller Ereignisse im Reaktionspeak zu finden ist. Für die  $n+{}^3\text{He} \rightarrow d+d$ -Reaktion ist der Randeffekt etwa dreimal kleiner.

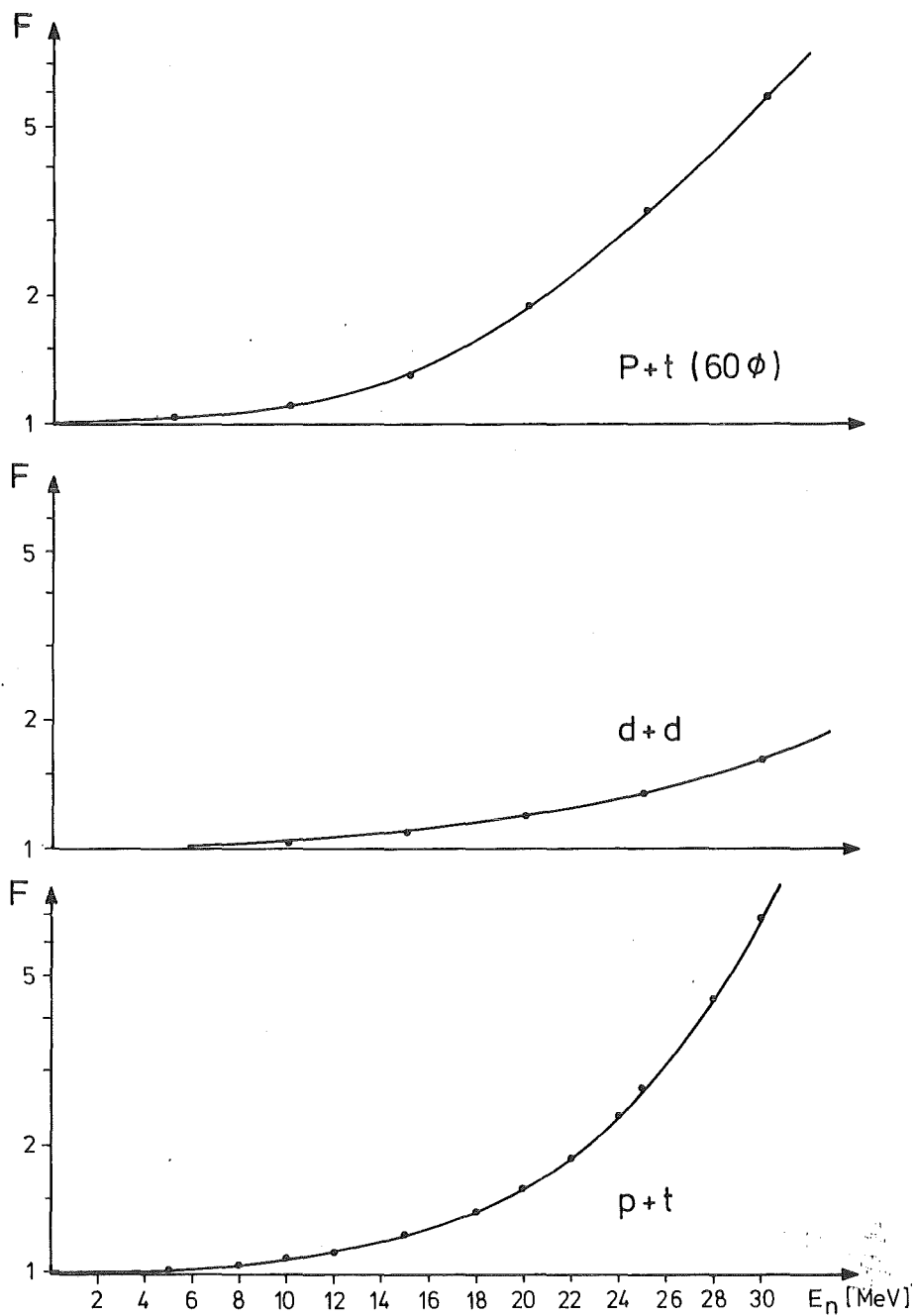


Abb.28: Korrekturfaktoren für die Reaktionspeak-Zählraten als Funktion der Neutronenenergie

Zur Bestimmung der Verteilung der Reaktionsprodukte im Impulshöhenspektrum wird für jeden Ort in den betrachteten Ebenen des Detektorvolumens die gesamte aufgrund der Reichweitebeziehungen an den Szintillator abgegebene Energie be-

rechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 29 dargestellt.

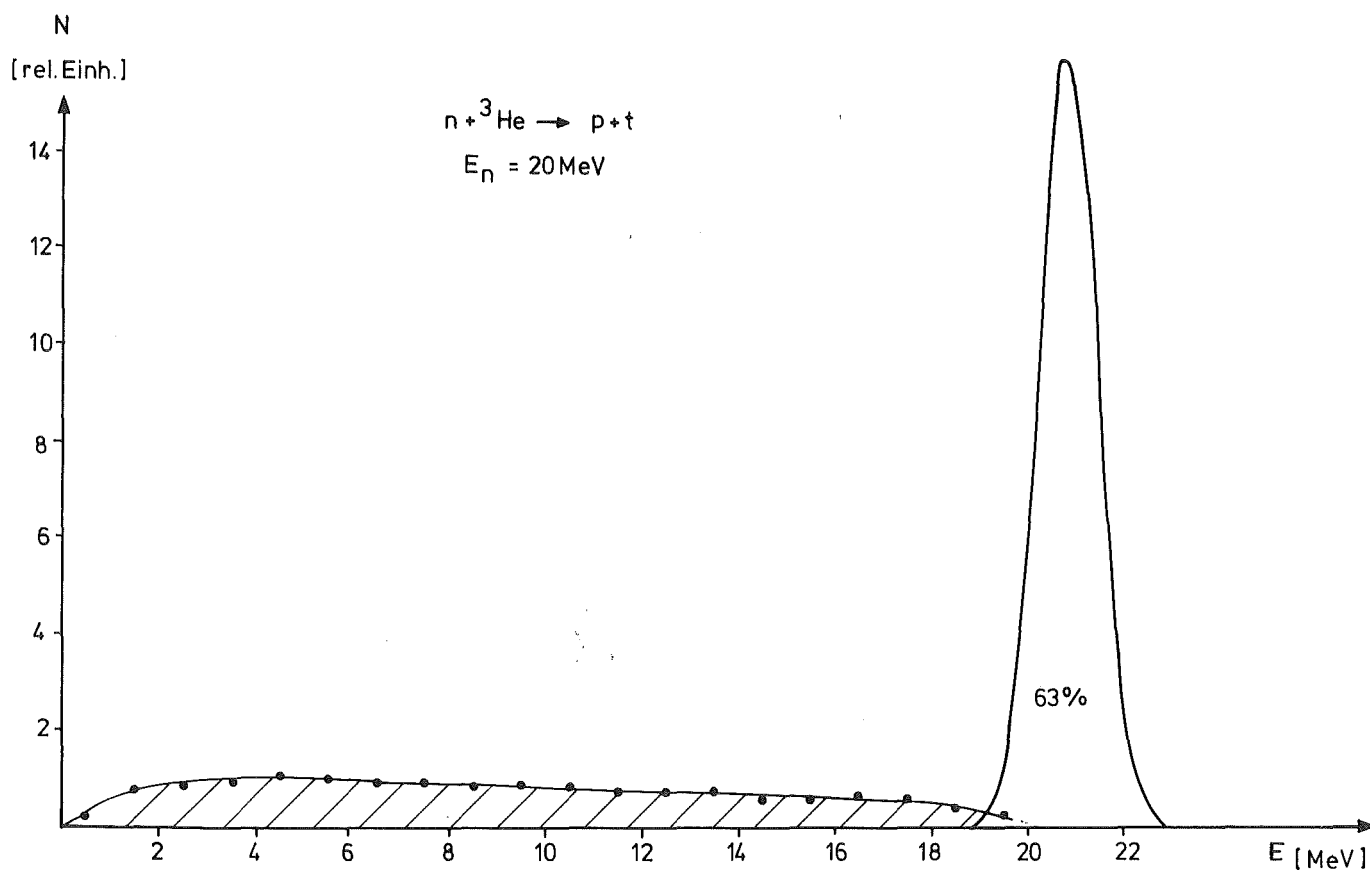


Abb.29: Verteilung der Reaktionsprodukte im Impulshöhenspektrum

Für alle Reaktionsprodukte, die im Szintillator vollständig gestoppt wurden, d.h. im Reaktionspeak enthalten sind, wird eine Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von 1,5 MeV angegeben. Es ist zu erkennen, daß die Verteilung aller anderen Ereignisse zu kleinen Impulshöhen ansteigt, was daran liegt, daß das Triton fast immer im flüssigen  ${}^3\text{He}$  gestoppt wird - auch wenn das Proton den Szintillator verläßt.

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 1: Flußverteilung des "weißen" Neutronenstrahls
- Abb. 2: Schematischer Aufbau des Transmissionsexperiments
- Abb. 3: Flugzeitspektrum für die Messung "mit  $^3\text{He}$ -Probe"
- Abb. 4: Prinzipschaltbild der Elektronik
- Abb. 5: Totaler  $n$ - $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenenergie
- Abb. 6: Totaler  $n$ - $^4\text{He}$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenenergie
- Abb. 7: Resonanz im  $^5\text{He}$ -System bei 16,7 MeV Anregungsenergie
- Abb. 8: Schematischer Aufbau des Experiments zur Bestimmung der totalen  $n$ - $^3\text{He}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte
- Abb. 9: Energieverteilung der Neutronen im "weißen" Neutronenstrahl
- Abb.10: Isometrische Darstellung der Neutronenlaufzeit  $T$  gegen die Impulshöhe  $I$  im  $^3\text{He}$ -Detektor
- Abb.11: Impulshöhenspektren des  $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektors
- Abb.12:  $n$ - $^3\text{He}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenenergie. Die durchgezogenen Linien sind Ergebnisse von detailed balance Rechnungen (DRO 78).
- Abb.13: Impulshöhenspektrum des  $^3\text{He}$ -Detektors für Neutronen mit einer Energie von 6 MeV
- Abb.14: Schematischer Aufbau des Streuexperiments
- Abb.15: Stark vereinfachtes Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus
- Abb.16: Quellspektrum
- Abb.17: Isometrische Darstellung der Neutronenlaufzeit  $T$  gegen die Impulshöhe  $I$  für die Streuung von Neutronen von 10 MeV an  $^3\text{He}$  unter einem Winkel von  $150^\circ$

- Abb.18: Prozentualer Anteil des Untergrundes am Peakinhalt
- Abb.19: Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung bei  $E_n = 12$  MeV
- Abb.20: Winkelverteilungen der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung
- Abb.21: Vergleich der Meßwerten des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung mit Daten anderer Autoren
- Abb.21a: Vergleich der Meßwerte des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen  $n$ - $^3\text{He}$ -Streuung bei  $E_n = 12$  MeV mit einer aus Streuphasen von Lisowski /LIS76/ berechneten Verteilung
- Abb.21b: Differentieller Wirkungsquerschnitt bei  $E_n = 8$  MeV
- Abb.22: Aufbruchs-Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung von Neutronen mit  $^3\text{He}$  als Funktion der Neutronenenergie
- Abb.23: Energieverlauf der  $n$ - $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitte

#### ANHANG

- Abb.24: Flüssig- $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektor
- Abb.25: Funktionsprinzip des  $^3\text{He}$ -Detektors
- Abb.26: Lichtausbeute der  $n$ - $^3\text{He}$ -Reaktionsprodukte als Funktion der Energie
- Abb.27: Bereiche im Szintillationsvolumen aus denen nach einer Reaktion die geladenen Teilchen aufgrund ihrer Reichweite den Detektor verlassen können
- Abb.28: Korrekturfaktoren für die Reaktionspeak-Zählraten als Funktion der Neutronenenergie
- Abb.29: Verteilung der Reaktionsprodukte im Impulshöhenspektrum



VERZEICHNIS DER TABELLEN

Tab.1: Energieniveaus des  $^4\text{He}$ -Kerns

Tab.2: Eingangs- und Ausgangskanäle des  $^4\text{He}$ -Systems

Tab.3: Zählraten und Ergebnisse der Messung zur Bestimmung des absoluten  $n\text{-}^3\text{He} \rightarrow p+t$ -Reaktionswirkungsquerschnitts

LITERATURVERZEICHNIS

- /AIR78/ L'Air Liquide, Encyclopédie des Gaz
- /AJZ74/ F.Ajzenberg-Selove et al., Nucl.Phys. A227 (1974) 1
- /ANT67/ B.Antolkovic et al., Phys.Rev. 159 (1967) 777
- /BEH66/ A.F.Behof et al., Nucl.Phys. 84 (1966) 290
- /BEN79/ H.Bente, Diplomarbeit, Bochum (1979)
- /BEV77/ J.J.Bevelacqua, Phys.Rev. C16 (1977) 1782
- /BR079/ R.E.Brown et al., Phys.Rev. C20 (1979) 892
- /BUE69/ F.W.Büsser et al., Nucl.Phys. A129 (1969) 666
- /BUS72/ W.Busse et al., Nucl.Phys. A187 (1972) 21
- /CIE68/ S.Cierjacks et al., Rev.Sc.Instr. 39 (1968) 1279
- /DOB79/ H.Dobiasch, Dissertation, Karlsruhe (1979)
- /DRI77/ C.Drigs et al., Nu.Cim. 18 (1977) 306
- /DRI79/ L.J.Dries et al., Phys.Lett. 80B (1979) 176
- /DR074/ M.Drosg et al., Phys.Rev. 10 (1974) 179
- /DR078/ M.Drosg, Los Alamos Report LA-7269-MS (1978)
- /FIA73/ S.Fiarman et al., Nucl.Phys. A206 (1973) 1
- /FIC77/ D.Fick, Proc. Europ. Symp. on Few-Particle Problems  
in Nucl. Physics, Potsdam (1977)
- /GOU73/ C.A.Goulding et al., Nucl.Phys. A215 (1973) 253
- /GRU81/ W.Grüebler, Nucl.Phys. A353 (1981) 31
- /HAC67/ H.H.Hackenbroich, Forschungsbericht K67-93,  
Frankfurt 1967; in Symp. on present status and  
novel developments in the nuclear many-body  
problem, Rome, Editrice Compositori, Bologna (1973)

- /HAG78/ R.F.Haglund et al., Phys. Lett. 79B (1978) 35
- /HAL78/ G.M.Hale et al., Proc., Conference on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville (1978)
- /HAL80/ G.M.Hale, private Mitteilung
- /HOF81/ H.M.Hofmann et al., Nucl. Phys. A357 (1981) 139
- /KAN76/ R.Kanowsky et al., Nucl. Phys. A263 (1976) 29
- /KOE79/ V.König et al., Nucl.Phys. A333 (1979) 1
- /LAS59/ Los Alamos Physics and Cryogenics Group,  
Nucl. Phys. 12 (1959) 291
- /LIS76/ P.W.Lisowski et al., Nucl. Phys. A259 (1976) 61
- /PER78/ R.Perne und W.Sandhas, Proc., Few Body Systems and Nuclear Forces I, Graz (1978) 263
- /SAY61/ A.R.Sayres et al., Phys. Rev. 122 (1961) 1853
- /SCH82/ P.Schwarz et al., persönliche Mitteilung, 1982
- /SCH1 82/ P.Schwarz, Dissertation, Karlsruhe (1982)
- /SEA60/ J.D.Seagrave et al., Phys. Rev. 119 (1960) 1981
- /SIN69/ K.Sinram, Diplomarbeit, Hamburg (1969)
- /STA76/ R.van Staa et al., NIM 136 (1976) 241
- /SUN78/ B.Sundquist, Proc., Few Body Systems and Nuclear Forces II, Graz (1978) 267
- /TJ081/ J.A.Tjon, Nucl. Phys. A353 (1981) 47
- /WIL66/ C.F.Williamson, J.-P.Boujot, J.Picard,  
Rapport CEA-R 3042 (1966)