

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

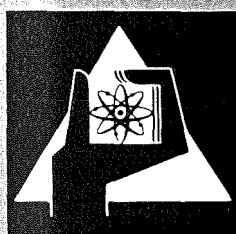
August 1977

KFK 2503

Institut für Angewandte Kernphysik

**Untersuchung der Niveaustuktur von  
 $^{17}\text{O}$  und  $^{29}\text{Si}$  im Bereich zwischen  
Neutronenbindungsenergie und 12 MeV  
Anregungsenergie**

I. Schouky



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2503

Institut für Angewandte Kernphysik

Untersuchung der Niveaustuktur von  $^{17}\text{O}$  und  $^{29}\text{Si}$   
im Bereich zwischen Neutronenbindungsenergie und  
12 MeV Anregungsenergie

I. Schouky

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

+) von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation



## Kurzfassung

Ein Experiment zur Messung hochaufgelöster differentieller, elastischer Neutronenstreuquerschnitte wird beschrieben. Die Ermittlung der Neutronenstreuquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  und  $^{28}\text{Si}$  erfolgt im Energiebereich 0.5 - 6 MeV an 10 Streuwinkeln. Für die Messung des Flusses schneller Neutronen im Energiebereich 1.5 - 20 MeV wird ein spezieller, teleskop-ähnlicher Rückstoßprotonen-Zähler beschrieben. Damit kann der Neutronenfluß mit einer Genauigkeit von  $\pm 3\%$  ermittelt werden. Für die Compoundkerne  $^{17}\text{O}$  und  $^{29}\text{Si}$  werden Standardresonanzen bei vorgegebenen Spins und Paritäten mit Hilfe des R-Matrixformalismus berechnet. Spin- und Paritätszuordnung für die angeregten Compoundkernniveaus erfolgt durch Vergleich der gemessenen Streudaten mit den berechneten Resonanzen. Für die Interpretation der Anregungen in  $^{17}\text{O}$  werden die experimentellen Niveaudaten mit entsprechenden Ergebnissen von Schalenmodellrechnungen verglichen. Die Zuordnung von Isospindoublets in  $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$  wird geprüft. In der ermittelten Niveaustuktur von  $^{29}\text{Si}$  wird die  $1/2^+$  - Resonanz bei  $E_{\text{exc}} = 9.686$  MeV als der  $T_{3/2}$  isobaren Analogzustand zum Grundzustand von  $^{29}\text{Al}$  identifiziert. Für die untersuchten Kerne werden Einteilchenstärken der fragmentierten Einteilchen-niveaus oberhalb der Neutronenbindungsenergie abgeleitet.

## Zusammenfassung

Aus experimentellen Daten der differentiellen, elastischen Neutronenstreuquerschnitte von natürlichem Sauerstoff und Silizium wurde in dieser Arbeit die Niveaustuktur der Compoundkerne  $^{17}\text{O}$  und  $^{29}\text{Si}$  ermittelt. Bei Neutronenenergien unterhalb 6 MeV tragen nur wenige Partialwellen zur Resonanzstreuung bei. In diesem Energiebereich erlaubt die Analyse der hochaufgelösten differentiellen Neutronenstreuquerschnitte unter Berücksichtigung der totalen Querschnittsdaten eine genaue Ermittlung der Spins und Paritäten. Neben diesem Aspekt sind genaue differentielle, elastische Streudaten von technologischer Bedeutung für Reaktorabschirmberechnungen. Sauerstoff und Silizium sind Hauptbestandteile der üblichen Abschirmmaterialien, z.B. Beton.

Die Ermittlung von genauen, absoluten Neutronenwirkungsquerschnitten erforderte eine präzise Messung des energieabhängigen Neutronenflusses. In dieser Arbeit wurde daher ein spezielles Detektorsystem zur Messung des Neutronenflusses im Energiebereich 0.5 - 20 MeV entwickelt. Das Prinzip des Verfahrens ist die Erzeugung von Rückstoßprotonen in dünnen  $\text{CH}_2$ -Radiatorfolien und deren Nachweis mittels Gasszintillatoren in zylindrischen Kammern. Die Eliminierung von parasitären geladenen Teilchen, die u.a. als Folge von Neutronenreaktionen an C-Kernen bei höheren Neutronenenergien entstehen, wurde mit Hilfe einer Teleskopanordnung erreicht. Mit diesem System konnte der Neutronenfluß über einen großen Energiebereich mit einer Genauigkeit von ca. 3 % ermittelt werden. Der Detektor weist eine hohe Neutronentransmission auf, was eine simultane und direkte Flußmessung bei Neutronenbestrahlungen ermöglicht.

Die Messungen der Neutronenstreudaten wurden mit dem Flugzeitspektrometer am Karlsruher Isochron-Zyklotron durchgeführt. Die Verwendung einer Neutronenquelle mit kontinuierlichem Neutronenspektrum erlaubte die simultane Messung von Streuresonanzen im Neutronenenergiebereich 0.5 - 6 MeV unter zehn Streuwinkeln. Das Energieauflösungsvermögen lag zwischen 2 und 22 keV, wodurch praktisch alle Feinstrukturresonanzen unterhalb von  $E_n = 6$  MeV aufgelöst werden konnten. Die Neutronenenergie wurde durch Messung der Flugzeit bestimmt. Oberhalb der inelastischen Neutronenreaktionsschwelle mußten die Ereignisse aus der elastischen Streuung in einer Zweiparameter-Meßanordnung getrennt werden.

Zur Ermittlung der Spins und Paritäten wurde ein Satz von winkelabhängigen Standard-Resonanzen auf der Basis des R-Matrixformalismus berechnet. Durch den Vergleich der experimentellen Daten mit den berechneten Resonanzformen konnte eine Spin- und Paritätszuordnung für eine große Zahl der beobachteten Resonanzen gemacht werden. Im Bereich aufgelöster, eng benachbarter Resonanzen konnten die  $l$  und  $J$  - Werte von 31 Resonanzen des Compoundkerns  $^{17}\text{O}$  und von 47 Resonanzen des Compoundkerns  $^{29}\text{Si}$  zugeordnet werden.

Unter Verwendung der verbesserten Information über die Niveaustuktur von  $^{17}\text{O}$  wurde versucht, die experimentellen Ergebnisse mit Hilfe der Vorhersagen eines generalisierten Schalenmodells zu interpretieren. Eine Beschreibung auf der Basis von Mehrteilchen-Mehrlochanregungen in den Schalenzuständen  $1p_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$  und  $1d_{5/2}$  lieferte den Hauptteil der beobachteten Niveaus. Aus dieser weitgehenden Eins-zu-eins-Korrelation zwischen vorhergesagten und beobachteten Resonanzen folgt auch, daß die entsprechenden Anregungen zum größten Teil komplizierte Mehrteilchen-Mehrlochanregungen bis zu  $5p - 4h$  Zuständen darstellen.

Aus der bisher weitgehend unbekanntem Niveaustuktur von  $^{29}\text{Si}$  oberhalb der Neutronenbindungsenergie wurden Einteilchenstärken der fragmentierten Einteilchen-niveaus abgeleitet. Die beobachteten Prozentsätze der Einteilchenbreiten sind in qualitativer Übereinstimmung mit den experimentell und theoretisch bestimmten ungestörten Energien der niedrigliegenden  $s_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $d_{5/2}$  Schalenmodellzustände. Die Daten der elastischen Streuung bildeten zusammen mit den früheren gemessenen totalen Querschnitten die Basis für eine Studie des zweiten  $T = 3/2$  isobaren Analogzustandes des Kerns.

Investigation of the nuclear level structure  
of  $^{17}\text{O}$  and  $^{29}\text{Si}$  in the range between neutron  
binding energy and 12 MeV excitation energy

Abstract

An experiment is described which consists in the measurement of high resolution differential elastic neutron scattering cross sections. The neutron scattering data of  $^{16}\text{O}$  and  $^{28}\text{Si}$  are determined in the energy range of 0.5 to 6 MeV at 10 scattering angles. A special telescope-like proton recoil counter is described which allows the measurement of the fast neutron flux in the energy range of 1.5 to 20 MeV. The neutron flux can be determined with an accuracy of  $\pm 3\%$  using this detector system. For the  $^{17}\text{O}$  and  $^{29}\text{Si}$  compound nuclei standard resonances are calculated using the R-matrix formalism, with the spins and parities fixed in advance. The spins and parities for the excited compound nucleus states are attributed by comparison of the measured scattering data with the calculated resonances. To interpret the excitations in  $^{17}\text{O}$ , the experimental level data are compared with the respective results of nuclear shell model calculations. The attribution of the isobaric spin doublets in  $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$  is studied. In the level structure determined of  $^{29}\text{Si}$  the  $1/2^+$  resonance at  $E_{\text{exc}} = 9.686$  MeV is identified as the  $T_{3/2}$  isobaric analog state with respect to the ground state of  $^{29}\text{Al}$ . For the nuclei under consideration single-particle strengths are derived of the fragmented single-particle levels above the neutron binding energy.



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
1. Theoretische Grundlagen	
1.1 Totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt	3
1.2 R-Matrix	5
1.3 Anwendung des R-Matrix-Formalismus auf die elastische Streuung	7
2. Apparatur	
2.1 Neutronenflugzeitspektrometer und Streuanordnung	8
2.2 Neutronenflußdetektoren	11
2.2.1 Mechanischer und elektronischer Aufbau	12
2.2.2 Teilchendiskriminierung und Wahl des Gasszintillators	17
2.2.3 Nachweischarakteristik und Ansprechvermögen	19
2.2.4 Konsistenz und Güte des Verfahrens	25
3. Meß- und Auswerteverfahren	
3.1 Durchführung der Messungen	29
3.2 Berechnung der Neutronenenergie	32
3.3 Berechnung des Neutronenflusses	33
3.4 Berechnung des differentiellen, elastischen Streuquer- schnitts	34
4. Experimentelle Ergebnisse und Analysen	
4.1 Meßergebnisse und Korrekturen	36
4.2 Vergleich der Ergebnisse mit früheren Messungen	37
4.3 Formanalyse der differentiellen, elastischen Streuquer- schnitte	44
4.4 Allgemeine Kriterien zur Ermittlung der Spinzustände	47
5. Interpretation und Diskussion der Ergebnisse	
5.1 $^{28}\text{Si}$ -Resonanzen im Bereich $9 \leq E_{\text{exc}} \leq 12$ MeV	48
5.1.1 Einteilchenstärken für s- p- und d-Wellenresonanzen	53
5.1.2 Untersuchung der zweiten $T = 3/2$ Resonanz in $^{29}\text{Si}$	54

	Seite
5.2 $^{17}\text{O}$ -Resonanzen im Bereich $5 \leq E_{\text{exc}} \leq 10$ MeV	56
5.2.1 $^{17}\text{O}$ - $^{17}\text{F}$ - Spiegelkerne	60
5.2.2 Einteilchenstärken für gebundene und ungebundene Schalenmodellzustände	63
5.2.3 Vergleich der Niveauparameter von $^{17}\text{O}$ mit Schalenmodellrechnungen	63
 Anhang	
(A1) Monte-Carlo-Verfahren zur Berechnung der Ansprechvermögen der Neutronenflußdetektoren	66
(A2) Berechnung des effektiven Neutronenflusses	71
(A3) Darstellung der gemessenen differentiellen, elastischen Neutronenstreuquerschnitte von $^{16}\text{O}$ und $^{28}\text{Si}$ im Neutronenenergiebereich 0.5 - 6 MeV	73
 Literaturverzeichnis	 90

## Einleitung

Die Untersuchung von Resonanzen im Verlauf der Anregungsfunktionen von neutroneninduzierten Prozessen liefert einen Beitrag zum Studium der Reaktionsmechanismen und der Kernstruktur. Messungen von hochaufgelösten Wirkungsquerschnitten dienen insbesondere zur Ermittlung der Niveaustuktur der Kerne und gestatten den Vergleich mit Vorhersagen geeigneter Kernmodelle. Bei nicht zu hoher Anregungsenergie wird erwartet, daß leichte Kerne im Massenbereich abgeschlossener Schalen bzw. Unterschalen eine einfache Anregungskonfiguration besitzen, die sich mit Hilfe des generalisierten Schalenmodells beschreiben lassen. Für die Prüfung solcher Vorhersagen eignen sich im genannten Bereich z.B. Untersuchungen an  $^{16}\text{O}+n$  und  $^{28}\text{Si}+n$ .

Untersuchungen der Niveaustuktur von  $^{17}\text{O}$  stützen sich vor allem auf die folgenden vier Kernreaktionsmessungen, die  $^{16}\text{O}(d,p)$ -Experimente von Browne et al. /1/, Neutronentransmissionsmessungen und Neutronenstreuexperimente von Johnson und Fowler /2/, Fossan et al. /3/ und Noda et al. /4/ und die elastische und inelastische  $\alpha$ -Streuung an  $^{13}\text{C}$ , die von einer Reihe von Autoren /5, 6/ durchgeführt wurde. Dabei wurden die Niveauparameter (Niveaulage, -breite, Spin und Parität) durch R-Matrixanalysen der gemessenen Wirkungsquerschnittsresonanzen ermittelt. Zusammen umfassen die genannten Untersuchungen den Anregungsenergiebereich bis  $\sim 10$  MeV. In diesem Bereich sind jedoch verschiedene Streuresonanzen noch nicht oder noch nicht eindeutig zugeordnet. Die Anregungsniveaus von  $^{29}\text{Si}$  wurden von Newson et al. /7/, Macklin et al. /8/, Medsker et al. /9/ und Jackson et al. /10/ mit Hilfe der Reaktionen  $^{28}\text{Si}(n,n)$ ,  $^{28}\text{Si}(n,\gamma)$ ,  $^{28}\text{Si}(d,p)$  und  $^{29}\text{Si}(\gamma,n)$  im Bereich 8.5 - 10 MeV der Anregungsenergie untersucht.

Mit dem Karlsruher Neutronenflugzeitspektrometer wurden von Cierjacks et al. /11/ totale Neutronenquerschnitte für eine Reihe von Elementen, u.a. Sauerstoff und Silizium gemessen. Diese Daten eignen sich im Prinzip vorteilhaft für Niveaustukturuntersuchungen, da die Resonanzen gut aufgelöst und in einem kontinuierlichen Energiebereich (0.5 - 30 MeV) der Neutronen vorliegen. Totale Wirkungsquerschnitte allein sind jedoch nicht sehr gut geeignet, um genaue Spins und Paritäten zuzuordnen. Durch eine zusätzliche, getrennte Bestimmung der Spinwerte und Paritäten aus der differentiellen Neutronenstreuung lassen sich - sofern nur wenige Partialwellen zu Resonanzstreuung beitragen - die vollständigen Niveauparameter dieser Resonanzen mit relativ kleinerem Rechenaufwand ermitteln. Die hierbei verwendete Methode, die erstmalig von Asami

et al. /12/ angewandt wurde, macht von der Messung der Neutronenstreudaten an wenigen geeigneten Streuwinkeln Gebrauch und benutzt den vereinfachten R-Matrixformalismus nach Wigner und Eisenbud /13/ zur Analyse. Diese Methode stellt eine vorteilhafte Alternative gegenüber der oft gebrauchten Streuphasenanalyse dar, deren Anwendung bisher vorwiegend auf dem Bereich sehr leichter Kerne und energetisch gut getrennter Resonanzen beschränkt war.

Ein Ziel dieser Arbeit war daher die Messung und die Resonanzformanalyse der differentiellen, elastischen Neutronenstreuquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  und  $^{28}\text{Si}$  im Neutronenenergiebereich 0.5 - 6 MeV. Dazu sollten die Messungen mit dem Karlsruher Neutronenflugzeitspektrometer bei hoher Auflösung gleichzeitig für 10 Winkelpositionen durchgeführt werden. Aus der Messung dieser Daten bot sich die Möglichkeit, verbesserte Aussagen über die Niveaustuktur der Kerne  $^{17}\text{O}$  und  $^{29}\text{Si}$  zu erhalten.

Neben diesem Aspekt sind die Neutronenwirkungsquerschnitte von Sauerstoff und Silizium auch von technologischer Bedeutung für die Kerntechnik, wo sie insbesondere für Reaktorabschirmungsberechnungen benötigt werden, da diese Elemente Hauptbestandteile der üblichen Abschirmmaterialien (z.B. Beton) sind. Da die Genauigkeit der Wirkungsquerschnittsmessungen von Neutronenreaktionen wesentlich von einer präzisen Neutronenflußbestimmung abhängt, sollte in dieser Arbeit zusätzlich ein neuartiges Verfahren zur Bestimmung des schnellen Neutronenflusses erprobt werden.

## 1. Theoretische Grundlagen

Der Verlauf von gemessenen Wirkungsquerschnitten bei Kernreaktionen weist eine Reihe von Resonanzen auf, deren Interpretation Aufschlüsse über den inneren Aufbau der Kerne liefert. Einerseits finden sich scharfe Resonanzen mit typischen Breiten von einigen eV im Massenbereich  $A > 100$ , die mit der Bohr'schen Hypothese /14/ als hochangeregte Compoundkernzustände gedeutet werden, andererseits zeigen sich langsam mit der Energie veränderliche Strukturen mit Breiten in der Größenordnung von mehreren MeV, die als Riesenresonanzen bezeichnet werden, und die mit Hilfe des optischen Modells als Zustände der Einteilchenpotentialstreuung beschrieben werden /15/. Zwischen diesen beiden Resonanztypen wird im Modell der intermediären Einteilchenkopplung von Lane et al. /16/ eine Beziehung hergestellt.

### 1.1 Totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt

Der im Streuformalismus übliche Weg zur Querschnittsberechnung besteht darin, zunächst eine Amplitude  $q_{\alpha's'm'_s, \alpha s m_s}$  zu definieren. Das Quadrat dieser Amplitude stellt dann die Übergangswahrscheinlichkeit für einen Reaktions- oder Streuprozess  $\alpha s m_s \rightarrow \alpha's'm'_s$  dar. Hierbei wird eine einfallende ebene Welle für ein Teilchen  $\alpha$  mit Kanalspin  $s$  und Z-Komponente  $m_s$  nach der Reaktion als in Richtung  $\theta\phi$  auslaufende Welle eines Teilchens  $\alpha'$  mit Kanalspin  $s'$  und Z-Komponente  $m'_s$  beobachtet. Der differentielle Streuquerschnitt für diesen Prozess ist dann:

$$d\sigma_{\alpha's'm'_s, \alpha s m_s} = k_{\alpha}^{-2} \left| q_{\alpha's'm'_s, \alpha s m_s} \right|^2 d\Omega, \quad (1)$$

wobei  $k_{\alpha}$  die Wellenzahl der Relativbewegung des Teilchepaares  $\alpha$  im Eingangskanal ist. Da im allgemeinen der Strahl einfallender Teilchen unpolarisiert ist und weder die Kanalspins  $s'$  noch deren Z-Komponenten  $m'_s$  experimentell beobachtet werden, muß in Gleichung (1) über alle Spins  $s$  und deren Projektionen im Eingangskanal gemittelt und über die der Ausgangskanäle summiert werden. Dies kann nach Blatt und Biedenharn /17/ durch eine Entwicklung nach Legendrepoly-nomen in der folgenden Form umgeschrieben werden:

$$d\sigma(\alpha s, \alpha's') = \frac{\chi_{\alpha}^2}{2s+1} \sum_{L=0}^{\infty} B_L(\alpha s, \alpha's') P_L(\cos \theta) d\Omega. \quad (2)$$

Hierbei ist  $\lambda$  die De Broglie-Wellenlänge,  $P_L$  ist die Legendre-Funktion, und  $d\Omega$  ist das Raumwinkelelement bei dem Streuwinkel  $\theta$ . Die Koeffizienten  $B_L$  sind folgendermaßen definiert:

$$B_L(s, s') = \frac{1}{4}(-1)^{s-s'} \sum_{J_1 J_2 l_1 l_2 l_1' l_2'}^{\infty} \bar{Z}(1_1 J_1 l_2 J_2 / sL) \cdot \bar{Z}(1_1' J_1' l_2' J_2' / s'L) \quad (3)$$

$$\times \text{Re} \left( (\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{ss'} \delta_{l_1 l_1'} - S_{\alpha l_1 s}^{J_1} \alpha' l_1' s') \cdot (\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{ss'} \delta_{l_2 l_2'} - S_{\alpha l_2 s}^{J_2} \alpha' l_2' s') \right)$$

$l$  und  $l'$  sind die relativen Bahndrehimpulse,  $J$  ist der Compoundkernspin

und  $S_{\alpha l_i s_i}^{J_i}$  sind die Streumatrixelemente.

Für die Koeffizienten  $\bar{Z}$  gilt folgender Zusammenhang:

$$\bar{Z}(1_1 J_1 l_2 J_2 / sL) = 1^{L-1} 1^{+1} 2 (2l_1+1)^{1/2} \cdot (2J_1+1)^{1/2} \cdot (2l_2+1)^{1/2} \cdot (2J_2+1)^{1/2}$$

$$\cdot W(1_1 J_1 l_2 J_2 / sL) \cdot (1_1 l_2 00 / L0).$$

Der erste Term dieser Gleichung enthält die Phasenkorrektur nach Huby /18/.

$W$  ist ein Racah-Koeffizient /19/. Summiert wird über alle  $J_1, J_2, l_1, l_1', l_2$  und  $l_2'$  von 0 bis  $\infty$ .

In der Praxis erstreckt sich nur eine dieser Summen bis unendlich, während die restlichen Summen aufgrund des Drehimpulssatzes endlich sind. Da verschiedene Werte des Kanalspins gemeinsam auftreten, muß der differentielle Wirkungsquerschnitt über die vorhandenen Kanalspins summiert und über den Eingangskanalspin gemittelt werden. Blatt und Biedenharn geben weiterhin eine Zusammenfassung der Summen in (3), die für praktische Anwendungen sehr nützlich ist.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt liefert dann über alle Winkel integriert:

$$\sigma_{\alpha' s', \alpha s} = \frac{\pi \lambda^2}{2s+1} \cdot \sum_{J=0}^{\infty} \frac{\sum_{l=|J-s|}^{J+s}}{\sum_{l'=|J-s'|}^{J+s'}} (2J+1) \cdot |\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{ss'} \delta_{ll'} - S_{\alpha' s' l', \alpha s l}^J|^2 \quad (4)$$

Diese Gleichung enthält keine Z-Koeffizienten mehr und die Interferenz zwischen den einlaufenden und auslaufenden Wellen mit verschiedenen  $l$  oder  $l'$  entfällt. Durch Summation über alle möglichen Ausgangskanäle  $\alpha$ 's' und Mittelung über den Kanalspins  $s$  der einlaufenden Wellen erhält man den totalen Querschnitt:

$$\sigma_{\text{tot}\alpha} = 2\pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_{J=0}^{\infty} \left[ \frac{(2J+1)}{((2I+1) \cdot (2i+1))} \right] \cdot \text{Re} (1 - S_{\alpha s l, \alpha s l}^J), \quad (5)$$

wobei  $I$  und  $i$  der Spin des Targetkerns bzw. des einfallenden Teilchens ist.

Diese Form des Querschnitts folgt aus der Tatsache, daß  $S_{\alpha s l}^J$  eine unitäre, symmetrische Matrix ist. In den vorliegenden Gleichungen wurde nicht explizit auf die Parität eingegangen. Die Parität begrenzt im wesentlichen die Bahndrehimpulse  $l$  und  $l'$ , die in den Summen auftreten. Oft wird auf einen Compoundzustand mit der Parität  $\pi$  und dem Spin  $J$  Bezug genommen, In solchen Fällen, sind die Bahndrehimpulse  $l, l'$  durch die Forderung, daß  $\pi_{\alpha} (-1)^l = \pi_{\alpha'} (-1)^{l'}$  und gleich der Parität des Compoundkerns ist, eingeschränkt. Implizit ist die Parität notwendigerweise in den Gleichungen (2) bis (5) über die Quantenzahlen  $\alpha, s, l$  und  $J$  eingeschlossen.

Die praktische Anwendung dieses Formalismus setzt die Kenntnis der Streumatrix  $S$  voraus, welche die physikalische Information des Stoßprozesses enthält. Für die Behandlung der  $S$ -Matrix sind mehrere Methoden gebräuchlich /13, 20 bis 24/. Im folgenden sollen die Umriss der  $R$ -Matrixmethode von Wigner und Eisenbud /13/ erläutert werden, da diese in der Praxis am häufigsten Verwendung findet.

## 1.2 R - Matrix

Diese Methode geht davon aus, daß der Compoundkern durch einen inneren Bereich (Kerninneres) und einen äußeren Bereich (Kanäle) mit einem scharfdefinierten Kern-Radius  $a_c$  definiert ist. Der Index  $c$  kennzeichnet den Kanal mit den Quantenzahlen  $\alpha, l, s, J, m_J$ . Eine Resonanz stellt danach ein virtuelles Niveau dar, dessen Wellenfunktion innerhalb des Kerninnenbereiches definiert ist, dessen Energie jedoch groß genug ist, so daß ein Teilchen mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit dieses Gebilde verlassen kann. Aufgrund dieser Annahme werden die Resonanzen als diskrete Eigenzustände des Hamiltonoperators im Kerninneren wiedergegeben. Die Grenzbedingung der stationären Zustände der

Eigenfunktion  $X_\lambda$  ergeben sich nach /23/ zu:

$$(\text{Grad } X_\lambda)_n + B_c X_\lambda = 0.$$

$B_c$  ist eine reelle Zahl, die für jeden Kanal einen unterschiedlichen Wert annehmen kann, und  $(\text{Grad } X_\lambda)_n$  ist die Normalkomponente des Gradienten. Durch die Anwendung dieser Grenzbedingung werden die Eigenwerte  $E_\lambda$  und die orthogonalen Eigenfunktionen reell. Die Entwicklung der Gesamtwellenfunktion  $\phi_c$  nach Eigenfunktionen  $X_\lambda$  und die Anwendung des Green'schen Theorems ergibt eine Beziehung zwischen  $\phi_c$  und ihrer Ableitung  $\phi'_c$  für den Sonderfall der Kernoberfläche, woraus folgende Relation zwischen der Gesamtwellenfunktion und den Eigenwerten für die Resonanzenergie und -breite resultiert:

$$\phi_c = \sum_{c'} R_{cc'} (\phi'_{c'}(a_{c'}) + B_{c'} \phi_{c'}(a_{c'}))$$

$R_{cc'}$  ist die R-Matrix, deren Kanalelemente sich zu

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \cdot \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E}$$

ergeben. Die Zeilen  $c$  und die Spalten  $c'$  beziehen sich auf die einzelnen Kanäle.  $\gamma_{\lambda c}$  ist die Wurzel aus der reduzierten Breite für den Kanal  $c$  und das Niveau  $\lambda$ .  $E_\lambda$  ist die Energie des Zustandes  $X_\lambda$ . Diese Größen sind energieunabhängig, jedoch eine Funktion der Grenzbedingung  $B_c$ . Den Zusammenhang zwischen der R-Matrix und der S-Matrix liefert die Anpassung der obigen Lösung für  $\phi_c$  am Kernrand an die allgemeine Lösung der Gesamtwellenfunktion im Außenbereich wie folgt:

$$S = \Omega P^{1/2} ((1-R(L-B))^{-1} \cdot (1-R(L^*-B)) P^{-1/2} \Omega .$$

$\Omega$ ,  $P$  und  $L$  sind diagonale Matrizen, die sich durch die Kanalwellenfunktion ausdrücken lassen. Die Matrix  $B$  drückt den Bindungszustand aus. Diese Beziehung gestattet die Beschreibung von Wirkungsquerschnitten durch Eigenwerte  $E_\lambda$  und Eigenfunktionen  $X_\lambda$  im Kerninnern.



Bei großer Anzahl von Kanälen und Niveaus ist die Inversion der Matrix  $1 - R$  ( $L - B$ ) schwierig. Aus diesem Grund werden die Streumatrixelemente häufig nur für einen Kanal und eine große Zahl von Niveaus oder für zahlreiche Kanäle und ein Niveau berechnet. Die Entscheidung, welche der beiden Methoden zur Beschreibung herangezogen wird, hängt im wesentlichen von der Reaktion und dem analysierenden Energiebereich ab.

### 1.3 Anwendung des R-Matrix-Formalismus auf die elastische Streuung

Bei der Behandlung der elastischen Streuung reduziert sich die R-Matrix zu einer R-Funktion, da es sich nur um einen Reaktionskanal handelt. Nach Lane et al./25/ kann man die R-Funktion für einen einzigen Kanal, z.B. den der elastischen Streuung, in eine Multiniveausumme  $R_{lJ}$  und einen Untergrundbeitrag  $R_{lJ}^{\infty}$  aufspalten. Es gilt:

$$R_{lJ} = R_{lJ}^{\infty} + \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda lJ}^2}{E_{\lambda lJ} - E}$$

Die Summe erstreckt sich über alle im betrachteten Energiebereich auftretenden Resonanzen mit den Bahndrehimpulsen  $l$ , den Gesamtspins  $J$  und den reduzierten Breiten  $\gamma_{\lambda lJ}^2$ .  $R_{lJ}^{\infty}$  berücksichtigt den Einfluß der Resonanzen außerhalb des betrachteten Energiebereiches.

Bezüglich  $R_{lJ}^{\infty}$  wurde von verschiedenen Autoren (Nebe /26/, Firk et al. /27/) gezeigt, daß eine Aufspaltung des totalen Querschnitts mit einem konstanten  $R_{lJ}^{\infty}$  insbesondere zwischen den Resonanzen nur über kleine Energiebereiche (wenige Resonanzen) möglich ist, und daß man mit einem solchen Term nur breite, resonanzähnliche Strukturen beschreiben kann. Der Einfluß schmaler Compoundkernresonanzen außerhalb des Analysierbereiches ist aber nicht vernachlässigbar. Dieser wird deshalb im allgemeinen durch eine Entwicklung von  $R_{lJ}^{\infty}$  in eine Reihe nach  $(E - E_m)$  berücksichtigt, wobei  $E_m$  die Mitte des untersuchten Energiebereiches  $E$  darstellt.

$$R_{lJ}^{\infty} = A_{lJ} + B_{lJ} (E - E_m) + C_{lJ} (E - E_m)^2.$$

Die Entwicklungskoeffizienten  $A_{lJ}$ ,  $B_{lJ}$  und  $C_{lJ}$  werden  $l$ - und  $J$ -abhängig angenommen und stellen wie die Resonanzenergien  $E_{lJ}$  und die reduzierte Resonanzbreite Anpassungsparameter dar.

## 2. Apparatur

### 2.1 Neutronenflugzeitspektrometer und Streuanordnung

Die differentiellen, elastischen Streuquerschnitte wurden mit dem Neutronenflugzeitspektrometer am Karlsruher Isochron-Zyklotron gemessen.

Diese Anlage und ihre Anwendung für Streumessungen wurde in /28/ ausführlich beschrieben. Im folgenden wird nur auf die wesentlichen, zum Verständnis dieses Experiments notwendigen Eigenschaften dieser Anlage eingegangen. Fig. 1 zeigt den geometrischen Aufbau des Spektrometers mit der verwendeten Streuanordnung.

Aus dem internen Zyklotronstrahl werden mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenkensystems Deuteronenbündel axial ausgelenkt. Ein Bündel enthält im Mittel 50 Feinstrukturimpulse und hat die zeitliche Breite von  $\sim 1,5$  ns, also etwa die Breite eines Feinstrukturimpulses. Die ausgelenkten Deuteronen treffen mit einer mittleren Energie von 45 MeV und mit einer Folgefrequenz von 100 kHz auf ein 0.3 cm dickes Urantarget auf. Hier werden sie vollständig abgebremst und erzeugen einen intensiven Neutronenstrahl mit einem Spektrum im Energiebereich 0.5 - 30 MeV.

Der Neutronenstrahl durchfliegt ein ca. 50 m langes, evakuiertes Flugrohr. Mit nahezu homogener Querschnittsverteilung der Neutronen durchsetzt der Strahl die Neutronenflußdetektoren und erreicht praktisch unabgeschwächt den Streuer, der sich in ca. 58 m Abstand vom Urantarget befindetet.

Für die Erfassung der gestreuten Neutronen sind 10 Detektoren auf einem Kreis mit einem Radius von etwa 37 cm um den Streuermittelpunkt angeordnet.

Sie schließen mit der Strahlachse die Laborwinkel 20,30,40,55,65,80,90, 120, 135 und 150° ein. Der Streuer hat aus Symmetriegründen die Form eines Zylinders, dessen Achse senkrecht auf der Streuebene steht.

Für die Erfassung des Untergrundes kann er mittels einer Fahrautomatik aus seiner Position im Strahl entfernt werden. Der Neutronendetektor unter 0° und der 6°-Monitor dienen zur Kontrolle der Strahlqualität und zur Erfassung der Neutronenintensität.

Die Datenerfassung und Speicherung erfolgt on-line mit Hilfe eines angeschlossenen Rechners CDC 3100. Das verwendete Meßprogramm erlaubt die Er-

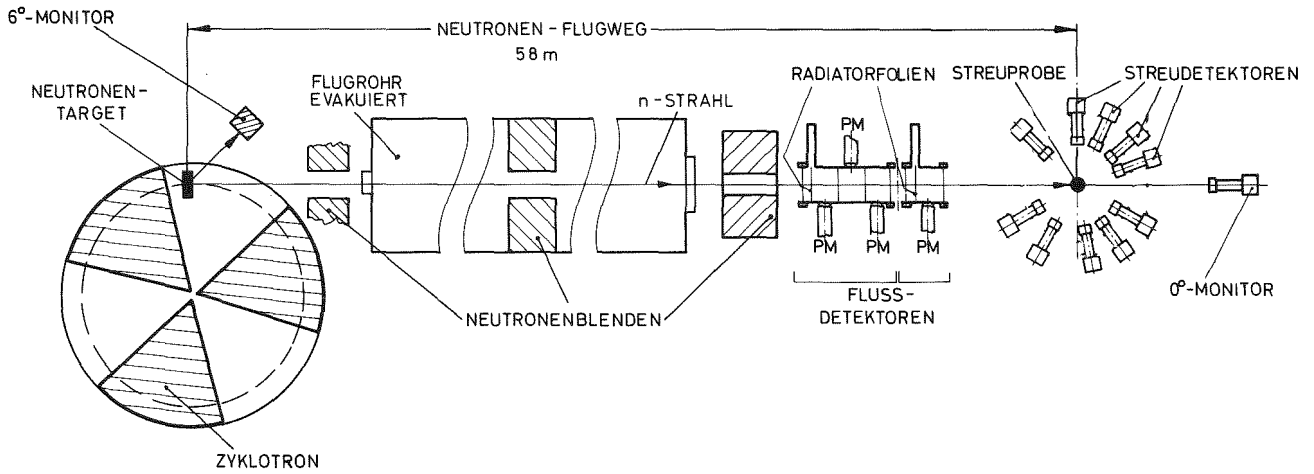


Fig. 1 Geometrischer Aufbau des Neutronenflugzeitspektrometers mit dem Streuexperiment

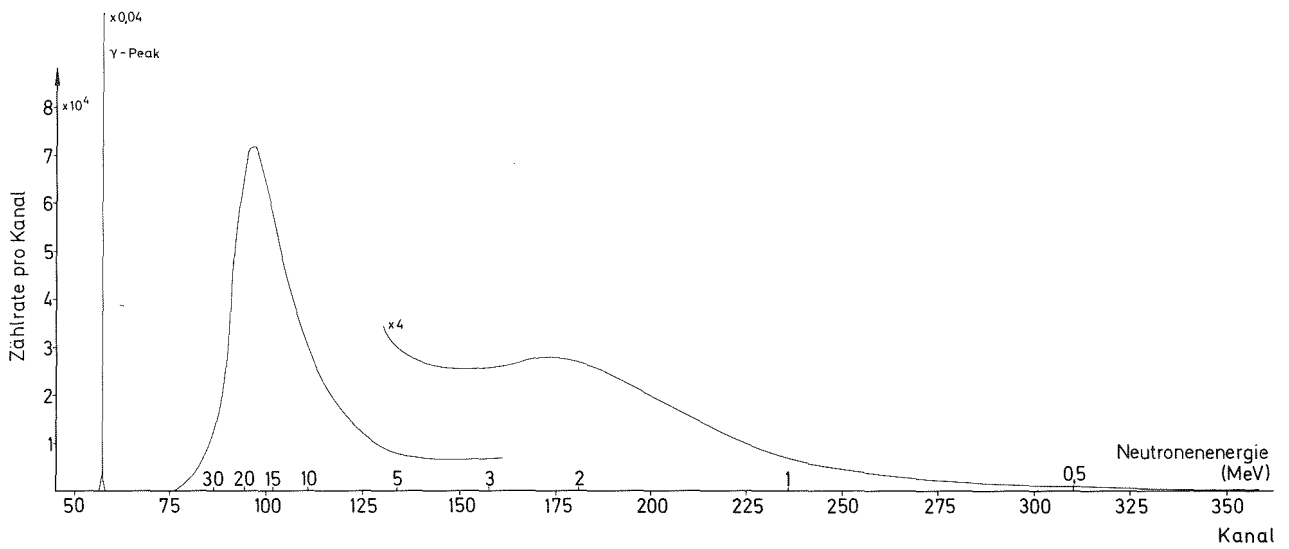


Fig. 2 Typisches Neutronenflugzeitspektrum.

fassung von Neutronenstreuereignissen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie und vom Energieverlust der Rückstoßprotonen in den Detektoren.

Fig. 2 zeigt die Form eines typischen Neutronenflugzeitspektrums des Karlsruher Spektrometers. Auf der Abszisse sind unten die Flugzeitkanäle und oben deren zugeordnete Energien aufgetragen. Die Ordinate enthält die Ereignisse pro Kanal. Das flache Plateau zwischen 1.5 und 6 MeV bilden Neutronen aus Verdampfungs- und Spaltungsprozessen im Urantarget. Das Maximum bei 16 MeV weist Neutronen aus Deuteronenaufbruchreaktionen auf. Der extrem schmale Peak im Flugzeitkanal 57 rührt von der prompten  $\gamma$ -Strahlung her, welche die Entstehung der Neutronenimpulse begleitet. Seine Breite liefert Information über die Zeitauflösung des Systems, und seine Kanallage dient als Bezugspunkt bei der Berechnung der Neutronenenergie.

Für die Streumessung an Sauerstoff diente pulverförmiges Aluminiumoxyd eingeschlossen in ein dünnwandiges, zylindrisches Aluminiumgefäß, dessen Durchmesser und Höhe je 5 cm waren. Die Atomzahldichten der Komponenten O und Al betragen laut einer chemischen Analyse  $1.918 \times 10^{22}$  und  $1.143 \times 10^{22}$  Atome/cm<sup>3</sup>. Um den Streuanteil an Aluminium zu erfassen, wurde während der Untergrundmessung ein Hohlzylinder aus reinem Aluminium ( $5.922 \times 10^{22}$  Atome/cm<sup>3</sup>) mit dem gleichen Außendurchmesser und der gleichen Höhe sowie dem gleichen Aluminiumgehalt wie der Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Probe verwendet.

Der Siliziumstreuer war ein Hohlzylinder aus reinem Material mit 5 cm Außendurchmesser, 0.7 cm Wandstärke und 4.9 cm Höhe. Er enthielt  $4.964 \times 10^{22}$  Atome/cm<sup>3</sup>. Die Reinheit des verwendeten Siliziums war besser als 99.9 %, und die des Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Streuers betrug 99%. Die Verunreinigungen in der Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Probe waren <1 %.

Zum Nachweis der an der Probe gestreuten Neutronen wurden Rückstoßprotonenzähler, jeweils bestehend aus einem zylindrischen ( $\emptyset$  50 x 15 mm) Plastikszintillator NE 102 A und einem Photomultiplier AVP benützt, deren Achsen parallel zur Richtung der gestreuten Neutronen lagen. Der mittlere Raumwinkel des Nachweises betrug  $\sim 1.5 \times 10^{-2}$  sr bei einem Streuer-Detektor-Abstand von 37 cm. Der Aufbau und die Ermittlung der Eigenschaften dieser Detektoren ist in /29/ beschrieben. Danach beträgt die Zeitauflösung  $\sim 2$  ns und das Energieauflösungsvermögen für Rückstoßprotonen  $\sim 12$  %.

Für die Berechnung des Ansprechvermögens dieser Detektoren (vergl. Abschn. 3.4) werden Daten ihrer elektronischen Nachweisschwellen (Energiewerte und relatives Auflösungsvermögen) für Elektronen, Protonen und  $\alpha$ -Teilchen benötigt. Die relativen Werte wurden aus der Lichtausbeutekurven, die in /30/ angegeben sind, entnommen. Diese wurden dann mit Hilfe der  $\gamma$ -Präparate  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  durch Messung der Comptonelektronenspektren absolut angepaßt. Mit den Kanallagen der Comptonenergien konnte den Nachweisschwellen in den Spektren die Energie  $E_S$  zugeordnet werden. Die relativen Auflösungsvermögen  $(\frac{\Delta E}{E})_S$  folgten durch Einsetzen der Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  in die Gleichung:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_S = \sqrt{c_1 + \frac{c_2}{E_S}}.$$

$c_1$  und  $c_2$  wurden durch Einsetzen der Werte  $(\frac{\Delta E}{E})_K$  für den gemessenen Comptonkanten in die obige Gleichung berechnet.  $(\frac{\Delta E}{E})_S$  lagen um 25 % bei Schwellenenergien von 40 keV für Elektronen.

## 2.2 Neutronenflußdetektoren

Neutronen werden indirekt über die Bildung von geladenen Teilchen bei Kernreaktionen nachgewiesen. Die Teilchen werden hierbei registriert und geben bei Kenntnis des Wirkungsquerschnitts Information über die Anzahl und Energie der primären Neutronen. Eine gute Übersicht über die bisher verwendeten Neutronenachweisverfahren gab Zeitnitz in /31/. Als geladene Teilchen dienen Rückstoßprotonen aus der Neutronenstreuung am Wasserstoff, deren Wirkungsquerschnitt über den weiten Energiebereich 0.5 - 50 MeV auf  $\pm 2\%$  genau bekannt ist /32/. Die Protonen werden vorwiegend in organischen Szintillatoren erzeugt, in denen die Protonen direkt nachgewiesen werden. Abgesehen von ausgedehnten Szintillatoren, in denen die Neutronen vollständig abgebremst werden /33/, liefern gängige Szintillatoren nachteilige Rückstoßspektren mit einem flachen Verlauf und einem Anstieg zu kleinen Impulshöhen, so daß kleine Schwankungen der elektronischen Schwelle zu schwerwiegenden Nachweisverfälschungen führen können.

Eine andere Art von Neutronendetektoren verwendet Halbleiterzähler zum Nachweis von Rückstoßprotonen, welche in dünnen Radiatoren erzeugt werden /34/. Die Genauigkeit beider Detektortypen wird bei höheren Neutronenenergien durch zunehmend auftretende Störreaktionen im Szintillator bzw. im Halbleiter beeinträchtigt.

Zur genauen Messung des Neutronenflusses wurde in dieser Arbeit ein spezielles Detektorsystem entwickelt. Das Prinzip des Verfahrens ist die Erzeugung von Protonen in dünnen  $\text{CH}_2$ -Radiatorfolien und deren Nachweis mittels Gasszintillatoren in zylindrischen Kammern. Die Szintillationen werden jeweils von drei Photomultipliern registriert, die zur Unterdrückung von Rauscheinflüssen in Koinzidenz geschaltet sind. Bei hohen Neutronenenergien wird dabei eine Teilchendiskriminierung durch die Anordnung der Photomultiplier an mehreren aufeinanderfolgenden Szintillatorabschnitten erreicht. Mit diesem System ist es im Prinzip möglich, Neutronenflüsse auf eine Genauigkeit von besser als 3 % zu ermitteln. Darüberhinaus weist dieses System folgende Vorteile auf:

- (i) Geringe Nachweisempfindlichkeit für  $\gamma$ -Quanten, welche die Neutronenerzeugung in hohem Maße begleiten, sowie ein schwach energieabhängiges Ansprechvermögen für Neutronen.
- (ii) Hohe Neutronentransmission (>99 %), was eine simultane und direkte Flußmessung bei Neutronenbestrahlungen ermöglicht.
- (iii) Kurze Anstiegszeiten der Anodensignale bzw. ein gutes Zeitauflösungsvermögen, was für den Einsatz bei Flugzeitmessungen im ns-Bereich vorteilhaft ist.

### 2.2.1 Mechanischer und elektronischer Aufbau

Als dünner Radiator zur Erzeugung von Rückstoßprotonen eignen sich Polypropylenfolien, bestehend aus reinen  $\text{CH}_2$ -Molekülketten<sup>+</sup>. Die Wirkungsquerschnitte wesentlicher Neutronenreaktionen im Radiator gehen aus der Tabelle 1 hervor. Daraus ist ersichtlich, daß im interessierenden Energiebereich 0.5 - 30 MeV die elastische Streuung am Wasserstoff dominiert. Störreaktionen, die primär oder sekundär zur Bildung von geladenen Teilchen führen, treten, abgesehen von der elastischen Neutronenstreuung an Kohlenstoff, erst oberhalb 6 MeV auf. Aus diesem Grunde wurden zwei verschiedene Detektoren zur Erfassung des Neutronenflusses in den Energiebereichen 0.5 - 6 MeV (Flußdetektor 1) und 5 - 30 MeV (Flußdetektor 2) vorgesehen. Die Diskriminierung der vom Kohlenstoff stammenden

---

<sup>+</sup>Die Verunreinigung beträgt laut Hersteller 0.05 ppm.

Teilchen wurde bei der Dimensionierung von Flußdetektor 2 berücksichtigt. Vielfachstreuungen brauchen bei den geringen Foliendicken nicht berücksichtigt werden.

	Reaktionsquerschnitt (barn)						
Reaktion	$^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$	$^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$	$^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$	$^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$	
Q-Wert (MeV)	0.	0.	$\sim - 4$	-12.6	- 5.7	- 7.9	/35/
Neutronenenergie (MeV)							
1	4.200	2.683	0.	0.	0.	0.	/36/
2	2.893	1.72					
3	2.260	1.26					
4	1.875	1.92					
5	1.597	1.152	0.048				
6	1.391	0.868	0.222				
8	1.110	1.356	0.454		0.01		
10	0.919	0.786	0.258		0.126	0.02	
12.6	0.750	0.98	0.25		0.13	0.17	/37/
15.9	0.604	1.05	0.14	0.005	0.06	0.315	
20.	0.487	1.06		0.08	0.025	0.285	
25.1	0.385	1.017		0.14	0.	0.243	
31.6	0.303	0.887		0.14	0.	0.203	
	/32/						

Tabelle 1 Wirkungsquerschnitte und Schwellen von Neutronenreaktionen im CH<sub>2</sub>-Radiator im Energiebereich 1 bis 30 MeV der einfallenden Neutronen.

Der Nachweisraum ist jeweils eine zylindrische, gasdichte Kammer, deren Achse parallel zum Neutronenstrahl verläuft. Um das Reflexionsvermögen der Innenwandung zu erhöhen, wurden die Kammern mit einer galvanisch aufgetragenen Silberschicht verspiegelt. Der Aufbau (s. Fig. 3) wird anhand des zweiten Detektors beschrieben, da der erste einen Sonderfall des zweiten darstellt, wobei die drei Photomultiplier (PM), die in Koinzidenz geschaltet und unter Winkeln von jeweils 120° angeordnet sind, den gleichen Szintillatorraum registrieren. Die

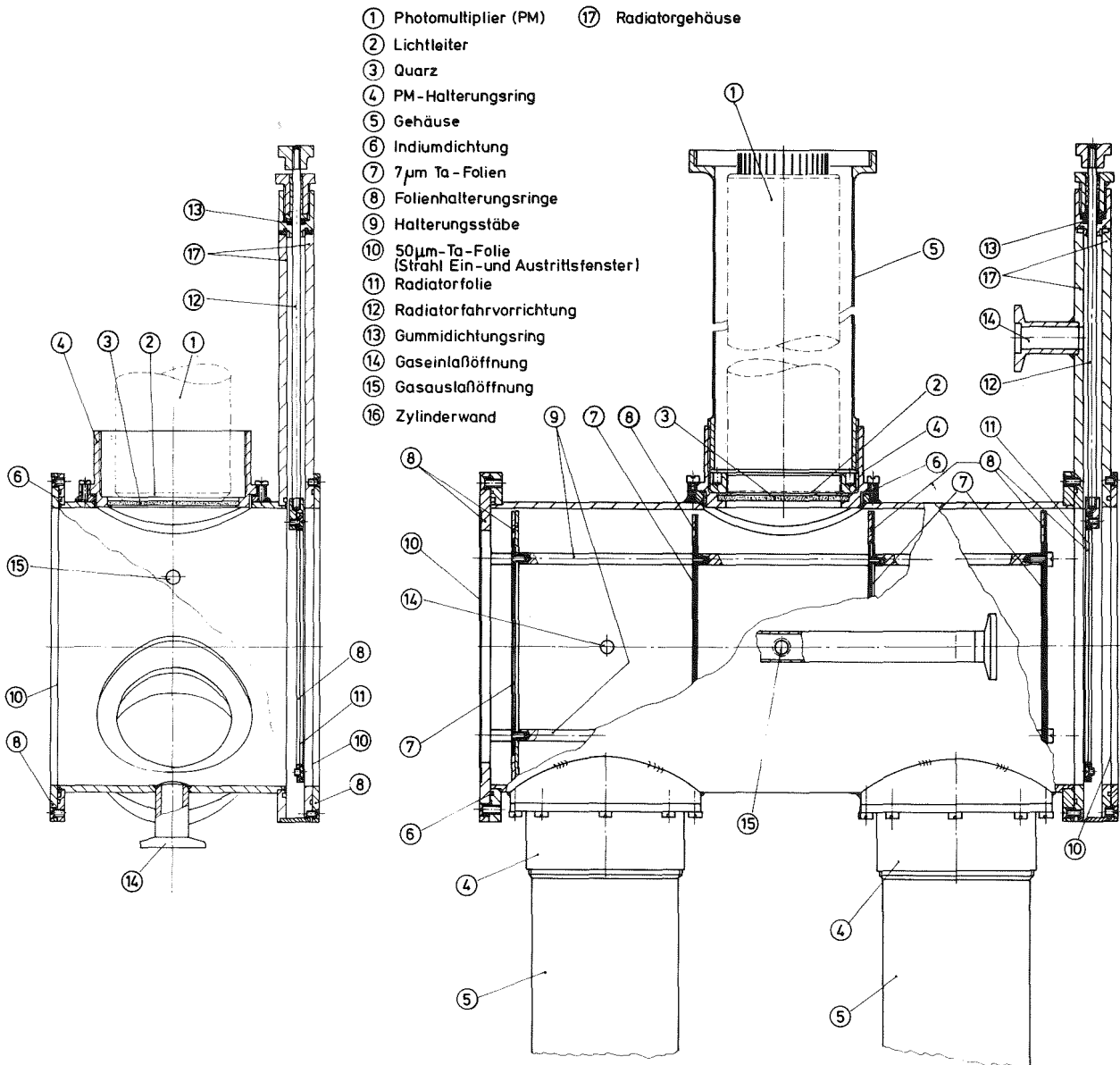


Fig. 3 Aufbau der Neutronenflußdetektoren 1 (links im Bild) und 2 (rechts im Bild)



Die Photomultiplier registrieren drei identische Abschnitte des Szintillators. Diese wurden durch die dünnsten noch erhältlichen Tantalfolien (7  $\mu\text{m}$ ) optisch getrennt. Diese Ta-Folien werden mittels Ringen gehalten, die miteinander durch Stäbe starr verbunden sind. Das Ein- und Austrittsfenster des Neutronenstrahls bilden Ta-Folien der Dicke 50  $\mu\text{m}$ . Neben den Radiatoren und dem Szintillatorgas ist Tantal das einzige vom Strahl erfaßte Detektormaterial. Durch sein hohes Atomgewicht besitzt Ta einen relativ niedrigen Reaktionsquerschnitt für geladene Teilchen im Ausgangskanal. Die PM-Halterungsringe dichten die Lichtaustrittsöffnungen (Quarzglas) gegen Lichteinfall ab. Als Dichtungsmittel dienen Ringe aus Indiumdraht, dessen Dampfdruck unter Normalbedingungen vernachlässigbar klein ist.

Die Radiatorfolie befindet sich dicht am Strahleintrittsfenster. Ihre Halterungsringe sind starr mit einem Stab verbunden, der das Radiatorgehäuse am oberen Ende verläßt und mit dessen Hilfe sie zwecks Untergrundmessung aus dem Strahl entfernt wird. Für die Wahl der Radiatordicken waren die Neutronentransmission und das Ansprechvermögen der Detektoren maßgebend. Die Radiatordicken betragen 8 bzw. 20  $\mu\text{m}$  für Flußdetektor 1 bzw. 2.

Bei Verwendung von Argon als Szintillationsgas ist die Zusammensetzung des vom Strahl erfaßten Detektormaterials:

Wasserstoff	$2.2 \times 10^{-4}$	Atome/barn
Kohlenstoff	$1.1 \times 10^{-4}$	Atome/barn
Stickstoff	$3.1 \times 10^{-4}$	Atome/barn
Argon	$8.6 \times 10^{-4}$	Atome/barn
Tantal	$13.6 \times 10^{-4}$	Atome/barn

Damit läßt sich eine Transmission errechnen, die je nach Neutronenenergie zwischen 99.96 und 99.4 % liegt.

Die Signale von den Flußdetektoren werden mit der in Fig. 4 dargestellten Elektronik verarbeitet. Die Photomultiplier sind die schnellen, besonders rauscharmen 56 DUVP/03 der Fa. Valvo. Die spektrale Empfindlichkeit ihrer Photokathoden liegt um ein Maximum bei  $4000 \text{ \AA} / 38/$ . Ihre Anodensignale haben eine Anstiegszeit von 2.1 ns und eine Breite von 3.5 ns. Die Anodensignale

gelangen auf schnelle Diskriminatoren, deren Schwellen auf jeweils 100 mV eingestellt sind. An den Ausgängen liefern sie logische Signale einheitlicher Höhe (750 mV) und einstellbarer Breite. Wegen der nachfolgend geforderten Dreifach-Koinzidenz wurde die Breite 15 ns für Flußdetektor 1 gewählt. Im Flußdetektor 2 beträgt die maximale Protonenflugzeit in der Kammer 8 ns bei 5.5 MeV. In diesem Fall wurde jeweils ein 25 ns breites Diskriminatorsignal eingestellt. Mit Hilfe der Dreifach-Koinzidenz werden die Rauschsignale der einzelnen Photomultiplier weitgehend unterdrückt. Die beiden Parallelausgänge des darauffolgenden Diskriminators liefern das t- und das Kodiersignal des jeweiligen Detektors. Mit dem dritten Ausgang wird im Gate- und Delay-Generator ein Gate-Signal ( $5\text{ V}/2.5\ \mu\text{s}$ ) hergestellt, das auf den Koinzidenzeingang des Linear Gates gegeben wird. Die Analogsignale bilden die aus den 13ten Dynoden der PM abgeleiteten Signale. Nach den Emitterfolgern werden diese Signale in einer Summierstufe zusammengefaßt. Der Summenimpuls durchläuft einen Linearverstärker und erhält eine für die weitere Verarbeitung passende Anstiegszeit. Im Linear Gate werden Rauschsignale des Analogzweigs durch Koinzidenz mit dem rauschfreien Zeitzweig eliminiert. Der Ausgang vom Linear Gate liefert das E-Signal des jeweiligen Detektors.

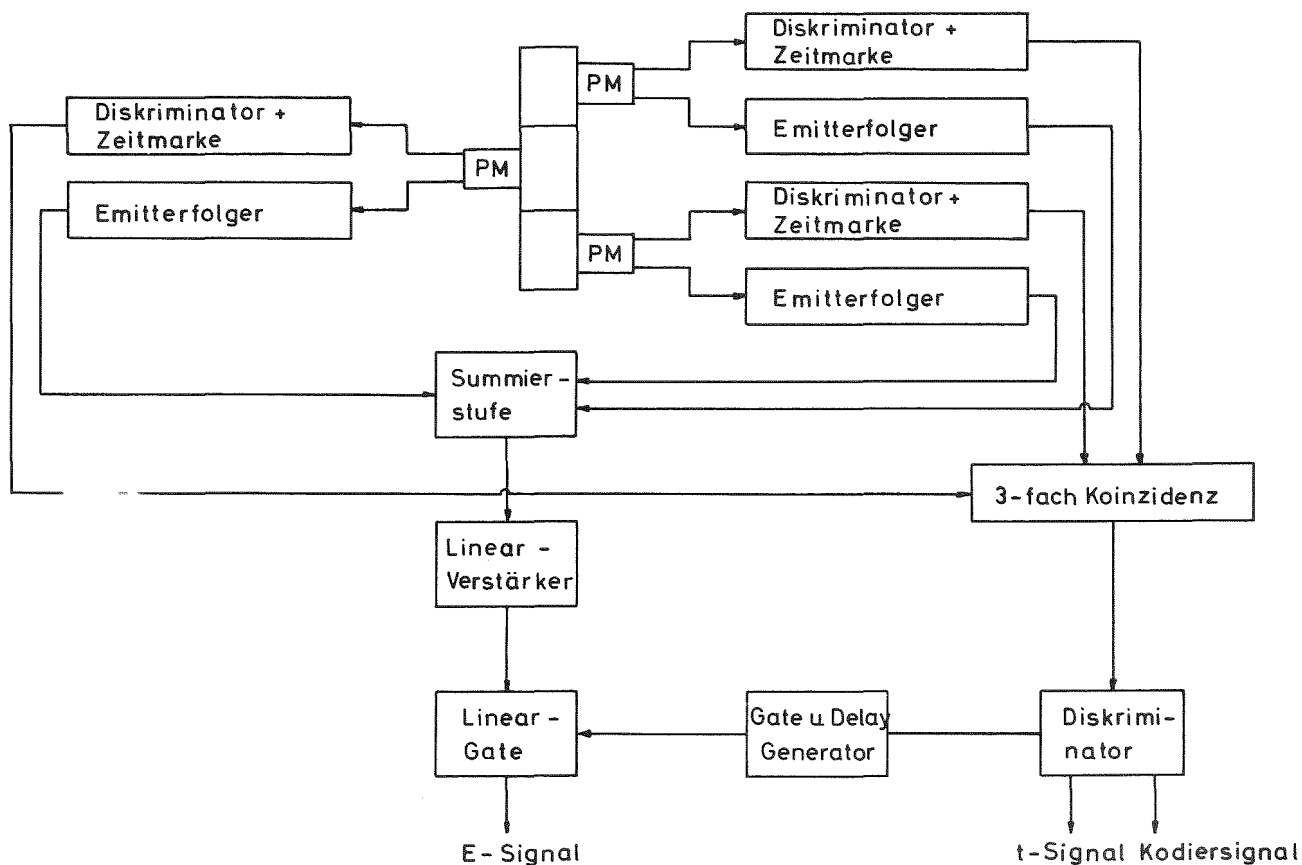


Fig. 4 Blockschaltbild der Elektronik eines Neutronenflußdetektors.

### 2.2.2 Teilchendiskriminierung und Wahl des Gasszintillators

Im Neutronenenergiebereich unterhalb 6 MeV stammen die Protonen nur vom Radia-  
torwasserstoff. Alle entsprechenden Flugzeitereignisse des Flußdetektors 1  
können in diesem Bereich gebraucht werden. Die Szintillatorabschnitte im Fluß-  
detektor 2 wurden aufgrund errechneter Energieverluste geladener Teilchen ge-  
wählt. Dabei wurde folgendes zugrundegelegt :

- (i) Rückstoßprotonen müssen bei Neutronenenergien  $E_n \gtrsim 6$  MeV  
den dritten Detektorabschnitt erreichen.
- (ii) Bei jeder Neutronenenergie  $E_n$  sollen geladene Reaktionsprodukte  
vom Kohlenstoff, sofern sie den dritten Kammerabschnitt erreichen,  
möglichst hohe Energiebeiträge  $\Delta E$  im Gas abgeben, so daß sie da-  
durch von Rückstoßprotonen unterschieden werden können.

Das Spektrum in Fig. 5 zeigt die Bereiche vorwärtsgestreuter Teilchen im  
( $E_n, \Delta E$ )-Diagramm, errechnet für Xe-Füllung unter Normalbedingungen. Während  
 $\alpha$ -Teilchen aus der Reaktion  $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$  erst bei Energien  $E_n > 22$  MeV  
und mit hohen Energieverlusten registriert werden, sind sie im Falle der  
Reaktion  $^{12}\text{C}(n, n'3\alpha)$  aufgrund ihrer kleinen Reichweiten nicht vertreten.  
Es zeigt sich ferner, daß in einem simultan gemessenen Zeit-Analogsignal  
( $t, E$ )-Spektrum (vergl. Abschnitt 2.2.3) eine Trennung zwischen Rückstoß-  
protonen und anderen Teilchen bei einer 30 %igen Energieauflösung des Szin-  
tillators bis zu Neutronenenergien von 22 MeV gut möglich ist. Rechnungen  
für einen Ar-Szintillator führen zu ähnlichen Ergebnissen.

Bisher wurden die Flußdetektoren mit Argon und 15%iger Stickstoffbeimischung  
bei geringem Überdruck betrieben. Stickstoff, dessen Hauptlumineszenz-  
linie bei  $3900 \text{ \AA}$  liegt, dient hierbei als Frequenzwandler der Argonszintil-  
lationen, deren Wellenlänge bei  $2200 \text{ \AA}$  /39/ weit außerhalb des Empfindlich-  
keitsbereichs der verwendeten Photomultiplier liegt. Um nachteilige Ver-  
unreinigungen zu vermeiden, wird das Gas kontinuierlich durch die Kammern  
geleitet. Zur Ermittlung optimaler und stabiler Nachweisbedingungen wird  
der Gasdurchsatz bei Anwesenheit eines  $\alpha$ -Präparates im Nachweisraum  
bis zu einem Bereich erhöht, wo sich Höhe und Halbwertsbreite der Photo-

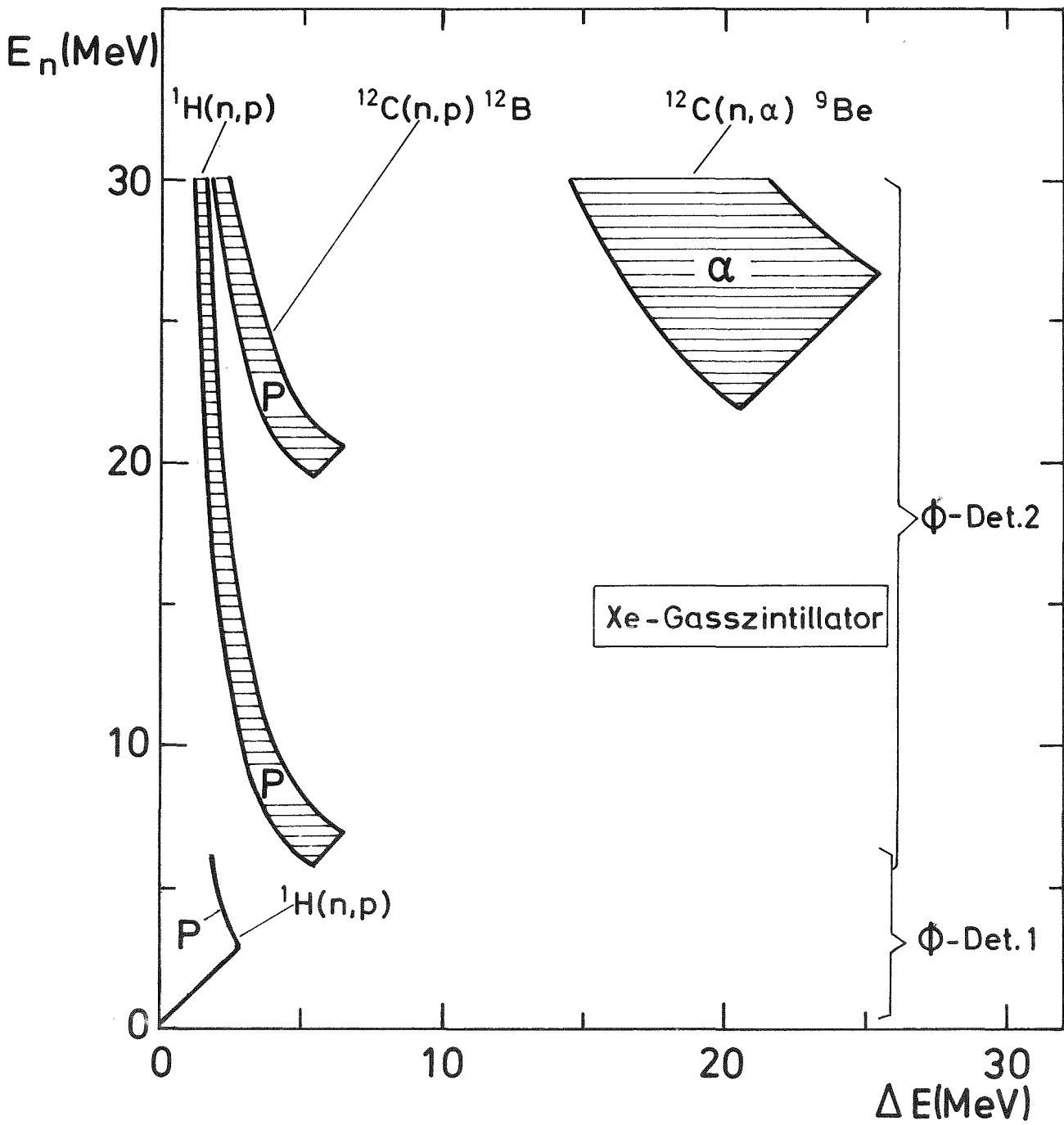


Fig. 5 Energieverluste von Rückstoßprotonen und geladenen Teilchen aus den angegebenen Reaktionen in den Neutronenflußdetektoren 1 und 2. ( $\Phi$ -Det. 1 und  $\Phi$ -Det. 2) nach Streuung in Richtung der einfallenden Neutronen.

multiplierimpulse nicht mehr ändern. Der optimale Gasdurchsatz beträgt 1 l/min für Flußdetektor 1 und 2.5 l/min. für Flußdetektor 2.

Das Ar-N<sub>2</sub>-Gemisch wurde mit Xe hinsichtlich Lichtausbeute und Stabilität verglichen. Die zuvor während mehrerer Stunden auf 10<sup>-6</sup> Torr evakuierte Detektorkammer wurde mit 99.9 % reinem Xe bei 760 Torr gefüllt. Bei Analyse der Photomultiplierpulse für α-Teilchenlichtsignale wurde unmittelbar nach dem Füllen ca. die 2.5 fache Impulshöhe im Vergleich zum Argonzintillator festgestellt. Diese nahm jedoch zeitlich rasch ab. Da für den Betrieb der Detektoren stabile Nachweisbedingungen bei kleinem apparativen Aufwand entscheidend ist, wurde der Ar-Szintillator dem im Prinzip besseren Xe-Gas vorgezogen.

### 2.2.3 Nachweischarakteristik und Ansprechvermögen

Die Elektronik der Flußdetektoren wurde bei Verwendung der Lichtausbeute der 5.48 MeV α-Teilchen des <sup>241</sup>Am im Gasszintillator eingestellt. Die Betriebsspannungen der einzelnen Photomultiplier wurden in dem jeweiligen Detektor so gewählt, daß die α-Peaklagen der Impulshöhenverteilungen in einem Vielkanalanalysator in demselben Kanal erschienen. Die einzelnen Photomultiplier-Zweige lieferten nahezu identische α-Spektren mit einem relativen Auflösungsvermögen von ~33 %. Die elektronischen Schwellen der Diskriminatoren in den Zeitsignalzweigen wurden auf 560 keV für Flußdetektor 1 und auf 100 keV für Flußdetektor 2 eingestellt.

Die Zeitauflösung der Flußdetektoren wurde mittels Lichtsignalen von Lumineszenzdiolen ermittelt. Mit einem Impulsgenerator wurden eine Diode in Flußdetektor 1 bzw. 3 Dioden gleichzeitig im Falle des Flußdetektors 2 zur Lumineszenz angeregt. Mit dem Signal des Impulsgenerators wurde außerdem ein Zeit-zu-Impulshöhen-Konverter gestartet. Als Stoppsignal diente bei jedem Detektor das verzögerte 3-fach-Koinzidenzsignal der Photomultiplier-Zweige, die das Lumineszenzlicht registrierten. Im Vielkanalanalysator wurde das Spektrum der in Impulshöhen konvertierten Zeitdifferenzen zwischen dem Start- und Stoppsignal gemessen. Das Verfahren wurde mit einer anderen Verzögerungszeit wiederholt. Die Messungen ergaben zwei symmetrische Verteilungen. Die Differenz der mittleren Kanallagen lieferte die Zeiteichung der Impulshöhenskala. Als Maß für die Zeitauflösung dienten die in Zeiteinheiten umgerechneten Halbwertsbreiten der gemessenen Impulshöhenverteilungen. Die Halbwertsbreiten betragen für beide Detektoren 6 ns.

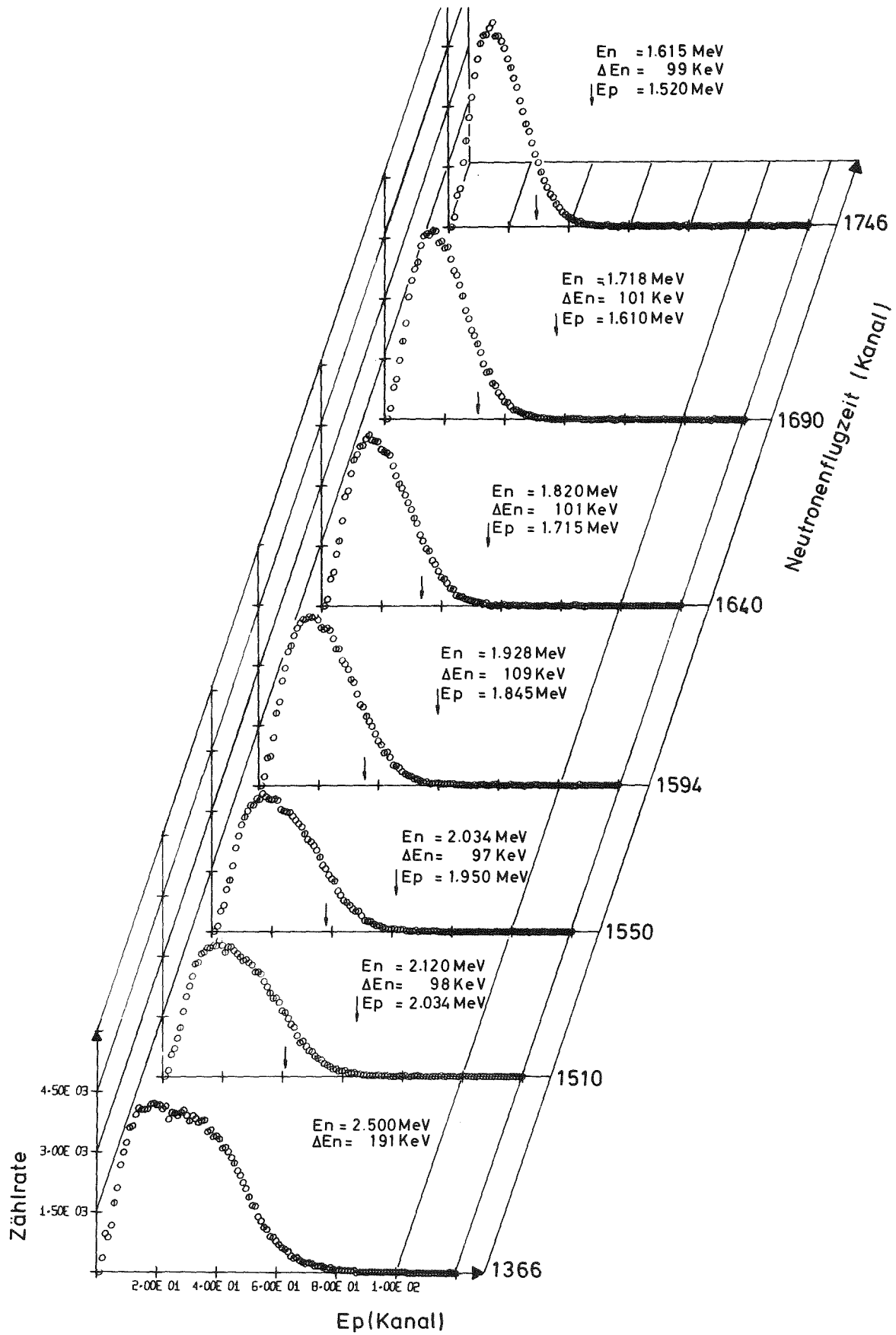


Fig. 6 Ausschnitt eines gemessenen (t, E)- Spektrums von Flußdetektor I

Das Energieauflösungsvermögen der Flußdetektoren ist durch statistische Effekte der Auflösung des Szintillators, das Photomultiplier-Rauschen und elektronische Schwankungen der darauffolgenden Diskriminatoren gegeben. Dies hat zur Folge, daß das Nachweisvermögen für Protonen nicht sprunghaft auf seinen konstanten Wert ansteigt, sondern innerhalb der Breite einer Verteilung, welche aus der Faltung der genannten statistischen Funktionen für alle Photomultiplier-Zweige resultiert. Im Flußdetektor 1, wo die drei Photomultiplier den gleichen Szintillator registrieren, äußert sich dieser Effekt in dem Rückstoßprotonenspektrum in direkter Weise. Fig. 6 zeigt einen Ausschnitt des gemessenen  $t, E$ -Spektrums dieses Detektors. Hier sind die Detektorereignisse innerhalb einiger Neutronenenergiebereiche  $\Delta E_n$  aufsummiert und in Abhängigkeit von der Protonenimpulshöhe aufgetragen.  $E_n$  ist die Neutronenenergie, die dem jeweiligen mittleren Flugzeitkanal entspricht.

Die Abweichung dieser Spektren von der idealen Form einer Rechteckverteilung ist bedingt durch das Energieauflösungsvermögen bei der maximalen Protonenenergie  $E_{p_m}$  und der Nachweisschwelle (linke Flanke). Das Verhältnis der einzelnen Kanalinhalt in der linken Flanke des Spektrums zum maximalen Kanalinhalt im Spektrum gibt das Nachweisvermögen bei dem jeweiligen Kanal wieder. Die Energieeichung der Kanäle ergibt sich aus den Kanallagen der maximalen Protonenenergien  $E_{p_m}$ , welche der jeweiligen Neutronenenergien aus der Flugzeitbestimmung nach Abzug des mittleren Energieverlustes der Protonen in der  $CH_2$ -Folie entsprechen. Fig. 7 zeigt die Energieeichung, deren Verlauf (durchgezogene Kurve) für kleinere Energien extrapoliert wurde. In Fig. 8 ist das Nachweisvermögen  $W_1$  für Protonen in Abhängigkeit von ihrer Energie aufgetragen.

Eine entsprechende Ermittlung des Nachweisvermögens für ein Rückstoßproton im Flußdetektor 2 aus den Rückstoßprotonen war nicht direkt möglich, weil die einzelnen Photomultiplier drei voneinander optisch getrennte Szintillatorabschnitte registrieren. Das Nachweisvermögen für ein Rückstoßproton (gestrichelter Verlauf in Fig. 8) in einem Szintillatorabschnitt des Flußdetektors 2 wurde mit Hilfe des Verlaufs  $W_1$  des Flußdetektors 1 wie folgt berechnet: Der Verlauf von  $W_1$  stellt das Integral der Impulshöhenverteilung von Flußdetektor 1 bei der Schwellenenergie 560 keV dar. Die Symmetrie dieses Verlaufs läßt auf eine Gaußform der Impulshöhenverteilung um die Schwellenenergie schließen. Durch die Entfaltung dieses Verlaufs läßt sich die Breite der Impulshöhenverteilung eines Photomultiplier-Zweiges bei 560 keV ermitteln.

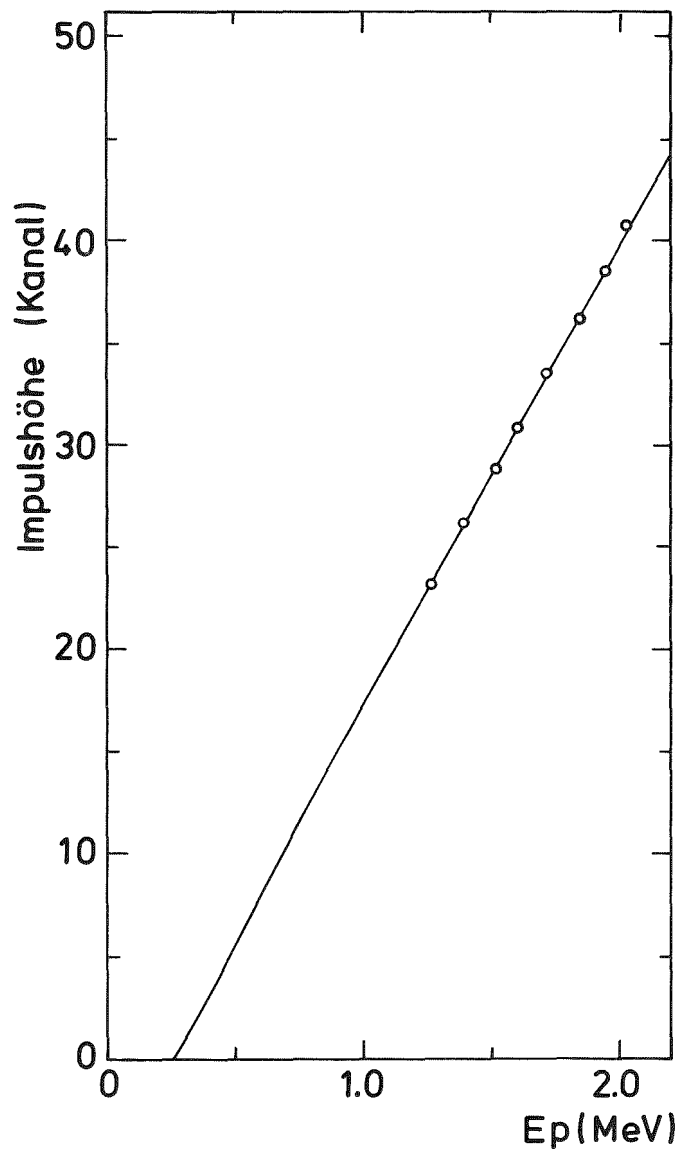


Fig. 7 Abhängigkeit der Impulshöhe von der Rückstoßprotonenenergie im Flußdetektor 1.

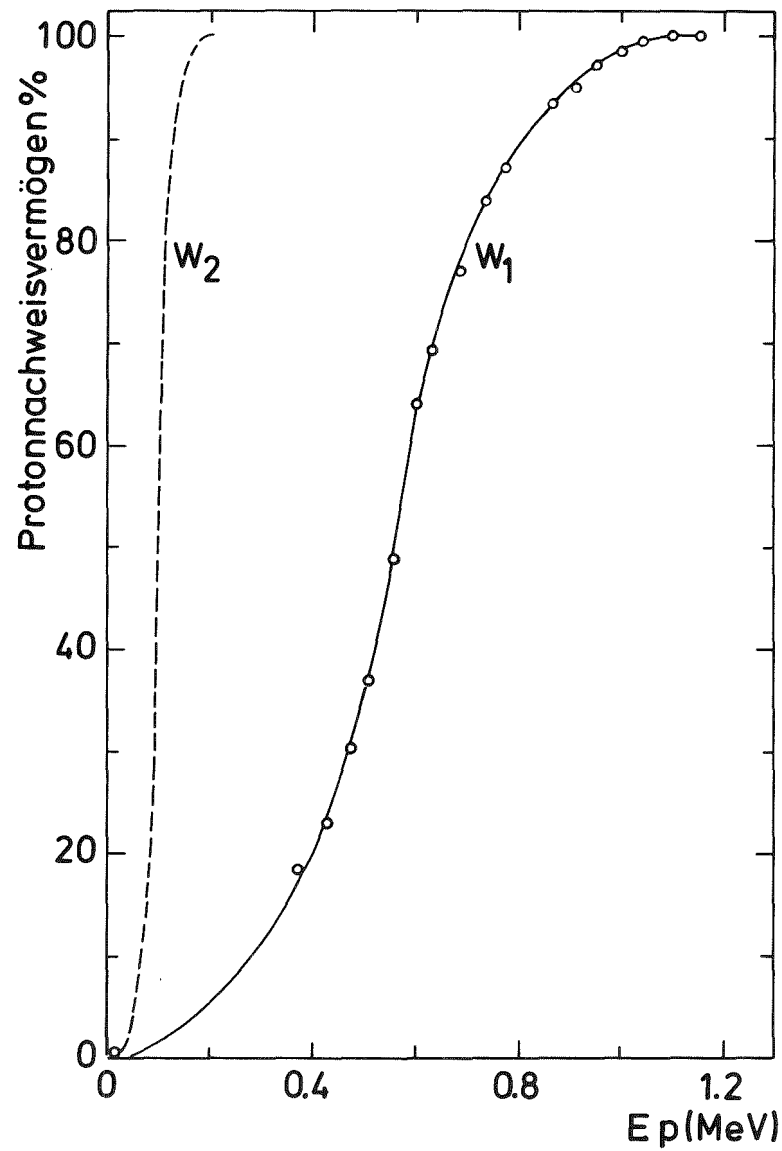


Fig. 8 Protonennachweisvermögen des Flußdetektors 1 ( $W_1$ ) und des Flußdetektors 2 ( $W_2$ ).



Das relative Energieauflösungsvermögen ist in diesem Falle nur schwach energieabhängig /40/. Es kann im engen Energiebereich 100 - 560 keV nahezu als konstant betrachtet werden. Es ist daher möglich, aus den relativen Breiten der Impulshöhenverteilung der Photomultiplier-Zweige im Flußdetektor 1 die entsprechenden Breiten der einzelnen Zweige des zweiten Detektors bei der Schwellenenergie 100 keV zu errechnen.

Das Ansprechvermögen gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein einfallendes Neutron im Detektor nachgewiesen wird. Sind  $N_n(E_n)$  die pro Zeiteinheit einfallenden Neutronen der Energie  $E_n$ ,  $d$  die Radiatordicke mit der Wasserstoffatomzahldichte  $n_H$ ,  $\sigma_{np}$  der Neutronenquerschnitt am Wasserstoff und  $N_p(E_n)$  die Zahl der im Radiator erzeugten Protonen, so gilt für das Ansprechvermögen:

$$\epsilon(E_n) = \epsilon_p(E_n) \cdot \frac{N_p}{N_n}(E_n) \approx \epsilon_p(E_n) \cdot \sigma_{np}(E_n) \cdot n_H \cdot d.$$

Diese Näherung ist aufgrund der geringen Radiatordicke gültig.  $\epsilon_p(E_n)$  drückt den Anteil der nachgewiesenen von der Gesamtzahl der erzeugten Rückstoßprotonen bei einer bestimmten Neutronenenergie aus. Es wird im folgenden Protonenansprechvermögen genannt. Für die Ermittlung des Ansprechvermögens  $\epsilon$  der Flußdetektoren in Fig. 10 wurden die  $\sigma_{np}$ -Werte nach Gammel /41/ benutzt. Das Produkt  $n_H \cdot d$  wurde durch Bestimmung der Masse  $m$  und Oberfläche  $F$  der Radiatoren berechnet. Es war für Flußdetektoren 1 und 2  $6.16 \times 10^{-5}$  bzw.  $16.45 \times 10^{-5}$  H-Atome/barn. Für die Berechnung des Protonenansprechvermögens  $\epsilon_p$  für die Flußdetektoren 1 und 2 wurde ein Monte-Carlo-Rechenverfahren erstellt. Im folgenden wird die Methode zur Berechnung von  $\epsilon_p(E_n)$  zusammengefaßt. Die ausführliche Beschreibung der Rechnungen ist im Anhang (A1) enthalten.

Die Wahrscheinlichkeit, daß das einfallende Neutron ein Proton unter dem Laborwinkel  $\theta$  streut, liefert der differentielle  $np$ -Streuquerschnitt. In den vorliegenden Detektoren werden bei Energien  $0.5 \leq E_n \leq 6$  MeV Streuwinkel zwischen  $0$  und  $90^\circ$  berücksichtigt, während zwischen  $6$  und  $30$  MeV Streuwinkel  $< 24^\circ$  zum Nachweis beitragen. Die Zugrundelegung einer Isotropie der Neutronenstreuung am Wasserstoff ist daher in erster Näherung zulässig.  $\epsilon_p$  wird durch Mittelung des Nachweisvermögens für einzelne Rückstoßprotonen über hinreichend viele zulässige Streueignisse berechnet. Um die Zahl der betrachteten Fälle zu reduzieren, wurde der Nachweisort im Radiator und Szintillator in kleinen Sektoren gleicher Eintreffswahrscheinlichkeit eingeteilt. Durch die Homogenität des Neutronenstrahls und die geringe Radiatordicke ist die Streuung von Protonen an jedem Ort des Radiatorvolumens gleich wahr-

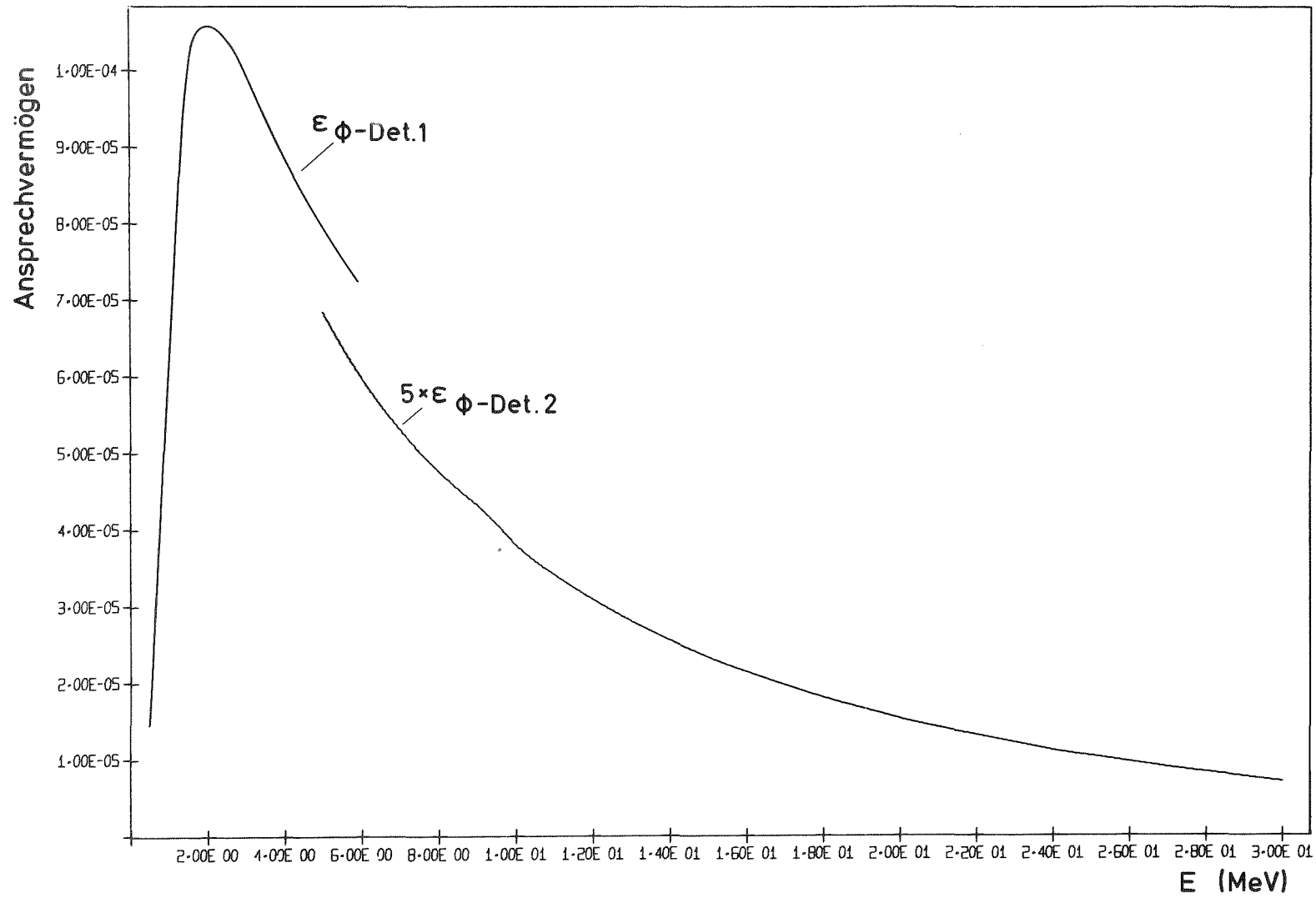


Fig. 9 Verlauf des Ansprechvermögens der Neutronenflußdetektoren  $\phi$ -Det. 1 und  $\phi$ -Det. 2 in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.

scheinlich. Für die Sektorenbildung wurde die Folie axial in gleich starke Schichten und radial in Ringe gleicher Oberflächen eingeteilt. Gleich wahrscheinliche Sektoren des Streuwinkels sind solche, in die jeweils die gleiche Protonenzahl hineingestreut wird. Das bedeutet, die Schranken  $\theta_K$  und  $\theta_{K-1}$  jedes Streuwinkelintervalls müssen die Bedingung erfüllen:

$$\int_{\Delta\Omega} \cos\theta \, d\Omega = \sin^2\theta \Big|_{\theta_{K-1}}^{\theta_K} = \text{const.}$$

Aus geometrischen Gründen wird zusätzlich der Azimuntwinkel bei der Streuung berücksichtigt.

Der gegenwärtige systematische Fehler des so ermittelten Ansprechvermögens ergibt sich aus den Unsicherheiten folgender Größen:

- |     |  |  |
|-----|--|--|
| (1) | Daten der H(n,p)-Reaktion                                    | 2 %  |
| (2) | Anzahl der H-Atome im Radiator                               | < 1 %  |
| (3) | Verlauf des Detektornachweisvermögens für ein Rückstoßproton | Diese Unsicherheit ist zwischen 2 und 20 MeV < 2 %; unterhalb von 2 MeV steigt sie mit fallender Energie bis zu 10 % bei 0.5 MeV an. |
| (4) | Ar-N <sub>2</sub> -Mischverhältnis                           | < 1 %  |

Die obere Schranke der Fehler bei (3) äußert sich in den Energiebereichen, wo der Nachweis stark vom Protonennachweisvermögen beeinflusst wird. Für die Ermittlung der Fehler (3) und (4) wurden die obigen Rechnungen für die untere und obere Grenze der jeweiligen Variablen wiederholt. Die Zahl der angenommenen Ereignisse beim Monte-Carlo-Verfahren wurden so groß gewählt, daß die Wiederholung der Rechnung mit veränderten Ausgangskordinaten keine größeren Abweichungen als 0.1 % in den Ergebnissen lieferten.

#### 2.2.4 Konsistenz und Güte des Verfahrens

Im vorliegenden Experiment erfolgte die Neutronenflußmessung im Energiebereich 0.5 - 6 MeV. Da für diesen Bereich keine genauen Bestimmungen von Streuquerschnitten vorlagen, war eine Prüfung der Güte des Meßverfahrens nicht ohne weiteres über die hier beschriebenen Daten möglich. Von Kari /42/ wurden jedoch neutroneninduzierte Spaltquerschnitte, u. a. von <sup>235</sup>U, im Energiebereich 0.5 - 20 MeV gemessen, wobei die beiden in dieser Arbeit entwickelten Flußdetektoren eingesetzt wurden. Da der <sup>235</sup>U-Spaltquerschnitt gut bekannt ist, eignen sich die letzten simultanen Messungen der Neutronen- und Spaltspektren für die Prüfung der Konsistenz des gesamten beschriebenen Verfahrens.

Die Prüfung erfolgte nun in der folgenden Weise, daß aus den Rohdaten der Spaltnessung<sup>+</sup> über die bekannten Spaltquerschnitte der Neutronenfluß berechnet wurde und dieser mit den sich aus der Flußbestimmung ergebenden Werten verglichen wurde. Für die Messung mit den Spaltdetektoren gilt folgende Beziehung:

$$\Phi(k) = \frac{Z_{Sp}(k)}{\epsilon_{Sp}(k) \cdot \sigma_{Sp}(k) \cdot N(^{235}\text{U})} \quad (1)$$

Dabei ist:

- $Z_{Sp}(k)$ : die Zählrate des Spaltdetektors im Flugzeitkanal k pro Sekunde,
- $\sigma_{Sp}(k)$ : der  $^{235}\text{U}$ -Spaltquerschnitt nach Bhat /43/,
- $N(^{235}\text{U})$ : die Anzahl der  $^{235}\text{U}$ -Atome in der verwendeten Spaltprobe,
- $\epsilon_{Sp}(k)$ : das Ansprechvermögen des Spaltdetektors.

Entsprechend wurde aus den Flußspektren der energieabhängige Neutronenfluß der Flußdetektoren wie folgt ermittelt:

$$\Phi(k) = \frac{Z_{F1}(k)}{\epsilon_{F1}(k) \cdot F} \quad (2)$$

wobei  $Z_{F1}$  die Zählrate des Flußdetektors pro Sekunde,  $\epsilon_{F1}$  das Neutronenansprechvermögen des Flußdetektors, F die Querschnittsfläche des Neutronenstrahls am Ort des Flußdetektors ist und wobei die Neutronenenergie E, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben ist, aus den entsprechenden Flugzeitkanälen k berechnet wurde.

Das Ergebnis eines solchen Vergleichs ist in Fig. 10 dargestellt. In diesem Bild sind die mit dem Flußdetektor bestimmten Werte des über die Dauer der Messung integrierten Neutronenflusses durch Kreuzsymbole gekennzeichnet, während der integrierte Fluß, welcher sich mit Hilfe der Spaltergebnisse unter Verwendung der bekannten Spaltquerschnitte für  $^{235}\text{U}$  ergibt, als durchgezogene Linie dargestellt ist. Aus diesem Vergleich geht hervor, daß die mit dem

<sup>+</sup>Die bzgl. Untergrund korrigierten Neutronenfluß- und Spaltspektren sowie die charakteristischen Größen des Spaltdetektors wurden mir freundlicherweise von Herrn Dipl.-Ing. Kari zur Verfügung gestellt.

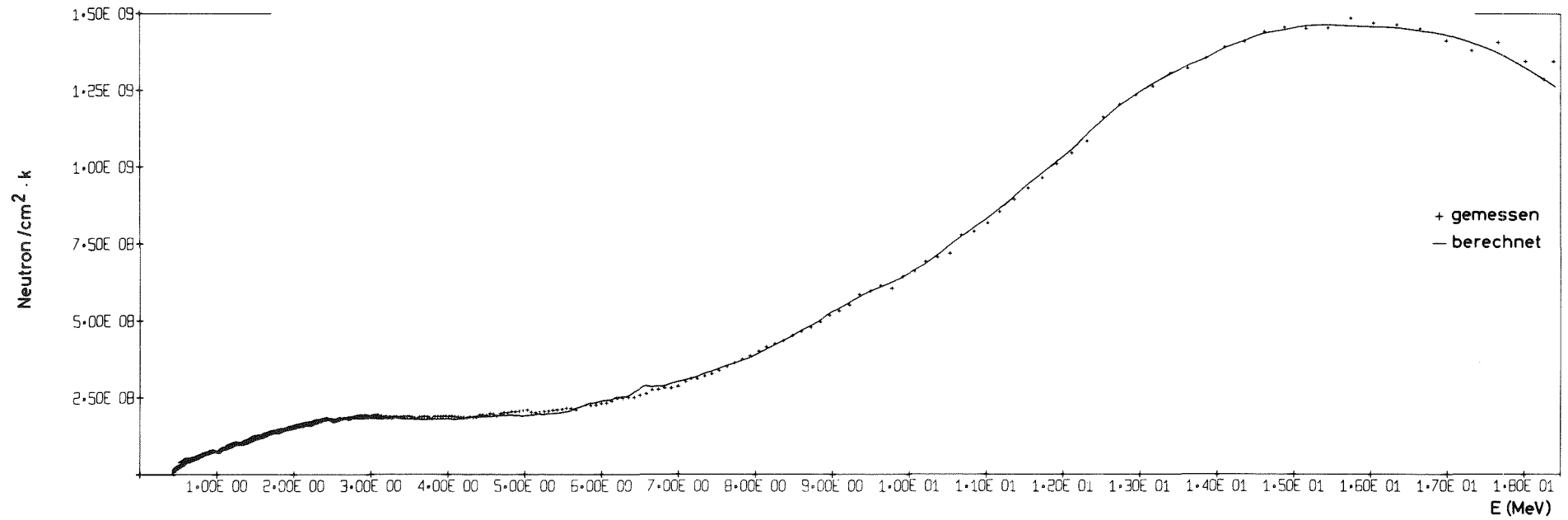


Fig. 10 Vergleich des gemessenen und mit Hilfe von Literaturdaten berechneten Gesamtneutronenflusses in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Die Flugzeitkanalbreite  $k$  beträgt 2 ns.

Flußdetektor gemessenen Werte gut mit den über dem Spaltquerschnitt berechneten übereinstimmen. Im Bereich zwischen 1-18 MeV ergibt sich mit Ausnahme geringer lokaler Schwankungen eine Übereinstimmung von  $\pm 3\%$ . Abweichungen in dieser Größenordnung sind aufgrund der derzeitigen Genauigkeit für den Spaltquerschnitt zu erwarten. Dieser Vergleich zeigt mithin, daß die Genauigkeit der Flußmessung im Bereich 1-18 MeV von der gleichen Größe ist. Der Vergleich wurde deshalb bei der Energie 18 MeV abgebrochen, weil oberhalb dieser die derzeitigen Unsicherheiten im Spaltquerschnitt von  $^{235}\text{U}$  stark ansteigen und bei 20 MeV bereits ca. 10 % betragen. Unterhalb von 1 MeV ergeben sich mit fallender Energie rasch steigende Abweichungen, da das Ansprechvermögen  $\epsilon_p$  des Flußdetektors 1 für Rückstoßprotonen hier schnell von 0.25 auf 0.03 abfällt. Zwischen 1 und 0.5 MeV liegt die Abweichung zwischen beiden Flußbestimmungen und damit gleichzeitig die derzeitige Meßgenauigkeit des Flußzählers in diesem Bereich zwischen 3 und 10 %.

Bei Neutronenenergien zwischen 5.5 und 6.2 MeV kann der Fluß mit den beiden beschriebenen Detektoren gemessen werden. Hier ist das Protonenansprechvermögen  $\epsilon_p$  für Flußdetektor 2 nur durch den Raumwinkel bestimmt. Es ist energieunabhängig und beträgt 0.053. Für Flußdetektor 1 ist  $\epsilon_p$  in diesem Bereich geringfügig energieabhängig und beträgt 0.806 und 0.809 bei 5.5 bzw. 6.2 MeV. Zwischen 5.5 und 6.2 MeV sind die Werte des Neutronenflusses beider Detektoren innerhalb der statistischen Genauigkeit von  $\pm 1\%$  praktisch identisch. Letztere Tatsache stellt einen zusätzlichen unabhängigen Test für die gute Genauigkeit des Meßverfahrens des Neutronenflusses dar.

### 3. Meß- und Auswerteverfahren

#### 3.1 Durchführung der Messungen

Meßgrößen, die eine Neutronenreaktion charakterisieren, sind die Neutronenenergie, Art, Emissionsrichtung und Energie der Reaktionsprodukte. Die Neutronenenergie wurde durch Messung der Flugzeit bestimmt. Die Art und die Energie der Reaktionsprodukte ließen sich aus ihren Energieverlusten im Detektor ermitteln. Jeder der verwendeten Fluß- und Streudetektoren lieferte daher einen schnellen (t-Signal) und einen energieproportionalen Impuls (E-Signal).

Die Erfassung der Meßdaten erfolgte mit Hilfe der in Fig. 11 gezeigten Elektronik. Für die Zeitmessung wurde ein digitaler Time Sorter verwendet. Das Startsignal für die Zeitanalyse lieferte der erste Detektor, der innerhalb der Dauer zwischen zwei aufeinanderfolgenden Neutronenpulsen ein Ereignis registrierte. Das Stoppsignal wurde von der Zyklotron-Hochfrequenz, mit der die Neutronenpulse erzeugt wurden, abgeleitet. Der Zeitanalysator wurde in einem Meßbereich von 8  $\mu$ s betrieben. In diesen Zeitraum fallen alle Ereignisse des in Fig. 2 gezeigten Flugzeitspektrums. Da diese Messungen nur im Bereich 0.5 - 6 MeV ausgewertet wurden, wurde die Datenannahme für Ereignisse außerhalb des interessierenden Bereichs gesperrt, um Totzeiteffekte minimal zu halten. Die Datenerfassung läuft nun folgendermaßen ab:

Die Zeitzweige aller Detektoren werden in OR-Stufen zu einem einzigen t-Zweig, die Analogzweige mittels Addierstufen (SUM) zu einem einzigen E-Zweig vereinigt. Für die spätere Zuordnung des Ereignisses zu einem bestimmten Detektor sorgen die Kodiersignale, die als getrennte Signale zur Interface-Einheit geleitet werden. Weist ein Detektor ein Ereignis nach, so gelangt das t-Signal zum Diskriminator 1 (Diskr. 1) und das E-Signal über eine Verzögerungsstufe (Delay-Ampl.) zum Analog-zu-Digital-Konverter (ADC). Für t-Signale, die außerhalb des interessierenden Zeitintervalls ankommen, wird der Eingang von Diskr. 1 durch ein Inhibit-Signal gesperrt. Das hierfür erforderliche Signal wird von der auf 100 kHz unteretzten Zyklotron-Hochfrequenz wie folgt abgeleitet. Die 100 kHz-Signale werden im Diskr. 3 in drei Ausgangssignale aufgespalten. Einer dieser Ausgänge liefert das Stoppsignal für den Time Sorter. Die anderen zwei Ausgangssignale erzeugen in den Gate Generator-Paaren (GG1-GG2 und GG3-GG4) jeweils Impulse, deren zeitliche Lage und Breite denen des zugelassenen Bereichs entsprechen. Der Nor-Ausgang der darauffolgenden Or-Stufe liefert das Inhibitsignal für Diskr. 1. Ein zugelassenes t-Signal verläßt Diskr. 1 über 2 Ausgänge, von denen der erste nach einer Verzögerung zum Diskr. 2 führt. Mit dem zweiten Ausgangssignal

(über Gate und Delay-Generator GD 1) wird die Interface-Einheit abgefragt, ob die Verarbeitung und Weiterleitung der vorhergehenden Information abgeschlossen ist. Wenn dies zutrifft, liefert die Interface-Einheit ein Signal, welches den Kreis für die Verarbeitung des vorliegenden Ereignisses über GD 2 öffnet. Beim offenen Zeitzweig existiert am Eingang von Diskr. 2 kein Inhibit-Signal. In diesem Fall gelangt das um die Dauer der Interfaceabfrage verzögerte t-Signal über Diskr. 2 zum Starteingang des Time Sorters. Den GD 2 verläßt ein zweites Signal, das im GD 3 ein Zeitfenster für den ADC erzeugt. So wird das E-Signal nur dann konvertiert, wenn am Koinzidenzeingang das Zeitfenster noch andauert. Damit werden Rauschsignale im Analogzweig eliminiert. Die Zuordnung einer t, E-Information zu einem bestimmten Detektor erfolgt im Interface. Dieses erhält vom Detektor ein Kodiersignal und leitet dann die gesamte Information zum Rechner, der die zweidimensionalen Informationen für die einzelnen Detektoren getrennt speichert. Die Datenaufnahme erfolgt innerhalb mehrerer aufeinanderfolgenden Zyklen gleicher integrierter Neutronenintensität. Im Integrator werden Ereignisse des Strahlmonitors, der unter  $6^{\circ}$  zur Strahlachse aufgestellt ist, aufaddiert. Wird eine vorgegebene Impulszahl erreicht, so erhält die Interfaceeinheit ein Signal, welches die Beendigung eines Meßzyklus anzeigt, woraufhin die Datenaufnahme gestoppt und die Streuprobe für den nächsten Zyklus mittels der Fahrautomatik (PW) in den Neutronenstrahl hineinbefördert oder aus dem Neutronenstrahl herausbefördert wird. Jeder Detektor erhält im Kernspeicher des CDC-3100-Rechners ein zweidimensionales Feld, wo die t, E-Information eines Meßzyklus neu aufaddiert wird. Nach Beendigung jeder Periode wird der Speicherinhalt auf ein Magnetband übertragen. Parallel dazu werden die Daten auf einer Magnetplatte gespeichert, wo die Information für mehrere Zyklen integriert wird. Diese kann dann auf ein Sichtgerät transferiert und kontrolliert werden.

An Sauerstoff werden Neutronen mit Energien  $< 6$  MeV nur elastisch gestreut. Für Silizium hingegen beträgt die inelastische Neutronenreaktionsschwelle 1.78 MeV. Mit Hilfe einer Routine des Meßprogramms wurde in den Streuspektren nur der rein elastische Anteil konvertiert. Dabei wurde die Tatsache ausgenutzt, daß bei gleicher Energie der einfallenden Neutronen ein inelastisch gestreutes Neutron eine um den Betrag der inelastischen Schwelle kleinere Impulshöhen aufweist als ein elastisch gestreutes Neutron. Nach einer Eichkontrolle wurde für jeden Streudetektor die Kanalskala der Rückstoßprotonenspektren gemäß Abschnitt 2.2.3 geeicht. Daraufhin wurden die Grenzen der Impulshöhen ermittelt, deren zugeordnete Energien um den Betrag der inelastischen Schwelle



kleiner waren als die jeweilige maximale Rückstoßenergie. Oberhalb dieser Grenzen waren nur elastische Prozesse vertreten. Diese Grenzen wurden dem Meßprogramm eingegeben. Während der Messung wurden alle Ereignisse mit Impulshöhen unterhalb dieser Grenzen on-line verworfen. Um nachteilige Wirkungen von zeitlichen Schwankungen des Beschleunigerablenksystems auf die gemessenen Spektren zu vermeiden, mußte der Datenfluß in angemessenen Zeitabständen kontrolliert werden. Hierbei wurden die  $\gamma$ -Peaklagen der Flugzeitspektren aller Detektoren bestimmt und einer zweiten Routine des Meßprogramms eingegeben. Mit Hilfe dieser Routine wurden die Streuspektren so über die Flugzeitkanäle geschoben, daß die  $\gamma$ -Peaklagen aller Detektoren im selben Kanal erschienen.

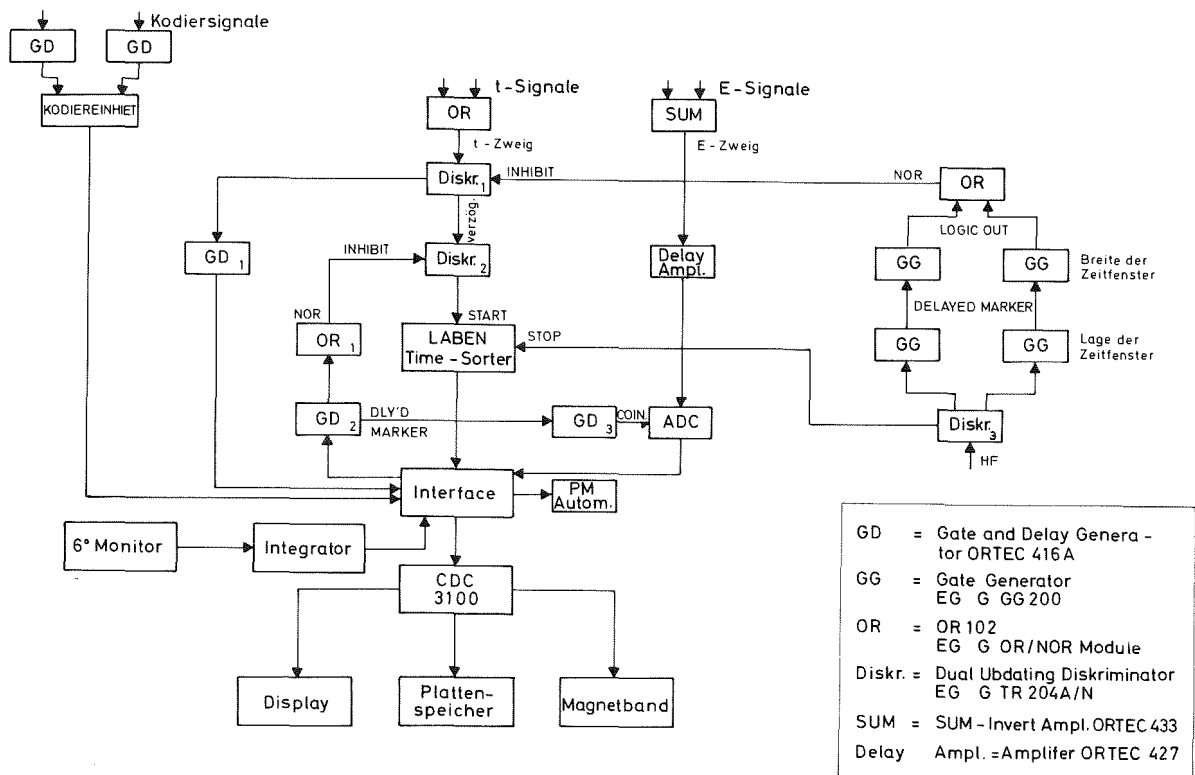


Fig. 11 Blockschaltbild der verwendeten Elektronik für die Datenerfassung

### 3.2 Berechnung der Neutronenenergie

Für die betrachteten Bereiche der Neutronenenergien 0.5 - 6 MeV gilt die relativistische Beziehung:

$$E(k) = E_0 \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v(k)}{c}\right)^2}} - 1 \right) \quad (1)$$

E ist die Neutronenenergie für den Flugzeitkanal k,  $E_0 = 939,55$  MeV ist die Ruheenergie des Neutrons, und c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Für das Neutronenspektrum jedes Fluß- und Streudetektors wurden die Energien für jeden Flugzeitkanal durch Einsetzen der gemessenen Daten in (1) ermittelt. Bei den Flußdetektoren ergibt sich t aus:

$$t(k) = t_\gamma + (k - k_\gamma) \cdot 2 \text{ nsec}, \quad (2)$$

wobei  $t_\gamma$  die Flugzeit eines  $\gamma$ -Quants zwischen Quelle und Detektor ist. k und  $k_\gamma$  sind der jeweilige Flugzeitkanal bzw. die  $\gamma$ -Peaklage im Spektrum. Für die Streudetektoren hingegen ist t die Summe aus den Flugzeiten  $t_p$  und  $t_s$  des primären Neutrons bis zur Probe und des gestreuten Neutrons bis zum Detektor. Da der Weg des primären Neutrons groß ist im Vergleich zu dem des gestreuten Neutrons, läßt sich  $t_p$  mit guter Näherung wie folgt bestimmen:

Zunächst wird die aus der Messung gemäß (2) ermittelte Flugzeit t der Primärenergie  $E_p$  zugeordnet. Dadurch läßt sich  $E_p$  berechnen und in den folgenden Ausdruck einsetzen, der die winkelabhängige Energie  $E_s$  des gestreuten Neutrons liefert:

$$E_s(\theta, k) = E_p(k) \cdot \frac{A^2 + 2 A \cos \theta + 1}{(A+1)}$$

Hierbei ist

- $\theta$ : der Winkel des Streudetektors im Schwerpunktssystem und
- A: das Massenverhältnis von Compound- zum Ausgangskern.

Die Zeit  $t_s$ , welche das gestreute Neutron zwischen der Streuprobe und dem Detektor benötigt, läßt sich durch Einsetzen von  $E_s$  in die nicht relativistische Beziehung für die kinetische Energie berechnen. Mit  $l_{PD}$  als Abstand Probe-Streudetektor ergibt sich die Flugzeit  $t_p$  des primären Neutrons gemäß:

$$t_p(k) = t(k) - t_s(k) = t(k) - \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{E_0}{E_s(\theta, k)}} \cdot \left( \frac{l_{PD}}{c} \right) \quad (3)$$

Die Genauigkeit der Energiebestimmung ist im wesentlichen durch zwei Faktoren bestimmt, die Unsicherheit in der Zeitmessung und die Ungenauigkeit in der Länge der Flugstrecke. Die Flugzeitungenauigkeit  $\Delta t$  der gemessenen Neutronenspektren ist bedingt durch die Breite der Neutronenpulse (ca. 1.5 ns), die Zeitauflösung der Detektoren (2 bzw. 6 ns für die Streu- bzw. Flußdetektoren) und die Kanalbreite des Zeitanalysators (2 ns).  $\Delta t$  betrug für die Streudetektoren  $\pm 3.2$  ns und für die Flußdetektoren  $\pm 6.5$  ns. Der Beitrag der Unsicherheit der Neutronenflugstrecke ist vernachlässigbar klein verglichen mit dem Einfluß von  $\Delta t$ , da der Neutronenweg auf  $\pm 1$  mm genau gemessen wurde. Das relative Energieauflösungsvermögen ergibt sich durch Einsetzen der totalen relativen Flugzeitungenauigkeit  $\Delta t/t(k)$  und die Flugwegunsicherheit der relativen  $\Delta l/l$  in die folgende Gleichung, welche sich aus der nicht relativistischen Beziehung für die kinetische Energie ableitet:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \left( \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta l}{l} \right)$$

Danach ergeben sich für das Energieauflösungsvermögen  $\Delta E$  der Streudetektoren im Energiebereich 1-6 MeV Werte zwischen 1.5 und 22.2 keV. Für die Flußdetektoren liegen die entsprechenden Werte zwischen 3.1 und 45.3 keV.

### 3.3 Berechnung des Neutronenflusses

Der Neutronenfluß wurde aus den gemessenen Flugzeitspektren und dem berechneten Ansprechvermögen des Neutronenflußdetektors gemäß Gleichung (2) im Abschnitt 2.2.4 berechnet. Da jedoch in der Probe eine beträchtliche Flußabschwächung stattfindet, muß hier mit einem effektiven Fluß  $\Phi_{eff}$  gerechnet werden, der einen Mittelwert über das gesamte Streuvolumen darstellt. Es gilt:

$$\Phi_{eff} = \frac{\Phi}{V} \int_V e^{-n \cdot \sigma_T \cdot d} dV \quad (1)$$

Dabei ist  $n$  die Atomzahldichte,  $\sigma_T$  ist der totale Streuquerschnitt, und  $d$  ist der jeweilige Neutronenweg im Streuer. Für dünne Proben läßt sich  $\Phi_{\text{eff}}$  in guter Näherung mit Hilfe einer mittleren Streuerdicke  $\bar{d}$  ermitteln:

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi \cdot e^{-n \cdot \sigma_T \cdot \bar{d}} \quad (2)$$

$\Phi_{\text{eff}}$  wurde für  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Proben gemäß Gleichung (1) (s. Anhang (A2)) und für den Al-Streuer gemäß Gleichung (2) berechnet. Im Falle der hohlzylindrischen Si-Probe wurde  $\Phi_{\text{eff}}$  aus Gleichung (1) numerisch berechnet.

### 3.4 Berechnung des differentiellen, elastischen Streuquerschnitts

Für den differentiellen Streuquerschnitt gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(k) = \frac{Z(k)}{\Phi_{\text{eff}}(k) \cdot \varepsilon(k) \cdot N \left( {}^{16}\text{O} \text{ bzw. } {}^{28}\text{Si} \right) \cdot \Delta\Omega}$$

Dabei ist  $Z(k)$  die Zahl der bzgl. Untergrund korrigierten Ereignisse des jeweiligen Streudetektors im Flugzeitkanal  $k$  pro Sekunde,  $\Phi_{\text{eff}}(k)$  ist der effektive Neutronenfluß,  $\varepsilon(k)$  ist das Ansprechvermögen des Streudetektors,  $N$  ist die Anzahl der Streueratome und  $\Delta\Omega$  ist der vom Detektor erfaßte Raumwinkel.  $\varepsilon(k)$  wurde mit Hilfe des analytischen Rechenprogramms (Deteff)/44/ ermittelt. Dieses Programm ermöglicht es, für einen zylindrischen Plastikszintillator die partiellen Ansprechwahrscheinlichkeiten der beiden wichtigsten Szintillatorkomponenten, Wasserstoff und Kohlenstoff zu berechnen. Dazu werden die bekannten Neutronenwirkungsquerschnitte für diese beiden Substanzen und die gemessene Lichtausbeutekurven für Protonen,  $\alpha$ -Teilchen und C-Rückstoßkerne verwendet. Die Genauigkeit des so berechneten Ansprechvermögens wurde in den Reaktionsbereichen oberhalb der Schwellen mit  $\leq 5 \%$  und im Bereich der Schwellen mit  $\leq 10 \%$  abgeschätzt. Einen typischen Verlauf des Ansprechvermögens zeigt der durchgezogene Verlauf in Fig. 13, der für die Sauerstoffmessung gilt.

Für Silizium ergibt sich oberhalb der nichtelastischen Reaktionsschwelle bei 1.78 MeV eine reduzierte Ansprechwahrscheinlichkeit (gestrichelte Kurve in Fig. 12), weil zur Messung nur der hochenergetische Anteil des Rückstoßprotonenspektrums zugelassen wurde, der eindeutig elastischen Streuprozessen zuzuordnen ist (vergl. Abschn. 3.1). Für die Ermittlung dieses reduzierten Ansprechvermögens wurde eine mit der Neutroneneinschußenergie variable Detektorschwelle im Rechenprogramm Deteff eingesetzt.

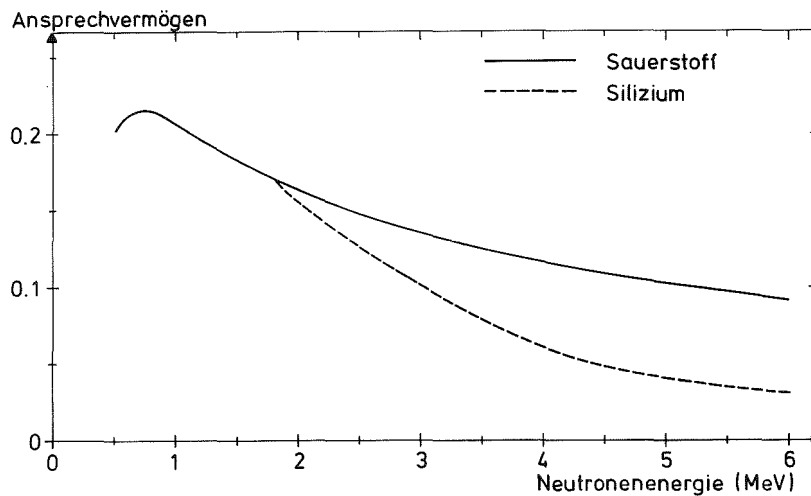


Fig. 12 Typischer Verlauf des Ansprechvermögens eines Plastiksziintillationszählers (Streudetektor) für elastisch gestreute Neutronen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.

## 4 Experimentelle Ergebnisse und Analysen

---

### 4.1 Meßergebnisse und Korrekturen

Die gemessenen differentiellen, elastischen Streuquerschnitte wurden bezüglich experimenteller Störungen korrigiert. Abgesehen von Totzeitverlusten in den Analysatoren, die bei diesen Messungen weniger als 0.5 % betragen, sind die Störungen durch die endliche Ausdehnung der Teilchenquelle, des Streuers und des Detektors bedingt. Infolge solchen Effekts führen anisotrope räumliche Verteilung der einfallenden Neutronen, Vielfachstreuung der Neutronen in der Probe und endliche Winkelauflösung des Streuer-Detektorsystems zur Glättung der gemessenen Winkelverteilungen. Im Streuer-Detektorsystem sind neben den o. g. Korrekturen für die Flußabschwächung auch solche für Vielfachstreuung sowie für Winkelauflösung erforderlich. Wegen des relativ großen Abstandes zwischen der Neutronenquelle und dem Streuer (58 cm) bedarf es am Ort der Probe jedoch keiner Korrektur für die Divergenz des Teilchenstrahls.

Für die Ermittlung von Mehrfachstreu korrekturen wurde das Monte-Carlo-Verfahren von Holmquist et al. /45/ verwendet. In diesem Rechenprogramm wurde der Streuvorgang unter Zugrundelegung der experimentellen Bedingungen simuliert. Bei jeder Primärenergie wurden Schicksale von 2000 einzelnen Neutronen, von denen jedes befähigt ist, mindestens eine Kollision im Streuer auszuführen, zwischen Quelle und Detektor verfolgt. Dabei wurden winkelabhängige Korrekturen hinsichtlich der genannten Störeffekte berechnet. In den Energiebereichen 0.5 - 2 MeV und 2 - 6 MeV wurden die experimentellen winkelabhängigen Anregungsfunktionen in Intervallen von 100 bzw. 200 keV (für Silizium) und 200 bzw. 400 keV (für Sauerstoff) gemittelt und der jeweiligen mittleren Energie zugeordnet. Aus den gemittelten Winkelverteilungen wurden jeweils Werte bei 10 äquidistanten Laborwinkeln interpoliert und für die Monte-Carlo-Routine eingegeben. Im Falle der experimentellen 0-Daten wurden ebenfalls gemittelte Anregungsfunktionen der elastischen Neutronenstreuung an Al /46/ bei denselben Energien für 41 äquidistante Schwerpunktwinkel eingegeben. In ähnlicher Weise wurden die entsprechenden Daten des totalen Neutronenquerschnittes für O, Al und Si in den betrachteten Energiebereichen gemittelt und als Eingangswerte benutzt.

Die Berechnung der Flußabschwächung und damit eines effektiven Neutronenflusses im Si-Streuer erfolgte mit Hilfe einer zusätzlichen Routine dieses Programms. Dabei wurde die Lösung des Integrals in Gleichung (1) Abschnitt 3.3 über das Streuvolumen numerisch berechnet. Im Anhang (A 3) sind die korrigierten differentiellen, elastischen Streudaten von  $^{16}\text{O}$  und  $^{28}\text{Si}$  im gesamten Neutronenenergiebereich 0.5 - 6 MeV und für alle 10 Laborwinkel dargestellt. Ein typisches Meßergebnis von Sauerstoff ist in Fig. 13 gezeigt. Hier sind die Meßdaten im Teilenergiebereich 1.22-2.54 MeV bei den Laborwinkeln 20, 90 und 150<sup>o</sup> dargestellt. Den genannten Laborwinkeln entsprechen Streuwinkel von 21.3, 93.6 und 151.8<sup>o</sup> im Schwerpunktsystem. Diese Winkel wurden deshalb gewählt, weil sie die winkelabhängige Formänderung der differentiellen, elastischen Streuresonanzen am deutlichsten zeigen. Diese Formänderung hat, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben wird, eine besondere Bedeutung bei der Zuordnung von Spins und Paritäten. Ein entsprechendes Teilergebnis für Silizium ist in Fig. 14 dargestellt. Hier sind die Daten im Energiebereich 1.22 - 2.54 MeV, bei den Schwerpunktwinkeln 31<sup>o</sup>, 92.1<sup>o</sup> und 136.5<sup>o</sup> gewählt worden.

#### 4.2 Vergleich der Ergebnisse mit früheren Messungen

Ein Vergleich der hochaufgelösten Neutronenstreudaten dieser Arbeit mit bisher veröffentlichten Ergebnissen im gesamten Energiebereich und bei allen Streuwinkeln war nur im begrenzten Maße möglich. Vergleichbare Daten anderer Autoren liegen meistens in engen Energiebereichen und bei wenigen Streuwinkeln vor. Aufgrund der begrenzten Energieauflösung bei anderen Messungen kann ein Vergleich außerdem häufig nur bei Mittelung über ein entsprechendes Energieintervall erfolgen. Für natürlichen Sauerstoff liegen Meßdaten von Johnson und Fowler /2/, Hutzinger und Huber /47/, Bostrom et al. /48/, Phillips et al. /49/ und Chase Jr. et al. /50/ vor.

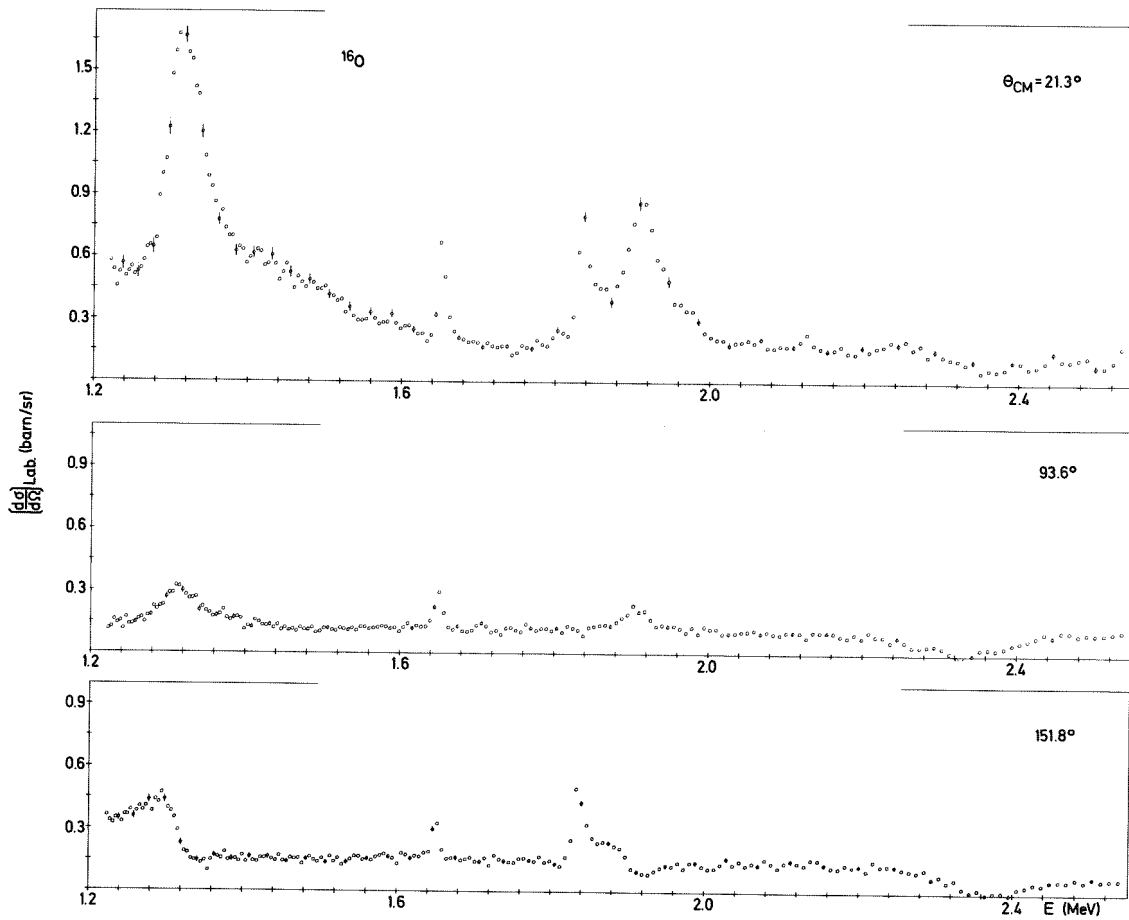


Fig. 13 Gemessene differentielle, elastische Neutronenwirkungsquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  im Teilenergiebereich 1.22 - 2.54 MeV bei den Laborwinkeln  $20^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$ .



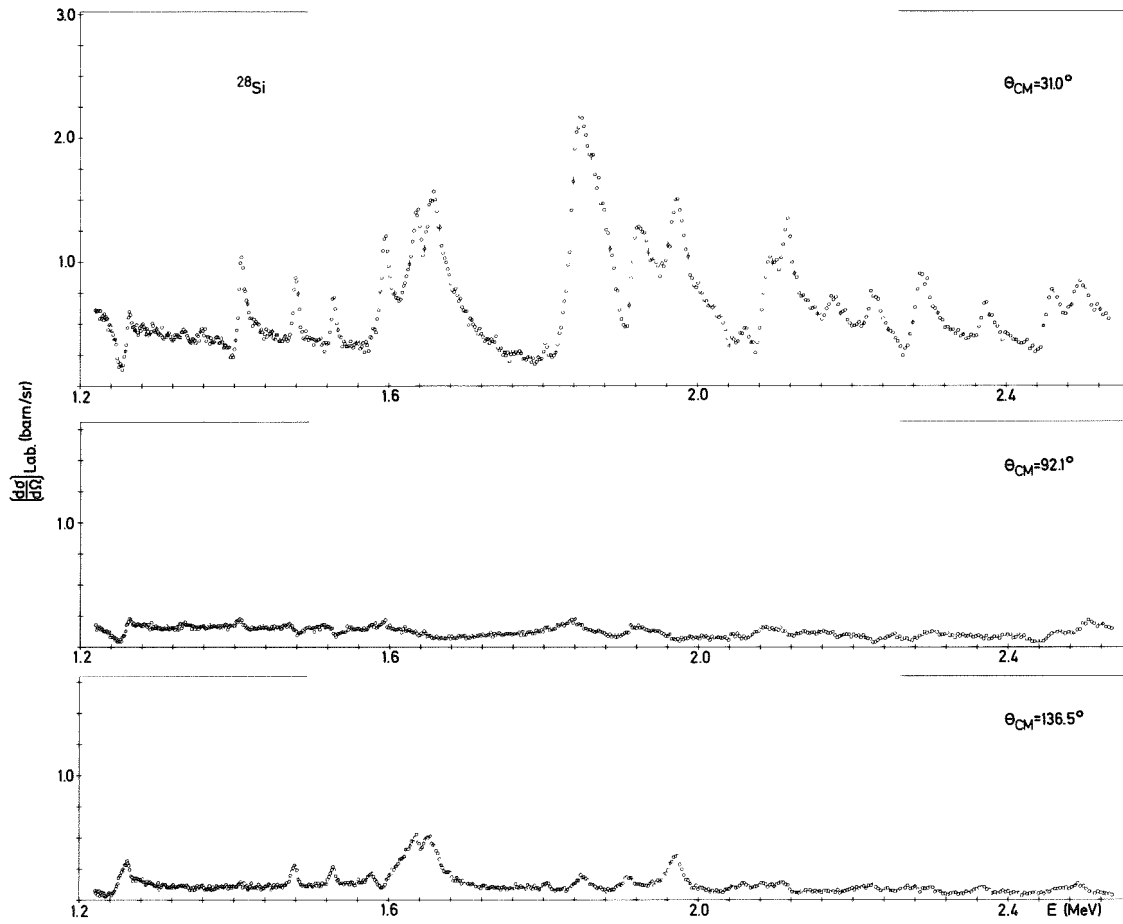


Fig. 14 Gemessene differentielle, elastische Neutronenwirkungsquerschnitte von  $^{28}\text{Si}$  im Teilenergiebereich 1.22 - 2.54 MeV bei den Laborwinkeln  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $135^\circ$ .

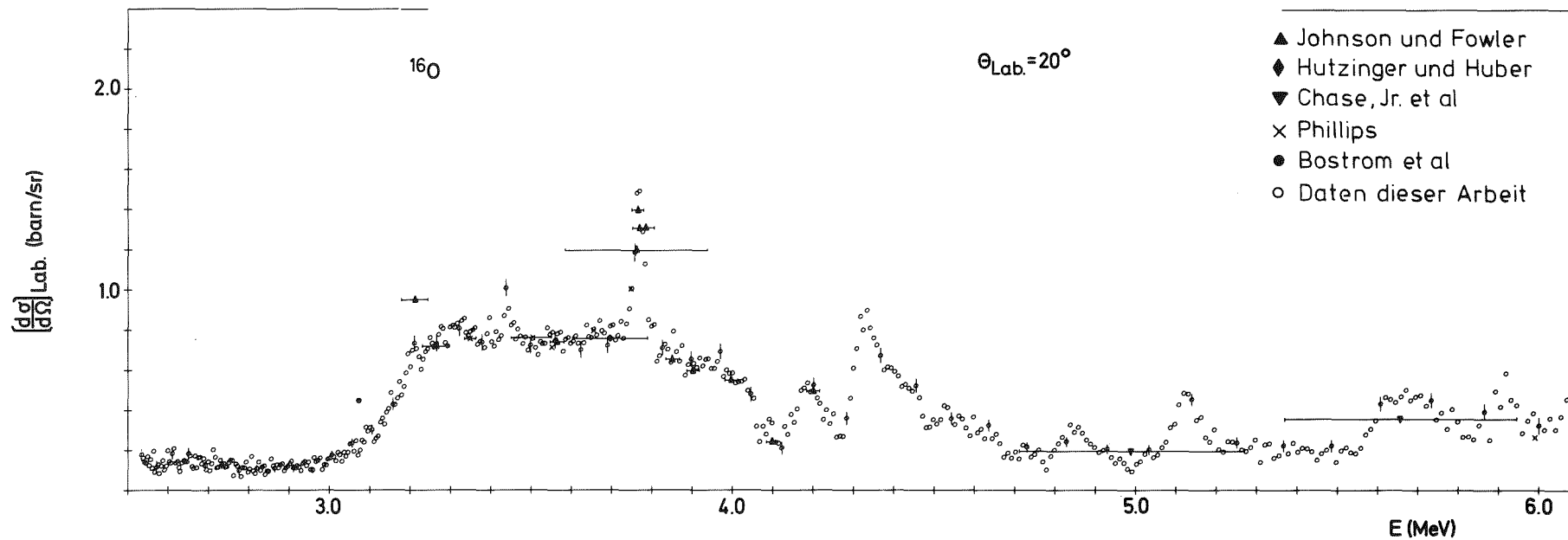


Fig. 15 Vergleich der differentiellen, elastischen Neutronenwirkungsquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  mit Ergebnissen anderer Autoren im Energiebereich 2.6 - 6 MeV für den Laborwinkel  $20^\circ$ .

Diese sind vorwiegend im Bereich 2.5 - 6 MeV. In Fig. 15 sind die Daten dieser Autoren neben den Ergebnissen dieser Arbeit (Kreise) für den Laborwinkel  $20^\circ$  angegeben.

An natürlichem Silizium sind Messungen von Cox /51/ unterhalb 1.2 MeV durchgeführt. Von einigen anderen Autoren sind Winkelverteilungen für wenige Neutronenenergien oberhalb der inelastischen Reaktionsschwelle in /52/ angegeben. Fig. 16 zeigt einen Vergleich der Daten dieser Arbeit mit den Ergebnissen von Cox im Energiebereich 0.86 - 1.22 MeV bei dem Laborwinkel  $80^\circ$ . Die Daten dieser Arbeit (Kreise) sind hier über Energiebereiche von jeweils 5 Flugzeitkanälen gemittelt.

Die Vergleichsdaten zeigen vorwiegend eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit im Rahmen der angegebenen Meßgenauigkeit. Gut aufgelöste Streuquerschnitte von Silizium wurden von Kinney<sup>+</sup>/53/ im Energiebereich 0.5 - 3 MeV bei 8 Streuwinkeln gemessen. Diese Daten sind meist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit. Ein typisches Beispiel hierfür zeigt Fig. 17 im Energiebereich 0.86 - 1.22 MeV bei dem Laborwinkel  $90^\circ$ .

Um eine Aussage über die Genauigkeit der Neutronenquerschnitte zu gewinnen, wurden die ermittelten Winkelverteilungen über den Raumwinkel integriert und mit dem totalen Neutronenquerschnitt von Cierjacks et al. /11/ unterhalb der inelastischen Reaktionsschwelle verglichen. In diesem Bereich ist der totale Neutronenquerschnitt wegen des verschwindend kleinen Einfangquerschnitts weitgehend mit dem totalen elastischen Streuquerschnitt identisch. Dieser Vergleich ist deshalb aussagekräftig, weil die Daten in /11/ mit der Neutronentransmissionsmethode auf eine Genauigkeit von  $\pm 2\%$  gemessen wurden. Die differentiellen Streudaten wurden als Mittelwerte in den detektorumschließenden Raumwinkelbereichen betrachtet und mit diesen multipliziert. Aus den Produkten wurden flugzeitkanalweise die Summen gebildet. Ein Teilergebnis des so berechneten totalen elastischen Streuquerschnitts  $\sigma_s$  von Sauerstoff zeigt Fig. 18 im Energiebereich 2-6 MeV. Die Kreise sind die gemessenen totalen Neutronenquerschnitte und die Dreiecke sind die Werte  $\sigma_s$ . Fig. 19 zeigt ein entsprechendes Teilergebnis für Silizium im Energiebereich 0.8 - 2 MeV. Hier sind zusätzlich die entsprechenden  $\sigma_s$ -Werte von Kinney (Kreuzsymbole) zum Vergleich aufgetragen.

---

<sup>+</sup> Der Autor hat der Karlsruher Gruppe freundlicherweise seine noch nicht veröffentlichten Daten für einen Vergleich zur Verfügung gestellt.

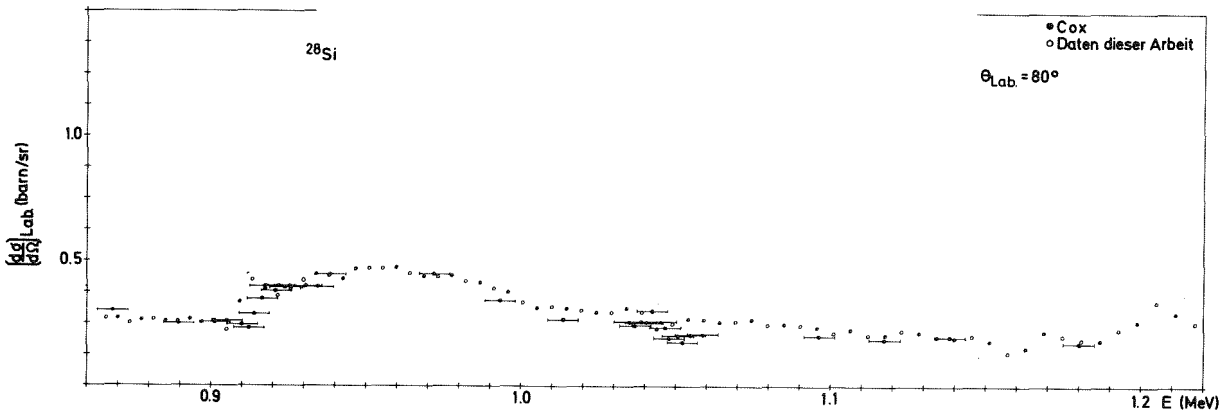


Fig. 16 Vergleich der differentiellen, elastischen Neutronenwirkungsquerschnitte von  $^{28}\text{Si}$  mit Ergebnissen von Cox im Teilenergiebereich 0.86 - 1.22 MeV bei dem Laborwinkel  $80^\circ$ .

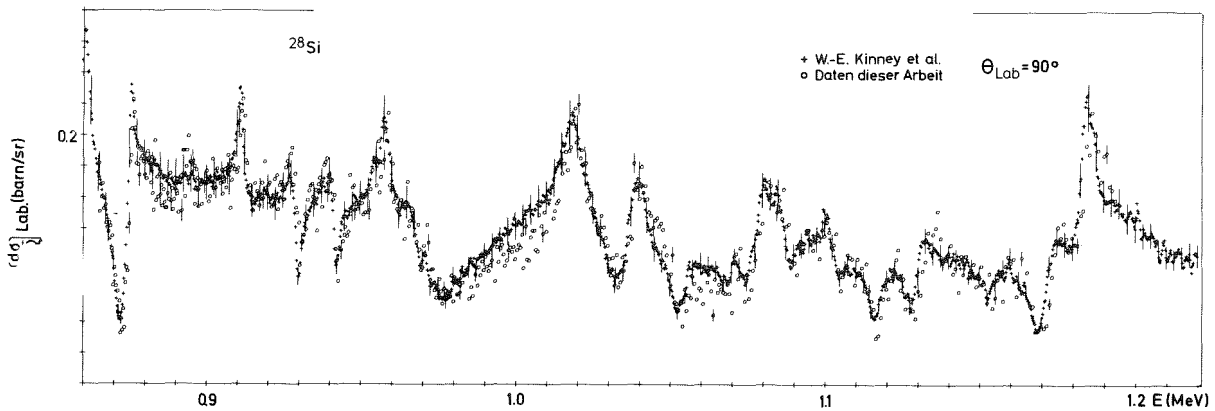


Fig. 17 Vergleich der differentiellen, elastischen Wirkungsquerschnitte von  $^{28}\text{Si}$  mit Ergebnissen von Kinney im Teilenergiebereich 0.86 - 1.22 MeV bei dem Laborwinkel  $90^\circ$ .

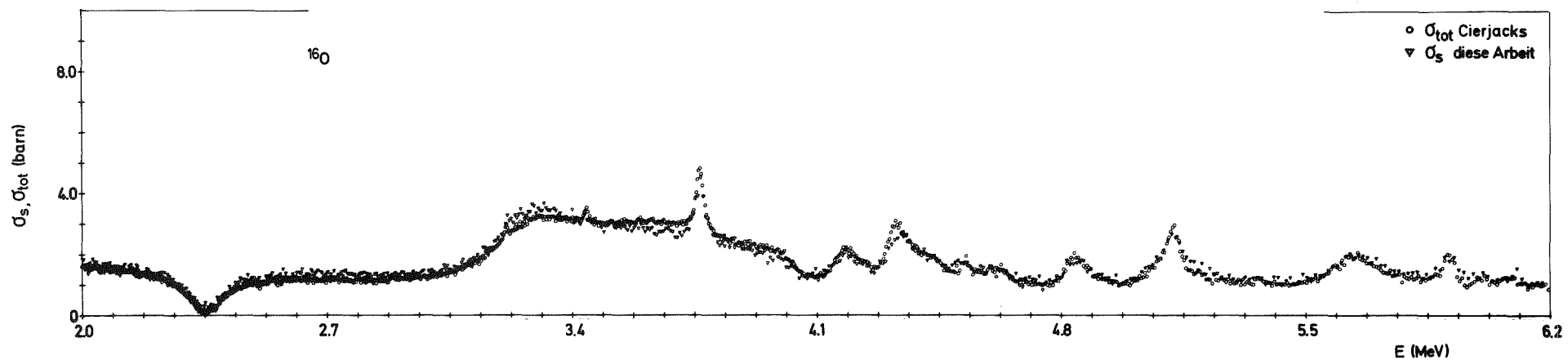


Fig. 18 Vergleich der berechneten totalen, elastischen Neutronenwirkungsquerschnitte  $\sigma_s$  von  $^{16}\text{O}$  mit den entsprechenden totalen Neutronenquerschnitten nach Cierjacks et al. im Teilenergiebereich 0.8 - 2 MeV.

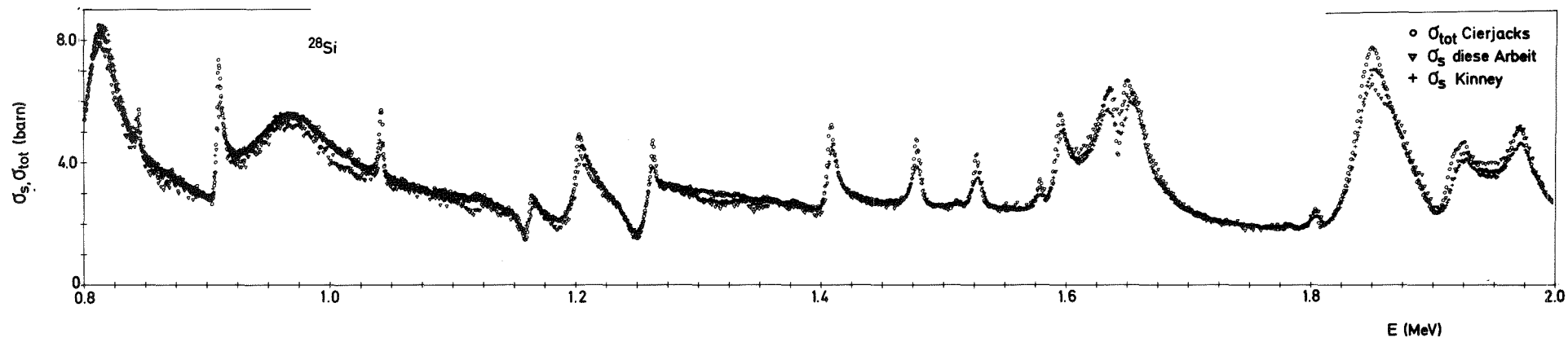


Fig. 19 Vergleich der berechneten totalen, elastischen Neutronenwirkungsquerschnitte  $\sigma_s$  von  $^{28}\text{Si}$  aus dieser Arbeit und nach Kinney mit den entsprechenden totalen Neutronenquerschnitten nach Cierjacks et al. im Teilenergiebereich 0.8 - 2 MeV.

Die integrierten Winkelverteilungen beider Kerne zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit den gemessenen totalen Querschnitten. Diskrepanzen ergeben sich vorwiegend in Bereichen, in denen der differentielle Streuquerschnitt eine schnelle Änderung in Abhängigkeit vom Streuwinkel zeigt.

Typische systematische Fehler der in dieser Arbeit ermittelten differentiellen elastischen Streuquerschnitte liegen bei Berücksichtigung aller Fehlerquellen bei dem größten Teil der gemessenen Energiepunkte zwischen 5 - 10 %. Diese können in den Energiebereichen sich stark mit dem Streuwinkel ändernden Wirkungsquerschnitts, aber auch sehr niedrig liegenden Resonanzminima auf maximal 15 % ansteigen.

#### 4.3 Formanalyse der differentiellen, elastischen Streuquerschnitte

Resonanzformen sind als Funktionen des Streuwinkels sehr abhängig von Spin und Parität der jeweiligen Compoundkernanregung. Daher lassen sich aus der Formänderung der Resonanz in Abhängigkeit vom Streuwinkel Aussagen über den Spin und die Parität eines Kernzustandes machen. Die Resonanzformänderung ist bei den Winkeln besonders ausgeprägt, bei denen die Legendre Polynomen, welche den Wirkungsquerschnitt beschreiben, ihre Nullstellen besitzen.

Unter Zugrundelegung dieser Tatsachen haben Kirouac und Nebe /54/ bereits früher umfangreiche Resonanzanalysen aus differentiell elastischen und totalen Wirkungsquerschnitten von  $^{40}\text{Ca}$  durchgeführt. Hier wurden die Formeln des winkelabhängigen Wirkungsquerschnitts nach Blatt und Biedenharn /17/ verwendet (vgl. Beziehung (2) von Abschnitt 1. 1). Für die Berechnung der Streufunktion diente der R-Matrixformalismus nach Wigner und Eisenbud /13/. Die Rechnungen wurden für eine Vielfalt von isolierten s-, p- und d- Wellen-Resonanzen bei verschiedener Anregungsenergie zwischen 0.5 und 2 MeV gemacht. Die Form der berechneten Resonanzen zeigte in diesem Bereich jedoch keine grundlegende Abhängigkeit vom Energieparameter.

In dieser Arbeit wurde ein von Nebe und Kirouac erstelltes IBM-Rechenprogramm verwendet, um winkelabhängige, isolierte Resonanzen des elastischen Neutronenstreuquerschnitts von  $^{16}\text{O}$  und  $^{28}\text{Si}$  zu berechnen. Für gegebene Spinwerte und Paritäten wurde ein Satz von Standardresonanzen bei den Laborwinkeln 20, 30, 55, 65, 80, 90, 120, 135 und 150 ° berechnet. Die angenommene Resonanz lag bei 1 MeV und hatte eine Breite von 20 keV. Fig. 20 zeigt die Ergebnisse dieser Rechnung der Übersichtlichkeit halber für drei Streuwinkel. Für die Charakterisierung einer Resonanz dienten folgende Merkmale, die z.T. aus Fig. 20 abgeleitet werden können:

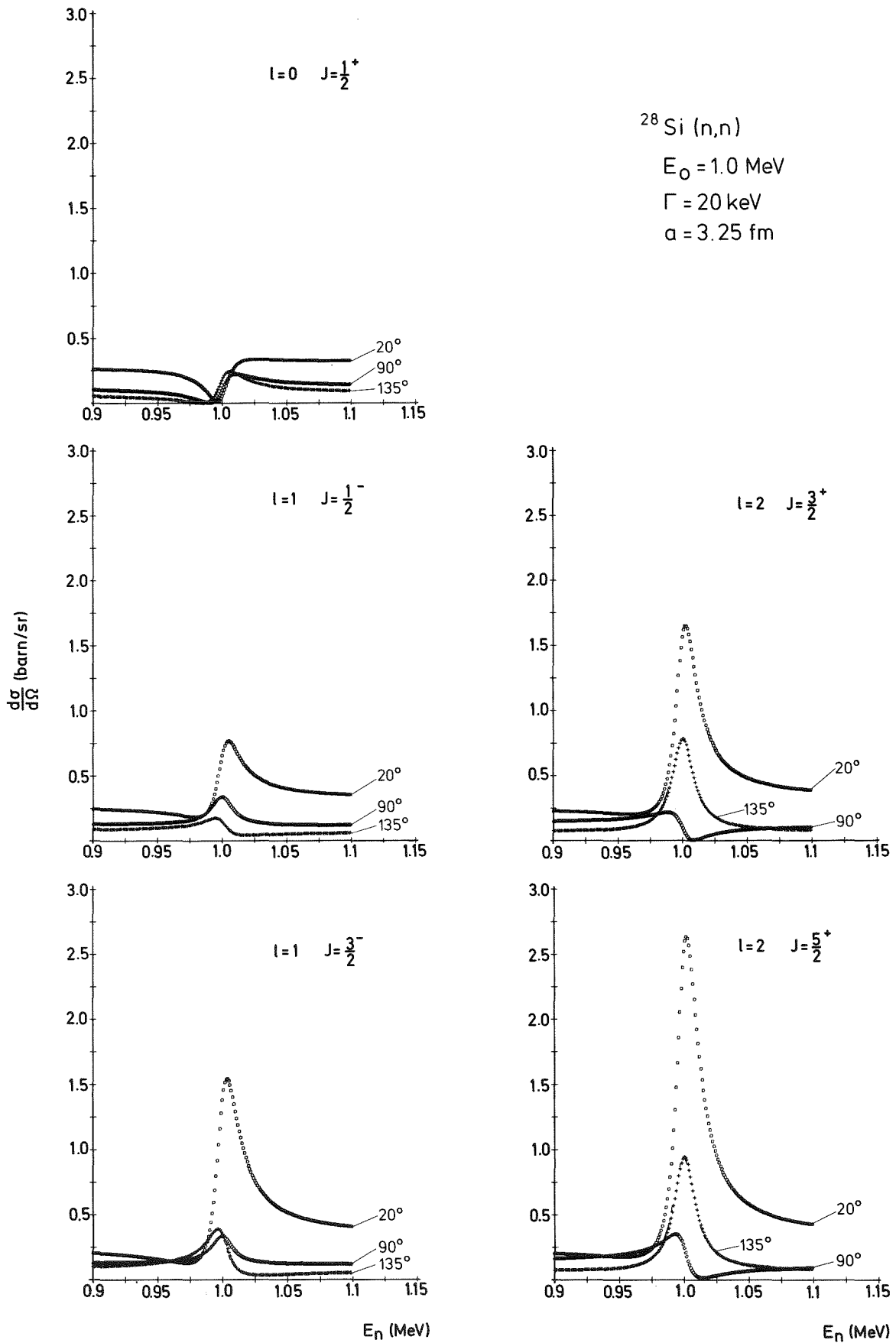


Fig. 20 Beispiele isolierter s-, p- und d- Wellen-Resonanzen im differentiellen, elastischen Neutronenstreuquerschnitt von  $^{28}\text{Si}$ .

- (i) Die winkelabhängige Form einer s-Wellen-Resonanz ist vorwiegend durch den  $L = 0$  Term der zugeordneten Legendre Polynome gekennzeichnet. Daher ist die Resonanzamplitude bei allen Winkeln nahezu konstant. Die geringe Amplitudenabnahme bei  $90^\circ$  und die Verschiebung der Resonanz zu niedrigen Energien bei Rückwärtswinkeln deuten auf eine Interferenz der s-Wellen-Resonanz mit der p-Wellen-Potentialstreuung hin.
- (ii) Die Interferenz zwischen einer p-Wellenresonanz und der s-Wellen-Potentialstreuung führt zu einer starken Formänderung der Resonanz in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Die Interferenzstruktur wechselt bei  $90^\circ$  das Vorzeichen. Bei Vorwärtswinkeln ist die Interferenz unterhalb der Resonanzenergie destruktiv und oberhalb derselben konstruktiv. Das umgekehrte trifft bei Rückwärtswinkeln zu. Für Zustände mit dem Spin  $J = 1/2$  nimmt die Resonanzamplitude mit zunehmendem Winkel ab. Bei  $J = 3/2$  tritt bei Rückwärtswinkeln eine gewisse Amplitudenzunahme auf, bedingt durch den Beitrag von dem Term  $L = 2$  in der Legendre-Polynomentwicklung.
- (iii) Die Form einer d-Wellen-Resonanz ist beeinflusst durch die Interferenz zwischen d-Wellen-Resonanzen und der s-Wellen-Potentialstreuung. Der Beitrag von  $L = 2$  verhält sich wie  $3 \cos^2 \Theta - 1$ . Er erreicht ein Maximum bei  $0^\circ$  und weist bei  $90^\circ$  ein Minimum auf. Bei  $54.7^\circ$  bzw.  $125.3^\circ$  wechselt die Interferenz das Vorzeichen. Charakteristisch für d-Wellen-Resonanzen ist ein steiler Amplitudenanstieg bei zunehmenden Winkelgraden oberhalb von  $90^\circ$ , wobei die Amplitudenverschiebung minimal bleibt.

Die oben beschriebene Charakteristik für die fünf wichtigsten Spinzustände können im Einzelfall noch durch Resonanz-Resonanz-Interferenzeffekte modifiziert sein. Das ist vor allem dann der Fall, wenn in den Anregungsfunktionen sehr eng benachbarte Niveaus auftreten. Für diese Fälle wurden in /54/ umfangreiche, zusätzliche Rechnungen durchgeführt, in denen entsprechende Interferenzeffekte für alle vorkommenden Resonanzkombinationen und eine große Zahl verschiedener Breiten und Resonanzenergien studiert wurden.



#### 4.4 Allgemeine Kriterien zur Ermittlung der Spinzustände

Eine Zuordnung von Spins und Paritäten für einen Großteil der beobachteten Neutronenresonanzen erfolgte durch Vergleich der gemessenen Resonanzformen mit den in Abschnitt 4.3 durchgeführten R-Matrixrechnungen. In der Zusammenstellung der Resonanzen wurden z. T. auch solche herangezogen, die in dieser Messung nicht voll aufgelöst werden konnten, die jedoch früher von Cierjacks et al. /11/ im totalen Neutronenquerschnitt beobachtet wurden.

Die Methode der Formanalyse, die in dieser Arbeit verwendet wurde, erfordert eine ausreichende Kenntnis der Parameter der Untergrund-Streuung, d.h. des Kanalradius und des Potentialstreuquerschnitts, die vor allem aus Anpassung der totalen Querschnitte gewonnen wurden. Die Rolle der Potentialstreuung bei dieser Methode ist weitgehend analog zu der der Rutherford-Streuung bei Spin- und Paritätsbestimmungen aus der Protonen-Streuung. Außerdem sind die Dispersionsformeln die gleichen wie die in der Streuphasenanalyse verwendeten.

Bei den hier getroffenen Spin- und Paritätszuordnungen wurden im wesentlichen drei spezifische Eigenschaften der differentiellen Streuquerschnitte ausgenutzt:

- (i) Die Inspektion der Resonanzformen und ihrer Interferenzmuster als Funktion des Streuwinkels
- (ii) Die Höhen der Resonanzamplituden in Abhängigkeit von Energie und Streuwinkel
- (iii) Die Peak-Position und deren charakteristische Verschiebungen für spezifische Streuwinkel.

Zur Bestimmung der Spinwerte  $J$  können auch noch die Resonanzamplitude im totalen Querschnitt und Interferenzeffekte zwischen Resonanz- und Potentialstreuung der gleichen Partialwelle herangezogen werden, für die folgendes gilt:

$$\sigma_{\text{res}} = 4\pi \cdot \lambda^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} .$$

Falls nur ein bzw. im wesentlichen ein Streukanal, z.B. der elastischen Streuung, offen ist, ist  $\Gamma_n/\Gamma \approx 1$ . Für die hier diskutierten Kerne mit dem Spin  $I = 0$  unterscheiden sich dann die Resonanzamplituden für  $J$ -Werte von  $1/2, 3/2, 5/2, 7/2$  etc. jeweils durch den Faktor  $g = 1, 2, 3, 4$ .

## 5. Interpretation und Diskussion der Ergebnisse

---

### 5.1 $^{29}\text{Si}$ -Resonanzen im Bereich $9 \leq E_{\text{exc}} \leq 12$ MeV

---

Mit Hilfe der oben beschriebenen Verfahren der Formanalyse konnten für das  $^{28}\text{Si} + n$  - System Resonanzparameter für 47 Resonanzen im Neutronenenergiebereich 0.5 - 3 MeV ermittelt werden. Die Spin- und Paritätszuordnung oberhalb von 3 MeV war wegen des abnehmenden Auflösungsvermögen und der zunehmenden Niveaudichte nicht mehr möglich. In Tabelle II sind die Ergebnisse dieser Arbeit in der zweiten bis vierten Spalte zusammengestellt. Diese sind die Neutronenenergien im Laborsystem  $E_{\text{lab}}$ , die Anregungsenergien  $E_{\text{exc}}$  des Compoundkerns sowie die Spins und Paritäten ( $J^{\pi}$ -Werte). Die angegebenen Neutronenenergien wurden aus den genauen Peaklagen der Resonanzen des früher von Cierjacks et al. /11/ gemessenen totalen Neutronenquerschnitts entnommen. Die Peakenergien sind bei den scharfen Resonanzen weitgehend identisch mit den Resonanzenergien, die sich aus einer R-Matrixanalyse bestimmen. Merkbare Unterschiede ergeben sich vor allem bei breiten Resonanzen mit starken Interferenzeffekten. Die Angabe der Breiten  $\Gamma_n$  beruhen für alle Resonanzen unterhalb von 1.8 MeV mit Breiten größer als 20 keV auf einer R-Matrixanalyse der Karlsruher totalen Querschnitte /11/, welche von Mughabghah /55/ durchgeführt wurde. Für alle anderen schmalen Resonanzen ist die gemessene und bzgl. der Energieauflösung für den totalen Querschnitt korrigierte Energie und Breite wiedergegeben. Dabei wurde angenommen, daß sowohl die Resonanzform selbst als auch die Auflösungsfunktion sich in guter Näherung durch Gauß-Funktionen wiedergeben lassen. Im Bereich zwischen 1.05 und 1.4 MeV wurden neue R-Matrixanalysen der Karlsruher totalen und differentiellen, elastischen Wirkungsquerschnitte durchgeführt. Für diesen Bereich sind diese Breiten in Tabelle II angegeben. In der Spalte 6 sind die entsprechenden reduzierten Niveaubreiten  $\gamma_{\lambda n}^2$  angegeben, die aus den Breiten  $\Gamma_n$  ermittelt wurden.

In den restlichen Spalten sind die wichtigsten Ergebnisse früherer Bestimmungen anderer Laboratorien angegeben. Im Bereich der Anregungsenergie zwischen  $8.97 \leq E_{\text{exc}} \leq 11.47$  gibt es bisher im wesentlichen Resonanzparameterbestimmungen von Newson et al. /7/ aus Neutronentransmissionsmessungen am  $^{28}\text{Si}$ , aus  $^{28}\text{Si} (d,p)$  - Messungen von Medsker et al. /9/, aus Neutroneneinfangmessungen von Macklin et al. /8/ und aus Messungen der Photo-Neutronenreaktion

$^{28}\text{Si} + n$  $^{28}\text{Si} (d,p)$  $^{28}\text{Si} (n,\gamma)$ 

Diese Arbeit					Newson et al. /7/			Medsker et al. /9/			Macklin et al. /8/			
$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$\gamma_{\lambda n}^2$	$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$E_{\text{lab}}^a$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$\Gamma_{\gamma}$ (eV)
1											0.056	$1/2^+$	1.5	
2											0.188	$1/2^+$	50	
3	0.5321	8.988	$5/2^+$	0.53	21.62	0.5325	$(3/2^-)$	0.5	0.524	$3/2^+$	0.5	0.531	$5/2^+$ <sup>b</sup>	0.53 <sup>b</sup> 0.65
4	0.562	9.017	$3/2^-$	10.4	24.00	0.5654	$3/2^-$	9.5	0.557	$3/2^-$	8.3	0.562	$3/2^-$ <sup>b</sup>	14 <sup>b</sup> 2.9
5	0.5867	9.041	$1/2^-$	0.8	1.76							0.5858	$1/2^-$ <sup>b</sup>	0.8 <sup>b</sup> 2.8
6	0.5904	9.044	$1/2^-$	0.4	0.87	0.5909	$(1/2^+)$	0.5	0.591	$7/2^-$	0.056			
7	0.7711	9.219	$>1/2$	$\sim 3$					0.764	$(3/2^+)$	4.3			
8	0.812	9.258	$3/2^-$	27.0	40.95	0.8128	$3/2^-$	25.5	0.803	$3/2^-$	37.1	0.806	$3/2^-$ <sup>b</sup>	27 <sup>b</sup> 9.7
9	0.8441	9.289	$1/2^-$	2.5	3.63	0.8458	$(1/2^-)$	1.0				0.843	$(5/2^+)$ <sup>b</sup>	2.5 <sup>b</sup> 2
10									0.864	$(3/2^+)$	5.3			
11	0.9096	9.352	$3/2^-$	3.0	4.02	0.9106	$3/2^-$	2.8				0.907	$3/2^-$ <sup>b</sup>	3.0 <sup>b</sup> 1.13
12	0.974	9.415	$1/2^-$	90.0	112.23	0.964	$1/2^-$	74.2	0.965	$(3/2^-)$	9.1	0.955	$1/2^-$ <sup>b</sup>	90 <sup>b</sup> 16
13	1.016	9.455	$>1/2$	1.0										
14	1.042	9.480	$3/2^+$	1.4	12.48	1.0428	$(3/2^+)$	1.0	1.032	$(3/2^+)$	3.2	1.040	$1/2^-$ <sup>b</sup>	1.4 <sup>b</sup> 2.05
15												1.148		6.3
16	1.163	9.597	$1/2^+$	3.3	1.68	1.1614	$1/2^+$	2.7	1.154	$(3/2^+)$	$(\begin{smallmatrix} 2.5 \\ 13.2 \end{smallmatrix})$	1.159	$1/2^+$ <sup>b</sup>	3.3 <sup>b</sup> 3.8
17	1.186	9.619	$1/2^+$	1.8	0.91									

a Beobachtete Niveaus mit  $J^{\pi}$ -Zuordnung      b  $J^{\pi}$ -Zuordnung aus /55/

Tabelle II Niveauparameter von  $^{29}\text{Si}$ . - Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit Daten anderer Autoren.  
Nicht eindeutige Zuordnungen sind eingeklammert.

$^{28}\text{Si} + n$  $^{28}\text{Si} (d,p)$  $^{28}\text{Si} (n,\gamma)$ 

Diese Arbeit					Newson et al. /7/			Medsker et al. /9/			Macklin et al. /8/				
$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$\gamma^2$ $\lambda_n$	$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$\Gamma_{\gamma}$ (eV)	
18	1.203	9.636	$1/2^-$	15.0	15.06	1.2010	$(3/2^-)$	1.2							
19						1.2056	$1/2^-$	14.9	1.190	$3/2^-$	19.9	1.197	$3/2^-$	12	3.8
20															
21	1.254	9.686	$1/2^+$	7.0	3.4	1.2536	$1/2^+$	15.6							
22	1.263	9.694	$1/2^-$	3.0	2.93	1.2645	$(3/2^+)$	0.7	1.256	$7/2^-$	6.4	1.261	$(1/2^-)^b$	$6^b$	4.3
23	1.408	9.834	$3/2^-$	8.0	6.88	1.4079	$3/2^-$	4.5				1.400	$3/2^-^b$	$8^b$	2.7
24	1.478	9.901	$3/2^+$	4.5	19.24	1.4793	$3/2^+$	3.0							
25	1.5104	9.933	$>1/2$	3.0											
26	1.527	9.949	$3/2^+$	3.5	14.01	1.5289	$(5/2)$	1.6							
27	1.579	9.999	$3/2^+$	2.0	7.48	1.5835	$(5/2)$	0.2							
28	1.595	10.014	$3/2^-$	17.0	13.00	1.6004	$5/2$	5.8							
29	1.628	10.046	$1/2^-$	20.0	15.00										
30	1.636	10.054	$5/2^+$	3.5	12.21	1.6326	$5/2$	10.4							
31	1.650	10.067	$5/2^+$	15.0	51.43	1.6565	$5/2$	13.5							
32						1.6759	$(3/2^+)$	2.1							
33	1.783	10.196	$>1/2$	$<2$											
34	1.804	10.216	$3/2^+$	2.2	6.34	1.8028	$(3/2^-)$	1.4							

Tabelle II (Fortsetzung)

$^{28}\text{Si} + n$						$^{28}\text{Si} (d,p)$			$^{28}\text{Si} (n,\gamma)$					
Diese Arbeit			Newson et al. /7/			Medsker et al. /9/			Macklin et al./8/					
$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma_n$ (keV)	$\gamma_{\lambda n}^2$	$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma_n$ (keV)	$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma_n$ (keV)	$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma_n$ (keV)	$\Gamma_\gamma$ (eV)
35	1.850	10.260	$3/2^-$	45.0	30.04	1.8516	$3/2^-$	44.5						
36	1.860	10.270	$5/2^+$	16.0	43.45									
37	1.918	10.326	$3/2^-$	12.0	7.76									
38	1.926	10.334	$>1/2$	$<2$										
39	1.971	10.377	$3/2^+$	13.0	31.63									
40	2.038	10.442	$1/2^+$	4.2	1.62									
41	2.059	10.462	$1/2^-$	7.2	5.0									
42	2.084	10.486	$3/2^-$	10.0	6.87									
43	2.115	10.516	$3/2^+$	5.0	10.67									
44	2.171	10.570	$1/2^+$	11.5	4.29									
45	2.226	10.623	$3/2^+$	10.0	19.43									
46	2.288	10.683	$3/2^-$	7.4	4.68									
47	2.300	10.695	$5/2^+$	$<4.0$	$<7$									
48	2.373	10.765	$3/2^+$	6.0	10.4									
49	2.439	10.829	$1/2^+$	4.0	1.41									
50	2.456	10.845	$3/2^-$	4.0	2.38									
51	2.490	10.878	$1/2^-$	88.0	51.67									

Tabelle II (Fortsetzung)

$^{28}\text{Si} + n$ 

---

Diese Arbeit

---

	$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\Gamma_n$ (keV)	$\gamma_{\lambda n}^2$
52	2.495	10.883	$5/2^-$	5.5	
53	2.657	11.040	$5/2^+$	<4	<6
54	2.696	11.077	$3/2^-$	<4	<2.2
55	2.778	11.156	$1/2^-$	8.0	4.28
56	2.854	11.230	$3/2^+$	37.2	46.95
57	2.937	11.310	$5/2^+$	14.0	16.85
58	2.971	11.343	$1/2^+$	3.3	1.05

---

Tabelle II (Fortsetzung)

von Jackson et al. /10/. In all diesen Untersuchungen konnte nur ein kleiner Teil der in dieser Arbeit gefundenen Resonanzen beobachtet werden. Zwischen 0.5 und 1.8 MeV sind die von Newson und Mitarbeitern analysierten Resonanzen noch am vollständigsten. Die Spin- und Paritätszuordnungen basieren jedoch allein auf einer R-Matrixanalyse der totalen Wirkungsquerschnitte. Da Interferenz- und Formeffekte in den totalen Querschnitten nicht sehr ausgeprägt sind, sind etwa die Hälfte aller getroffenen Zuordnungen zweifelhaft oder unvollständig. Nicht eindeutige Spin- und Paritätswerte sind in der Tabelle in Klammern angegeben. Soweit definitive Spinangaben von Newson et al. vorliegen, stimmen sie weitgehend mit den Ergebnissen dieser Arbeit überein. Abweichend von den eigenen Bestimmungen sind die fünf Spinzuordnungen von Medsker et al. mit Hilfe der (d,p)-Messungen für die Resonanzen bei 0.5321, 0.5904, 0.974, 1.1634 und 1.263 MeV. Für die letzten vier Resonanzen sind die zu hohen Spins nicht vereinbar mit den Resonanzhöhen in den totalen Querschnitten, die mit Ausnahme der 0.5905 MeV-Resonanz im totalen Querschnitt alle voll aufgelöst werden konnten. Die Resonanz bei 0.5321 MeV zeigt in den differentiellen Neutronenquerschnitten die für eine  $d_{5/2}$ -Resonanz typische Lorenzform bei  $90^\circ$ , fehlende Peakverschiebung und den steilen Amplitudenanstieg bei den Rückwärtswinkeln. Sie kann deswegen nicht, wie von Medsker et al. /19/ angegeben, als  $d_{3/2}$ -Resonanz interpretiert werden. Die aufgrund der jetzigen Messung gefundene Zuordnung von  $J^\pi = 5/2^+$  ist auch in Übereinstimmung mit der Analyse der (n $\gamma$ )-Daten von Macklin.

#### 5.1.1 Einteilchenstärken für s-, p- und d - Wellenresonanzen

Zur Bestimmung der Einteilchenstärken wurden auch die beiden unterhalb von  $E_n = 0.5$  MeV liegenden Resonanzen bei 55 und 180 KeV herangezogen. Bei hohen Anregungsenergien erwartet man, daß die Einteilchenniveaus des optischen Modells als viele Compoundkernresonanzen des gleichen Spins und gleicher Parität beobachtet werden. Die Beziehung zwischen Einteilchenniveaus und Compoundkernresonanzen wird erreicht durch das Modell der Einteilchenkopplung von Lane et al. /16/. Dieses Modell bringt im wesentlichen zwei wichtige Ergebnisse:

- (i) Die Summe der reduzierten Breiten der Compoundkernresonanzen  $\gamma_n^2$  über den Bereich eines Einteilchenniveaus ist gleich der reduzierten Einteilchenbreite  $\gamma_p^2$ .

- (ii) In unmittelbarer Nähe der Schwerpunktenergie der Einteilchenniveaus wird eine stetige Zunahme der reduzierten Compoundkernbreiten erwartet, so daß die energieabhängige Stärkefunktion dort ihr Maximum besitzt.

Auf dieser Basis war es interessant, aus den beobachteten Breiten die jeweiligen Summen der reduzierten Breiten verschiedener l-Werte zu berechnen und in Relation zu der reduzierten Einteilchenbreite zu setzen:

$$\Theta_n^2 = \frac{\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda n}^2}{\gamma_p^2 \left( = \frac{\hbar^2}{\mu r_b^2} \right)} \Bigg|_{r_b},$$

wobei  $r_c$  der Kernradius und  $\mu$  die reduzierte Masse des Systems Neutron-Targetkern ist. Die Analyse der Daten zwischen Neutronenbindungsenergie und 3 MeV Neutronenenergie ergab für s-Wellen einen Summenwert von 3 % der Breite eines Einteilchenniveaus. Im selben Energiebereich beträgt die Summe 14 % für p-Wellen und  $\sim 14$  % für d-Wellenresonanzen. Diese niedrigen Werte lassen sich im Modell der intermediären Einteilchenkopplung verstehen. Legt man für die Breite der Einteilchenniveaus  $W = E_{exc} / 3$  zugrunde, wobei  $E_{exc}$  die Anregungsenergie des Compoundkerns ist, so ist der Energiebereich, über den die beitragenden Feinstrukturresonanzen verteilt sind, ca. 4 - 6 MeV. Deshalb liegen die Einteilchenniveaus mit ihrer Breite nur z.T. im Analysierbereich, was sich in den niedrigen und fast konstanten Werten  $\Theta_n^2$  ausdrückt. Daß die s- und d-Wellenstärken relativ groß sind, ist in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Schalenmodells für  $^{29}\text{Si}$ , das die  $s_{1/2}$  und  $d_{5/2}$  Niveaus in der Nähe der Neutronenbindungsenergie vorhersagt.

### 5.1.2 Untersuchung der zweiten T = 3/2 Resonanz in $^{29}\text{Si}$

Der Teilchenzerfall der energiescharfen T = 3/2 Resonanzen in leichten Kernen ist nur unter Verletzung der Isospinerhaltung möglich. Man erhält daher aus der Untersuchung der Teilchenzerfallsbreiten eine unmittelbare, experimentelle Information über die isospinverletzenden, d.h. ladungsabhängigen Effekte in den Kernzuständen. Eine absolute Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte hätte u.a. die Konsequenz, daß der Isospin in allen Kernzuständen völlig rein wäre. In Wirklichkeit erhält jedoch die gesamte Wechselwirkung einen schwachen ladungsabhängigen Teil. Diese ladungsabhängigen Anteile der Wechselwirkung ergeben, wie sich in der Streuungstheorie zeigt, eine Mischung der Zustände mit reinem



Isospin  $T$  und  $T'$ , deren Amplitude durch das Verhältnis des Mischungsmatrixelements  $\langle T' | V | T \rangle$  zu der Energiedifferenz  $(E_T - E_{T'})$  bestimmt ist. Ein bedeutender Beitrag zur isospinverbotenen Zerfallsamplitude energiescharfer  $T = 3/2$ -Resonanzen ergibt sich aus der Beimischung benachbarter Zustände mit  $T = 1/2$ . Diese Beimischungen, die ohne Verletzung der Isospinerhaltung in die offenen Teilchenkanäle zerfallen, stellen eine Art "Pfortenzustände" für diese Resonanzen dar. Die Stärke der Beimischung hängt sehr stark von der Struktur der beteiligten Zustände ab. Die Untersuchung energiescharfer  $T = 3/2$  Zustände bietet deshalb die Möglichkeit, Informationen über die Stärke und Struktur der Isospinbeimischung und damit evtl. auch bzgl. der Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte zu erhalten.

Zur Ermittlung der Isospinbeimischungen wurden in /56/ die Streudaten zusammen mit den Transmissionsdaten für das  $^{28}\text{Si} + n$  - System im Bereich 1.05 - 1.40 MeV. analysiert. Hier erwartet man aufgrund von Messungen der  $^{26}\text{Mg}$  und  $^{30}\text{Si}$  ( $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) - Reaktionen von Detraz et al. /57/ die zweite  $T = 3/2$ -Resonanz. In diesem Bereich konnten aufgrund der Analyse drei s-Wellenresonanzen mit  $J^\pi = 1/2^+$  identifiziert werden, von denen die eine bei  $E_n = 1254$  keV als die  $T = 3/2$  - Analogresonanz zum Grundzustand von  $^{29}\text{Al}$  identifiziert werden konnte. Diese Identifikation erfolgte auch unter Einbeziehung der Neutroneneinfangsdaten für diesen Kern sowie der Berücksichtigung von Schalenmodellrechnungen für die Strahlungsbreite dieses Anregungszustandes. Das Matrixelement für die Isospinbeimischung wurde nach einer Beziehung von Weigmann et al. /58/ wie folgt berechnet:

$$\Gamma_n^0 (T = 3/2) = \left| \langle T = 3/2 | V | i \rangle_0 \right|^2 \sum_i \frac{\Gamma_n^0 (i)}{E_i - E(T = 3/2)},$$

wobei die Summation sich über alle  $T = 1/2$  - Zustände und Spin  $J^\pi = 1/2^+$  erstreckt. Die Ableitung dieser Beziehung erfolgte in störungstheoretischer Näherung erster Ordnung. Unter Einbeziehung aller  $1/2^+$  Resonanzen unterhalb von 1.9 MeV (55.6, 188.0, 1.163 und 1.255 KeV) ergibt sich für das Verhältnis  $\Gamma_n^0 (T = 3/2) : \bar{\Gamma}_n^0 (T = 1/2) = 14 \%$  und ein mittleres Mischungs-Matrixelement  $\langle T = 3/2 | V | i \rangle_0 = 112$  KeV. Diese Werte sind von der gleichen Größenordnung wie die kürzlich erstmals von Weigmann et al./58/ in der Neutronenstreuung beobachteten Werte am Beispiel des  $^{24}\text{Mg} + n$  Systems.

## 5.2 $^{17}\text{O}$ - Resonanzen im Bereich $5 \leq E_{\text{exc}} \leq 10$ MeV

Im Neutronenenergiebereich 0.5 - 6 MeV konnten 31  $^{17}\text{O}$ -Resonanzen mit Hilfe des o.g. Verfahrens identifiziert und zugeordnet werden. In Tabelle III sind die entsprechenden Ergebnisse dieser Arbeit angegeben. Alle Resonanzen sind mit Ausnahme der breiten durch \* gekennzeichneten Resonanzen im totalen Neutronenquerschnitt vertreten. Wegen der Abweichung der Peakenergien von den Resonanzenergien bei breiten Resonanzen wurde für die breiten Resonanzen unterhalb 6 MeV in den Anregungsenergien  $E_{\text{exc}}$  die Resonanzenergie einer früheren R-Matrixanalyse der totalen Querschnitte von Cierjacks et al. /59/ angegeben. Bezüglich der schmalen Resonanzen erfolgte die Bestimmung der Breiten analog wie im Abschnitt 5.1 bei Silizium.

Wie aus Tabelle III hervorgeht, stammen die früheren Informationen bzgl. des Niveauschemas von  $^{17}\text{O}$  hauptsächlich aus fünf Quellen. Für Anregungsenergien unterhalb 6 MeV aus  $^{16}\text{O}$  (d,p) - Experimenten von Browne et al. /1/, für Anregungsenergien zwischen 4.5 - 8 MeV aus Neutronentransmissions- und Streuexperimenten von Johnson und Fowler /2/ und Fossan et al. /3/ und Noda et al. /4/. Für Anregungsenergien oberhalb von ca. 7 MeV trugen auch Experimente der elastischen und inelastischen  $\alpha$ -Streuung an  $^{13}\text{C}$  /5, 6/ zur Ermittlung der Niveauparameter bei. Neben den in der Tabelle aufgeführten Messungen existieren eine Reihe weiterer Veröffentlichungen in der Literatur, bei denen jedoch keine vergleichbare Energiegenauigkeit wie in den aufgeführten Messungen erreicht wurde, so daß diese Ergebnisse nicht in den allgemeinen Vergleich aufgenommen wurden. In den Überlappungsbereichen stimmen die früheren Ergebnisse untereinander weitgehend überein, obwohl in vielen Fällen bisher nur untere Grenzen für die Spins angegeben wurden, Paritätszuordnung fehlten oder eine größere Zahl von Zuordnungen unsicher waren. Ebenso liegen aus  $^{16}\text{O} + n$  - Experimenten für viele Resonanzen noch keine Breitenbestimmungen vor, so daß die hier angegebenen Breiten erstmalige Bestimmungen dieser Größen darstellen. In den in Karlsruhe durchgeführten  $^{16}\text{O} + n$  - Experimenten dieser Arbeit konnte der überwiegende Teil der  $^{17}\text{O}$  - Niveaus zwischen 5.083 und 10 MeV angeregt, ihre Energie auf  $\leq 1$  keV bestimmt und eine Reihe von unsicheren, unvollständigen Spinzusordnungen unabhängig getroffen werden. Für eine große Zahl von Resonanzen wurde eine erste Abschätzung der totalen Breiten durchgeführt. Bezüglich der nicht beobachteten Energieniveaus fehlen im  $^{16}\text{O} + n$  -

$^{16}\text{O} + \text{n}$						$^{15}\text{N}(^3\text{He}, \text{p})$		$^{16}\text{O}(\text{d}, \text{p})$		$(J^\pi)^{\text{d}}$			
Diese Arbeit					Fowler et al./2/	Fossan et al./3/	Lemaire et al./72/		Browne et al./1/				
$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma$ (keV)	$\gamma_{\lambda\text{n}}^2$	$E_{\text{exc}}$ (MeV)	$J^\pi$	$E_{\text{exc}}$ (MeV)	J	$E_{\text{exc}}$ (MeV)	L	$E_{\text{exc}}$ (MeV)	l	
0									0	(1+3)	0	2	
1									0.874	1	0.871	0	
2									3.053	0	3.055	1	
3									3.845	2	3.846	3	
4							4.558 <sup>a</sup>	$3/2^-$	4.549	0	4.553	1	
5	1.000	5.083	$3/2^+$	$96^*$	2064	5.083 <sup>b</sup>	$3/2^+$		5.081	(1)	5.083	2	
6									5.215	(4)	5.215		( $9/2^-$ )
7	1.312	5.377	$3/2^-$	42	55.56	5.377 <sup>b</sup>	$3/2^-$		5.381	0	5.378		
8	1.6507	5.696	$7/2^-$	3.4		5.696	$7/2^-$		5.698	2	5.695		
9	1.689	5.732	$\neq 1/2^+$	<0.1		5.731	$\neq 1/2^+$			(2)	5.731		( $5/2^-$ )
10	1.8337	5.868	$3/2^+$	6.6	37.50	5.867	$3/2^+$		5.873	(1)	5.866		
11	1.9060	5.936	$1/2^-$	$32^*$	28.91	5.937	$1/2^-$		5.940				
12	2.351	6.355	$1/2^+$	$124^*$	53.03	6.354	$1/2^+$		6.37				
13	2.8876	6.860	$1/2^-$	<1	<0.6	6.860	$\neq 1/2^+$		6.861	(0)			
14	3.0051	6.970	$5/2^+$	<1	<2	6.970	$\neq 1/2^+$		6.973	(1+3)			

a Okazaki et al./76/    b Galloway et al./74/    c Walton et al./5/    d Erwartete Zuordnungen

Tabelle III Niveauparameter von  $^{17}\text{O}$ . Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit Daten anderer Autoren. Nicht eindeutige Zuordnungen sind eingeklammert. Spinzustände in der letzten Spalte wurden bisher noch nicht aus einem Experiment abgeleitet. Sie werden für die entsprechenden beobachteten Niveaus erwartet.

$^{16}\text{O} + n$						$^{15}\text{N} (^3\text{He}, p)$					$^{13}\text{C} + \alpha$			$(J^\pi)^d$
Diese Arbeit					Fowler et al./2/	Fossan et al./3/	Lemaire et al./72/		Ref./5/,/65/,/73/					
$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$E_{\text{exc.}}$ &MeV)	$J^\pi$	$\Gamma$ (keV)	$\gamma_{\lambda n}^2$	$E_{\text{exc}}$ (MeV)	$J^\pi$	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	J	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	L	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma$ (KeV)	
15	3.2093	7.163	$5/2^-$	1.3		$5/2^-$			7.162	2	7.168	$5/2$	2.7	
16	3.250	7.201	$3/2^+$	$380^*$	706	$3/2^+$								
17	3.4379	7.378	$5/2^+$	0.5	0.84	$5/2^+$								
18	3.441	7.381	$5/2^-$	1.1		$5/2^-$	7.39	$\geq 5/2$	7.382	2	7.380	$5/2$	$\leq 2$	
19	3.63	7.558	$3/2^-$	$450^*$	228	$3/2^-$	7.67	$3/2^-$	7.561		7.573	$\geq 7/2$	$\leq 4$	
20						$7.573^c$	$> 7/2$						$(7/2^+)$	
21	3.7643	7.685	$7/2^-$	18		$7/2^-$	7.7	$5/2$	7.687		7.685	$\geq 5/2$	22	
22									7.761				$(11/2^-)$	
23	4.050	7.954	$1/2^+$	$90^*$	29.3	$1/2^+$	7.9		7.938		7.97	$1/2^+$	80	
24	4.09	7.991	$1/2^-$	$270^*$	124	$1/2^-$								
25	4.181	8.077	$3/2^+$	$85^*$	102	$3/2^+$	8.1	$3/2$	8.054	(1)	8.064	$3/2^+$	70	
26	4.290	8.180	$1/2^-$	$69^*$	30,6	$1/2^-$								
27	4.3155	8.204	$3/2^-$	52	22.95	$3/2^-$	8.22	$3/2$	8.192	0	8.197	$3/2^-$	70	
28	4.458	8.338	$1/2^+$	12	3.73	$1/2^+$	8.34		8.322		8.332	$1/2^-$	10	

Tabelle III (Fortsetzung)

$^{16}\text{O} + n$						$^{15}\text{n}(^3\text{He},\text{P})$					$^{13}\text{C} + \alpha$			$(J^\pi)^d$
Diese Arbeit						Fowler et al./2/		Fossan et al./3/		Lemaire et al./72/		Ref. /5/,/65/,/73/		
$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma$ (keV)	$\gamma_{\lambda n}^2$		$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^\pi$	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	J	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	L	$E_{\text{exc.}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma$ (KeV)
29	4.524	8.400	$5/2^+$	5	5.30			8.41	$\geq 5/2$			8.393	$5/2^+$	4
30	4.5918	8.464	$7/2^+$	8								8.460	$7/2^+$	7
31	4.6270	8.501	$5/2^-$	5		8.501	$5/2^-$	8.48	$\geq 3/2$	8.492	(2)			
32									$\geq 3/2$	8.492	(2)	8.498	$5/2^-$	5
33	4.835	8.693	$3/2^-$	44	17.79			8.7	$3/2$	8.682		8.679	$3/2^-$	50
34	5.052	8.897	$3/2^+$	$88^x$	78.7							8.873	$3/2^+$	100
35										8.900		8.884	$7/2^-$	6
36	5.1189	8.960	$7/2^-$	25				8.96	$7/2$	8.955		8.945	$7/2^-$	20
37												9.14	$1/2^-$	4
38										9.16	(4)			
39								9.18	$\geq 3/2$			9.18	$7/2^-$	3
40	5.3662	9.193	$5/2^+$	7	5.72							9.2	$5/2^+$	5
41	5.630	9.441	$3/2^-$	$120^x$	43.29			9.45	$\geq 3/2$					
42	5.666	9.475	$5/2^-$	15				9.495				9.50	$5/2^-$	15
43	5.914	9.708	$7/2^+$	$26^x$				9.70	$\geq 5/2$			9.72	$7/2^+$	16
44	5.996	9.785	$3/2^+$	28	19.50			9.79	$\geq 3/2$			9.74	$3/2^+$	61

Tabelle III (Fortsetzung)

Experiment vor allem die Hochspinniveaus bei  $E_{\text{exc}} = 5.215, 7.573, 7.761, 8.884$  MeV, die wegen der hohen Zentrifugalbarriere extrem kleine Breiten besitzen. Spinangaben in der letzten Spalte wurden bisher noch nicht aus einem Experiment direkt abgeleitet und sind daher noch offen. Sie beruhen vor allem auf der Kombination mehrerer Experimente unter Verwendung verschiedener Kernreaktionen. Die Übergänge zu mehreren breiten Zuständen unterhalb von 9.2 MeV wurden auch in den Reaktionen  $^{13}\text{C}(^6\text{Li}, d)$  und  $^{13}\text{C}(^7\text{Li}, t)$  beobachtet, die weitgehend als Compoundprozesse ablaufen. Bei diesen Messungen war die Energieauflösung jedoch sehr gering, so daß hier ebenfalls kein Vergleich mit diesen Daten durchgeführt wurde. Der Zustand bei 7.761 MeV, welcher in der  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, p)$ - und der  $^{15}\text{N}(\alpha, d)$ -Reaktion /74/ stark angeregt wurde, wird mit der Neutronenstreuung nicht beobachtet. Dieses könnte im Prinzip, wie Harvey et al. /64, 78/ angeben, einen Hinweis auf den nahezu reinen 2p-1h Charakter der Resonanz liefern. Dies gilt aber nicht für den 9.16 MeV-Zustand, der von denselben Autoren als der entsprechende  $\frac{9}{2}^-$  (2p-1h)-Zustand  $\left[ (d \ 5/2)_{J=5} \ P \ 1/2^- \right] 9/2^-$  angesehen wird. Falls dies stimmen sollte, müßte die Spinzuordnung von Kerr /6/ mit  $7/2^-$  aus der  $(\alpha, n)$ -Messung falsch sein. Dieser Spin  $7/2^-$  wird jedoch in einer Messung von Baker et al. /65/ in einem Polarisationsexperiment bestätigt.

### 5.2.1 $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$ - Spiegelkerne

Die bisher beobachteten Energiezustände im Isospindublett  $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$  wurden von Fowler /79/ studiert und sind in Fig. 21 gegenübergestellt. Die entsprechenden  $^{17}\text{F}$ -Werte wurden der Tabelle 17.17 von Ajzenberg-Selove /66/ entnommen. Der Übersichtlichkeit halber wurden die bisher als sicher geltenden Isospindubletts in dem Niveauschema auf der linken Seite getrennt dargestellt. Für eine eindeutige Zuordnung eines Isospindubletts wurde verlangt, daß erstens beide  $J^\pi$ -Werte gemessen sind, daß zweitens die reduzierten Niveaubreiten von etwa gleicher Größe sind und daß sie energetisch nahe genug beieinander liegen, so daß keine Verwechslungen mit anderen gleichwertigen Niveaus möglich sind. Beim Vergleich der Einteilchenbreiten wurden für die Auswahl die reduzierten Neutronenbreiten für  $^{17}\text{O}$  bzw. die reduzierten Protonenbreiten für  $^{17}\text{F}$  herangezogen. Es ist ein interessantes Phänomen, daß alle eindeutig definierten Dublett-Mitglieder in  $^{17}\text{O}$  und  $^{17}\text{F}$  dieselbe Niveau-

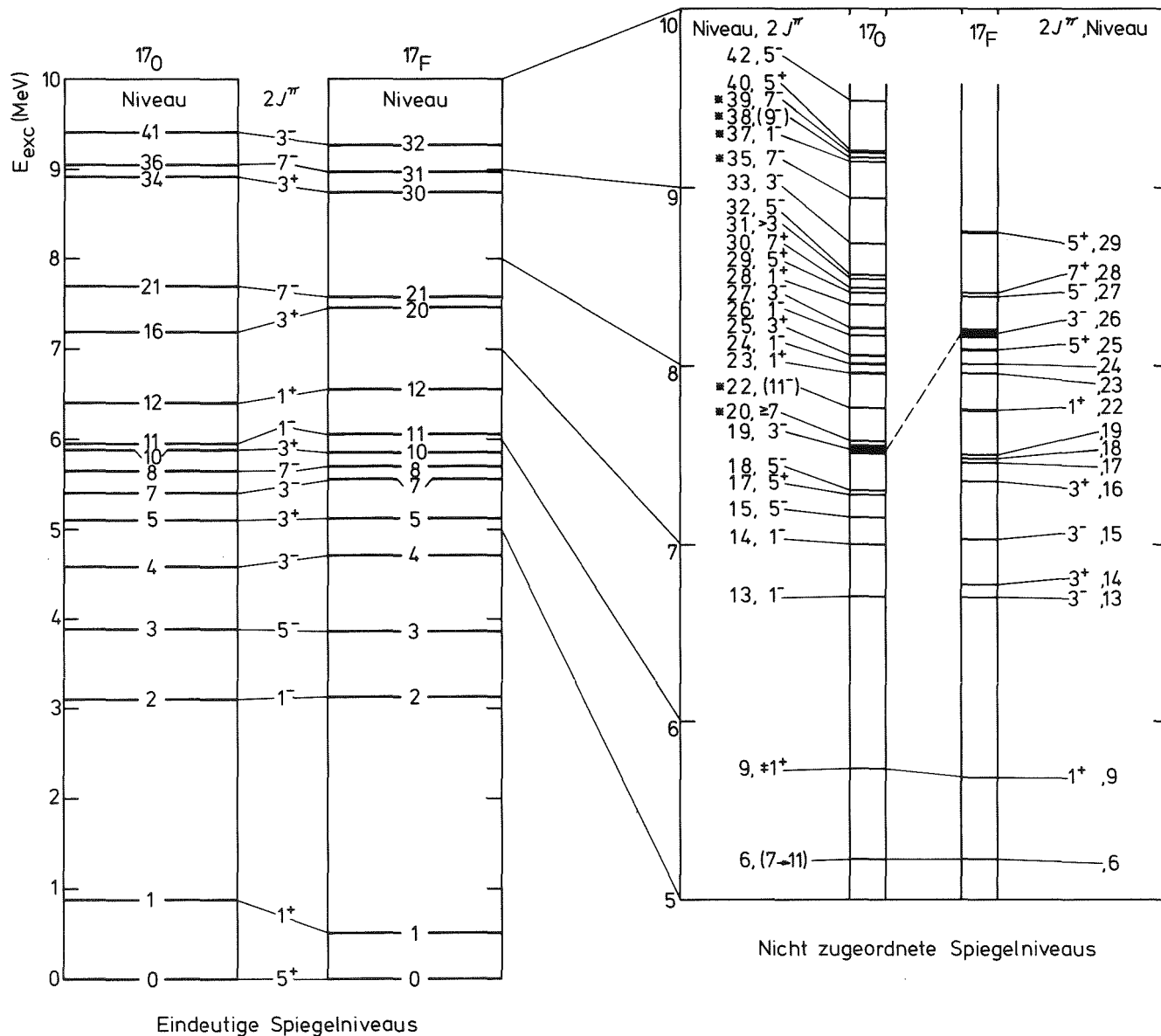


Fig. 21 Niveaustuktur von  $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$  Spiegelkerne. Links sind eindeutig zugeordnete Isospindubletts in  $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$  dargestellt. Rechts sind die nicht eindeutig zugeordneten Isospindubletts enthalten. Nicht eindeutige  $J^\pi$  - Zuordnungen sind eingeklammert.  $0^{17}$ -Niveaus, die in dieser Arbeit nicht beobachtet wurden, sind mit \* gekennzeichnet.

zahl (laufende Nummer der vom Grundzustand aus gezählten Kernniveaus) haben. Dies gilt mit Ausnahme des breiten Zustandes bei 7.200 MeV und läßt darauf schließen, daß alle zukünftigen Zuordnungen eine direkte Korrelation für alle Resonanzen mit Ausnahme der sehr breiten Niveaus bringen. Alle übrigen nicht eindeutig zuzuordnenden Spiegelniveaus sind auf der rechten Seite von Fig. 21 dargestellt. Die Energieskala ist hier um den Faktor 2 gegenüber des linken Bildes gedehnt. Sehr wahrscheinliche Spiegelniveaus sind die Niveaus bei 5.215 und 5.732 MeV in  $^{17}\text{O}$  und ihre entsprechenden Partner bei 5.215 bzw. 5.682 MeV in  $^{17}\text{F}$ . Sie sind hier jedoch auf der rechten Seite eingeordnet, weil keine eindeutige Spin- und Paritätszuordnungen vorliegen. Dies gilt vor allem für das Niveau bei 5.215 MeV, für das weder in  $^{17}\text{O}$  noch in  $^{17}\text{F}$  eindeutige Spinzuordnungen existieren. Dagegen gibt es für das Niveau bei 5.682 MeV eine Spinzuordnung für  $^{17}\text{F}$  von Salisbury und Richard /65/. Die Karlsruher Messungen der totalen Neutronenquerschnitte zeigen jedoch, daß der Spin des 5.732 MeV - Niveaus eindeutig ungleich  $1/2^+$  ist. Eine entsprechende s-Wellenresonanz müßte bei dieser Energie im totalen Querschnitt bereits stark destruktiv mit der s-Wellen-Potentialstreuung interferieren und als negative Resonanz erscheinen, was jedoch nicht beobachtet wird. Es sollte daher die entsprechende Zuordnung für das 5.682 MeV - Niveau im  $^{17}\text{F}$  angezweifelt werden. Diese letztere Beobachtung ist vor allem deshalb von Interesse, weil es sich bei der 5.682 MeV-Resonanz sehr wahrscheinlich um ein Dublett handelt, wie Salisbury und Richard /65/ gezeigt haben, die in einer Protonenstreuung bei dieser Energie Hinweise für Protonengruppen einer sehr schwachen  $1/2^+$  und einer schmalen  $7/2^-$  - Resonanz fanden. Das Niveau bei 7.558 MeV ist mit einem entsprechend breiten Niveau von  $^{17}\text{F}$  verbunden, da beide Niveaus jeweils einen Spin  $J = 3/2^-$  und eine große totale Breite besitzen. Dieses Niveau hat in  $^{17}\text{O}$  eindeutig negative Parität. Eine negative Parität leiten Dangles et al./68/ auch für das entsprechende  $^{17}\text{F}$ -Niveau ab. Alle anderen höheren Niveaus zeigen nur ungefähre Hinweise auf die entsprechende Spiegelkernstruktur. Eine genauere Vergleich der Daten läßt vermuten, daß noch verschiedene Spinzuordnungen falsch sind. Dies trifft vermutlich mehr für die Niveaus von  $^{17}\text{F}$  zu, die bisher weniger untersucht wurden. Für denselben Kern  $^{17}\text{F}$  fehlen offensichtlich auch noch eine große Zahl von Resonanzen oberhalb von 8 MeV Anregungsenergie.



### 5.2.2 Einteilchenstärken für gebundene und ungebundene Schalenmodellzustände

Wie im Abschnitt 5.1.1 gezeigt wurde, ist es möglich, aus den analysierten reduzierten Breiten den Grad der Fragmentation im ganzen Energiebereich anzugeben. Mit Hilfe der im obigen Formalismus abgeleiteten Resonanzbreiten ergaben sich im Energiebereich zwischen  $5 \leq E_{\text{exc.}} \leq 10$  MeV folgende Werte für die Einteilchenstärken: s-Wellen  $\sim 1$  %, p-Wellen  $\sim 17$  %, d-Wellen  $\sim 0.1$  % und f-Wellen  $\sim 2$  %. Die große reduzierte Breite für  $d_{3/2}$  zeigt, daß die Einteilchenstärke praktisch auf die fünf beobachteten Niveaus bei 5.083, 7.201, 8.079, 8.897 und 9.785 MeV verteilt ist, wobei  $\sim 85$  % allein auf die 5.083 Resonanz konzentriert sind. Die kleinen Summen für  $d_{5/2}$  und  $s_{1/2}$  sind darauf zurückzuführen, daß die entsprechenden Einteilchenniveaus unterhalb der Neutronenbindungsenergie liegen. Diese konzentrieren sich beide weitgehend auf je 1 Niveau, den Grundzustand ( $d_{5/2}$ ) und den ersten angeregten Zustand bei 0.871 MeV ( $s_{1/2}$ ), wie aus (d,p)-Strippingexperimenten hervorgeht. Die quantitative Interpretation der  $p_{1/2, 3/2}$  und  $f_{5/2, 7/2}$  - Einteilchenstärken muß mit Vorsicht betrachtet werden, da die Verwendung des gleichen Kanalradius von 3.7 fm bei sonst gleichbleibenden R-Matrix-Parametern eine dimensionslose reduzierte Einteilchenbreite von größer als 1 und damit einen unphysikalischen Wert für  $f_m$  die spektroskopischen Faktoren liefert, wie Johnson /2/ gezeigt hat. Dennoch sind die gemessenen Einteilchenstärken der p-Wellen und f-Wellen-Resonanzen in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß der Meßbereich mehrere MeV oberhalb der gebundenen 1p-Zustände und  $\sim 10$  MeV unterhalb der ungebundenen 2p-Zustände liegt. Zu den f-Wellen-Einteilchenstärken können nur die ungebundenen Einteilchenzustände der 1f-Schale bei  $\sim 13$  MeV ( $1f_{7/2}$ ) bzw.  $\sim 18$  MeV ( $1f_{5/2}$ ) beitragen. Die in dieser Arbeit abgeleiteten Prozentsätze für die Summe der  $1f_{5/2}$  und  $1f_{7/2}$  - Schale sind unter den gegebenen Voraussetzungen, daß sich die Analyse nur über einige MeV erstreckt, vergleichbar mit entsprechenden Ergebnissen anderer Kerne in diesem Massenbereich /26/.

### 5.2.3 Vergleich der Niveauparameter von $^{17}\text{O}$ mit Schalenmodellrechnungen

Die beobachtete Resonanzstruktur von Sauerstoff kann mit neueren Schalenmodellrechnungen von Wildenthal und McGrory /70/ verglichen werden. Diese Autoren berechneten Mehrteilchen-Mehrlochanregungen in den Schalen  $1p_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$ . Das Ergebnis der Berechnungen auf dieser Basis ist in Fig. 22 mit den gemessenen Daten dieser Arbeit verglichen. Die Meßdaten sind in der Mitte wiedergegeben.

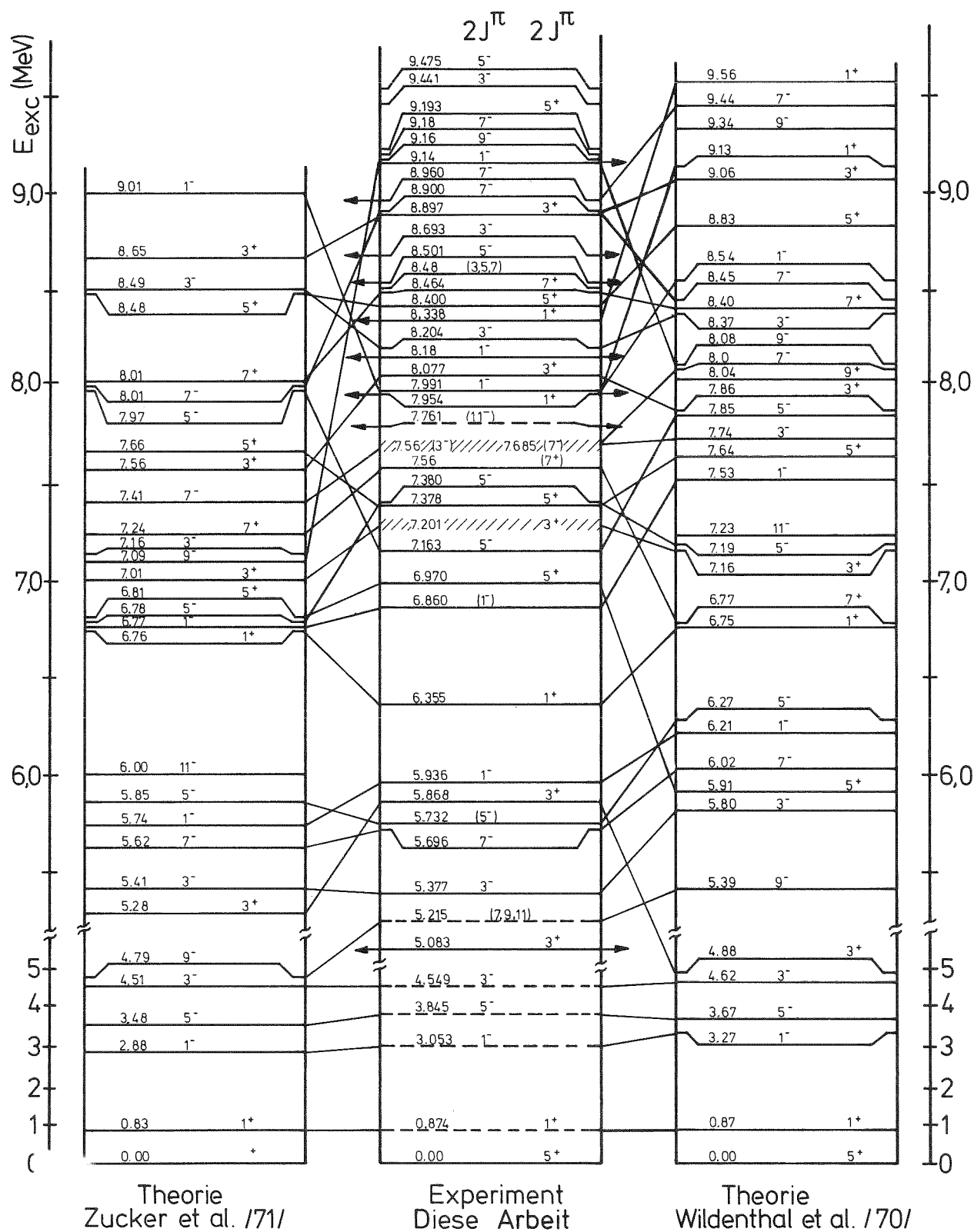


Fig. 22 Niveauschema von  $^{170}$ . Vergleich der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit mit Schalenmodellrechnungen von Wildenthal und Mc Grory /70/ und Zucker et al. /71/. Die Daten dieser Arbeit (durchgezogene Linien) wurden ergänzt mit 5 bekannten Niveaus unterhalb der Neutronenbindungsenergie und 2 noch nicht beobachteten Hochspinnniveaus (gestrichelte Linien). Die sich entsprechenden Niveaus im Experiment und in der Theorie sind durch Linien miteinander verbunden.

Außer den in dieser Arbeit gemessenen Niveaus wurden in das hier gezeigte mittlere Schema noch die fünf gebundenen Zustände unterhalb der Neutronenbindungsenergie und die beiden in der Neutronenstreuung bisher nicht beobachteten Niveaus mit hohem Spin bei 5.215 und 7.685 MeV aufgenommen. Diese bei Reaktionen mit geladenen Teilchen beobachteten Niveaus wurden durch gestrichelte Linien gesondert gekennzeichnet. Rechts im Bild findet man die von Wildenthal und Mc Grory beobachteten Energieniveaus. Auf der linken Seite sind zum Vergleich außerdem die Ergebnisse ähnlicher Rechnungen von Zucker, Buck und Mc Grory /71/, welche unter denselben allgemeinen Voraussetzungen wie in Ref. /70/, jedoch mit anderen Schalenmodellparametern gewonnen wurden. Die sich entsprechenden Niveaus in den Niveauschemata sind in Fig. 22 durch Verbindungslinien gekennzeichnet. Obwohl in beiden berechneten Niveauschemata Anregungen in der  $d_{3/2}$  und höheren Schalen nicht berücksichtigt sind, ergibt sich zwischen den gemessenen und den berechneten Niveaus unterhalb von 10 MeV Anregungsenergie eine weitgehende Eins-zu-eins-Korrelation. Diese Tatsache weist darauf hin, daß die in den Berechnungen zugrunde gelegten Schalenmodellkonfigurationen weitgehend realistisch sind. Auf der Basis der Berechnungen ergibt sich, daß die meisten der  $^{17}\text{O}$ -Niveaus eine komplizierte Mehrteilchen-Mehrlochstruktur (bis zur 5p-4h-Struktur) besitzen. Eine Ausnahme bilden nur der Grundzustand, der erste angeregte Zustand und der breite  $d_{3/2}$ -Zustand bei 5.083 MeV, die weitgehend reine Schalenmodellzustände darstellen. Die bisherigen Schalenmodellrechnungen liefern keine Vorhersagen für die spektroskopischen Faktoren der  $1p_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$  und  $d_{5/2}$  - Schale.

Anhang

(A1) Monte-Carlo-Verfahren zur Berechnung der Ansprechvermögen  
der Neutronenflußdetektoren

Das Verfahren der Berechnung ist im Flußdiagramm (s. Fig. 23) verdeutlicht<sup>+</sup>. Die Eingabedaten sind Werte der Neutronenenergie, der spezifischen Energieverluste der Protonen in H, C, Ar, N, Ta und des Protonennachweisvermögens. Die Symbole k, j, m und n sind Indizes für die Variablen Radiatorstärke F, Radius r, Streu- und Azimutwinkel  $\theta$  bzw.  $\phi$  der gestreuten Protonen. Die Berechnung ist für den Flußdetektor 1<sup>++</sup> auf den Umfang eines einzigen Kammerabschnittes reduziert, wobei  $\sin^2_{\max} \theta = 1$  ist. Für die Gewinnung von Zufallszahlen für r,  $\theta$  und  $\phi$  diente die Routine RANDU. Eingangswerte sind die den Sektor definierende untere und obere Schranke. Für die Bestimmung der Protonenreichweite R im Detektor und des Energieverlustes  $\Delta E$  in jedem Detektorabschnitt wurden die spezifischen Energieverluste der Protonen in den Komponenten des Szintillatorgases und im Tantal den Tabellen von Whaling /75/ entnommen.

Zur Berechnung der zurückgelegten Wegstrecken der Protonen im Detektor eignete sich ein Koordinatensystem, in dem die vordere Stirnebene des Zylinders die x,y-Ebene ist und die Z-Koordinate entlang einer Mantellinie des Zylinders liegt (s. Fig. 24). In diesem System ist A  $(x_a, y_a, 0)$  der Eintrittspunkt in den Zylinder und E  $(x_e, y_e, z_e)$  der Austrittspunkt.

Ausgehend von einem Streuwinkel  $\theta \neq 0$  erhält man durch Variation des Azimutwinkels  $\phi$  zwischen 0 und  $2\pi$  einen Satz gerader Strecken zwischen A und E. Der gleiche Satz ergibt sich für alle Punkte A, die einen Kreis um den Mittelpunkt der Stirnfläche bilden. Die Betrachtung von Punkten A  $(0, y_a, 0)$  ist daher hinreichend für die Erfassung aller Eintrittspunkte in der Stirnfläche.

---

<sup>+</sup> Das Rechenverfahren wurde in Zusammenarbeit mit Herrn Dipl.-Ing. Kari programmiert.

<sup>++</sup> Für diesen Sonderfall wurde eine ältere, von Herrn Dipl.-Phys. Brotz erstellte Programmversion überarbeitet.

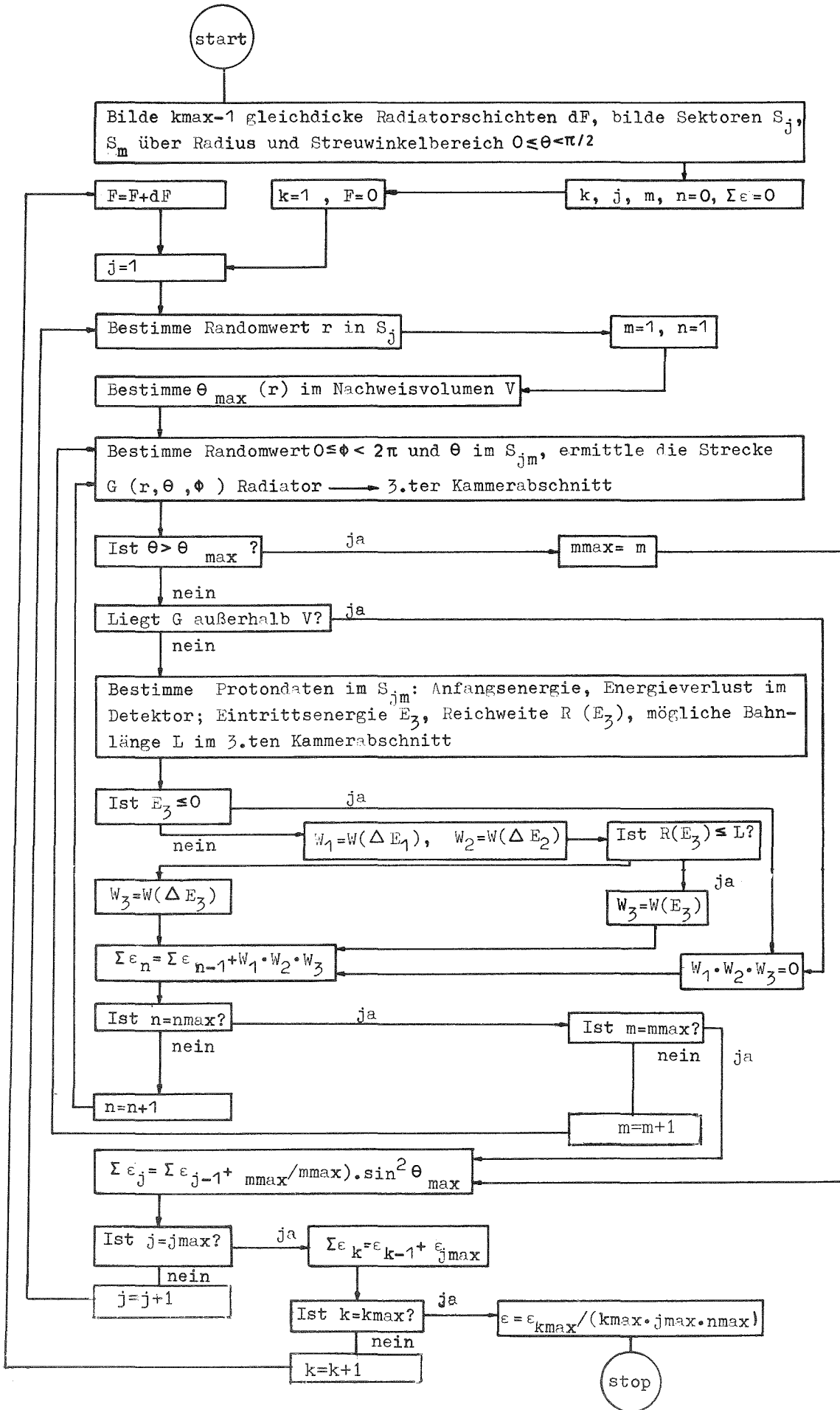


Fig. 23 Vereinfachtes Flußdiagramm des Monte-Carlo-Programms zur Berechnung des Ansprechvermögens  $\epsilon_p$  von Neutronenflußdetektor 2 für Rückstoßprotonen.

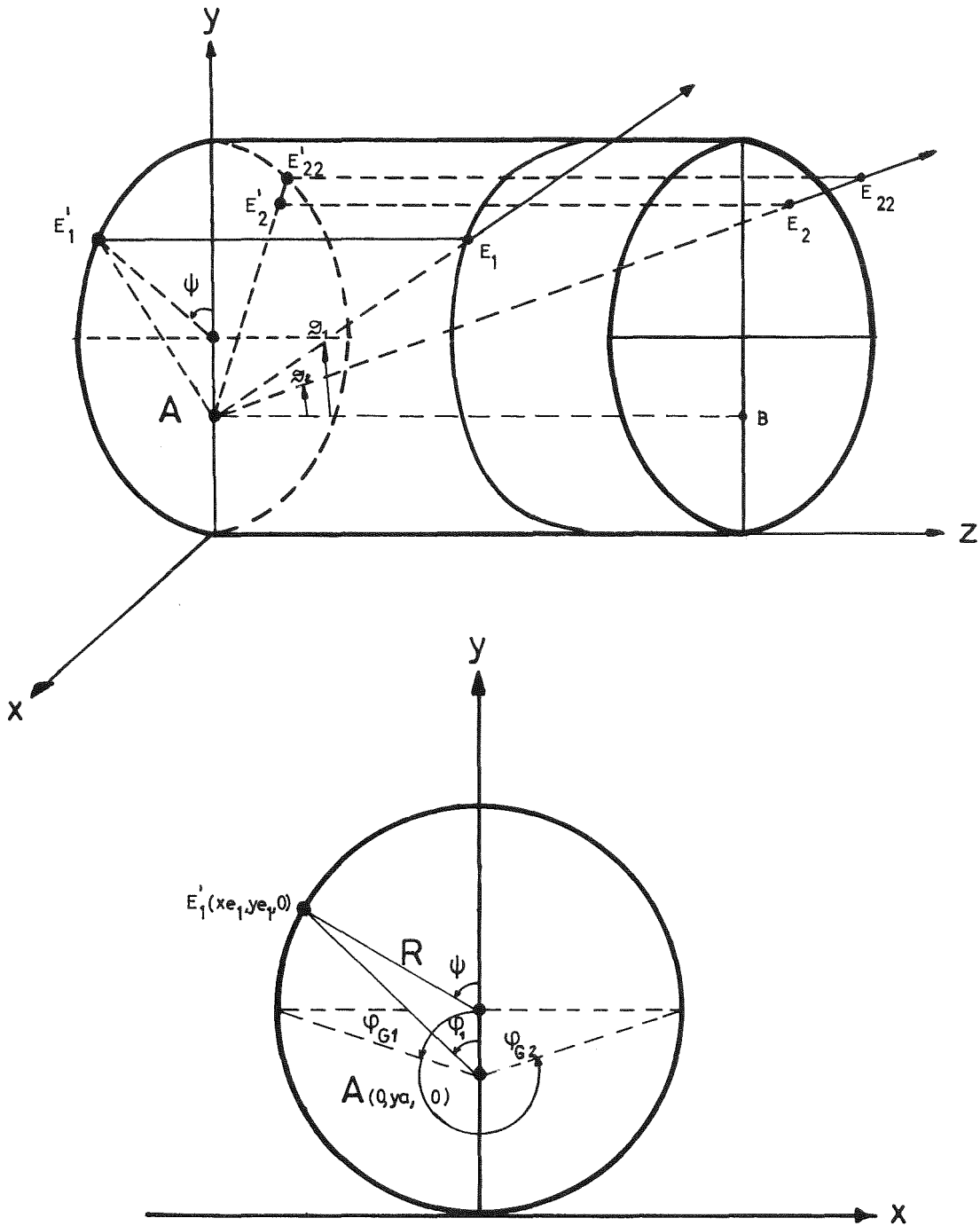


Fig. 24 Skizzen zur Berechnung der von Protonen in den zylindrischen Kammern der Neutronenflußdetektoren zurückgelegten Strecken.

Die  $xy$ -Normale durch A bildet mit jeder Strecke  $AE_1$  Ebenen, die senkrecht auf der  $xy$ -Ebene stehen. In Figur 24 sind  $AE_1'E_1$  für den Azimutwinkel  $\phi_1$  und  $AE_2'E_2$  für  $\phi_2$  Beispiele dafür.

Bezüglich der Projektionen einer Strecke AE auf der  $xy$ -Ebene in  $z$ -Richtung sind 2 Hauptfälle zu unterscheiden:

- (i) Der Endpunkt  $E_1$  liegt im Zylindermantel. In diesem Fall ist der geometrische Ort der Projektion  $E_1'$  ( $x_{e1}, y_{e1}, 0$ ) von E auf die  $xy$ -Ebene gerade der Zylinderkreis. Für die Strecke  $AE_1$  gilt:

$$AE_1 = \frac{AE_1'}{\sin\theta} \quad (1)$$

- (ii) Der Endpunkt  $E_2$  liegt auf der hinteren Kreisfläche des Zylinders. Die Verlängerung von  $AE_2$  würde die verlängert gedachte Mantellinie  $E_{22}'E_{22}$  bei  $E_{22}$  schneiden. Hier ist:

$$AE_2 = \frac{AB}{\cos\theta} \quad (2)$$

Die Berechnung der weiteren Größen erfolgt nur noch über die geometrischen Beziehungen in der  $xy$ -Ebene. Für die Länge der Projektion  $AE_1'$  gilt

$$AE_1' = \sqrt{x_{e1}^2 + (y_{e1} - y_a)^2} \quad (3)$$

Den Zusammenhang zwischen dem Zylinderradius R,  $\phi$  und dem Hilfswinkel  $\psi$  liefert die Gleichung:

$$x_{e1} = R \cdot \sin\psi = (y_{e1} - y_a) \cdot \operatorname{tg}\phi. \quad (4)$$

Dies gilt für alle  $\psi$  und  $\phi$  mit den Ausnahmen  $\phi = \pi/2$  und  $3\pi/2$ . Die Koordinate  $y_{e1}$  ergibt sich zu:

$$y_{e1} = R \cdot \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \sin^2\psi} \right] \quad (5)$$

Die Kombination von (4) und (5) ermöglicht die Elimination von  $\sin \psi$ . Es folgt:

$$\sin \psi_{1,2} = \frac{Q \pm \sqrt{Q^2 - 4(R^2 \cdot A^2 + R^2) (y_a \cdot A^2 - 2 R \cdot y_a \cdot A^2)}}{2 \cdot R^2 (A^2 + 1)} \quad (6)$$

mit  $Q = 2 \cdot R \cdot A (y_a - R)$

und  $A = \operatorname{tg} \phi$ .

Nach Substitution der Wurzel in (6) durch T und des Nenners durch TU folgt für  $\sin \psi$ , wegen  $0 < T < Q$  und  $TU > 0$ , die Zuordnung der Lösungen:

$$\sin \psi = \frac{-Q+T}{TU} \quad \text{für } 0 < \psi < \pi \quad \text{und}$$

$$\sin \psi = \frac{-Q-T}{TU} \quad \text{für } \pi < \psi < 2\pi$$

Mit den Winkeln  $\phi_{G_1}$  und  $\phi_{G_2}$ , bei denen  $\cos \psi$  das Vorzeichen wechselt, wird unter Berücksichtigung von  $\sqrt{1 - \sin^2 \psi} \geq 0$  in folgender Fallunterscheidung festgestellt, ob für  $y_{e1}$  in der Gleichung (5) das positive oder das negative Vorzeichen zutrifft.

Für $0 < \psi < \pi$	und	$\begin{cases} \operatorname{tg} \phi < \operatorname{tg} \phi_G \\ \operatorname{tg} \phi > \operatorname{tg} \phi_G \\ \operatorname{tg} \phi < 0 \end{cases}$	folgt das Vorzeichen	$\begin{cases} +, \\ -, \\ -, \end{cases}$
und für $\pi < \psi < 2\pi$	und	$\begin{cases} \operatorname{tg} \phi > 0 \\ \operatorname{tg} \phi > \operatorname{tg} \phi_G \\ \operatorname{tg} \phi > \operatorname{tg} \phi_G \end{cases}$		$\begin{cases} -, \\ -, \\ +. \end{cases}$

$AE_1'$  folgt dann durch Einsetzen der Ergebnisse der Gleichungen (4) und (5) in (3).

Bei den Ausnahmen  $\phi = \pi/2$  und  $3\pi/2$  gilt für  $AE_1'$ :

$$AE_1' = \sqrt{R^2 - (R - y_a)^2}$$



Im Rechenprogramm wird für  $AE$  der Wert  $AE_1$  durch Einsetzen von  $AE_1'$  in (1) ermittelt. Über eine Abfrage:

$$AE_1 \cdot \cos \theta \begin{matrix} > \\ < \end{matrix} AB$$

wird gegebenenfalls  $AE_1$  durch  $AE_2$  gemäß (2) ersetzt.

### (A2) Berechnung des effektiven Neutronenflusses

Wegen der Homogenität des Neutronenflusses über dem Strahlquerschnitt läßt sich der effektive Fluß durch Mittelung der Funktion  $e^{-n \cdot \sigma \cdot T \cdot d}$  über das Zylindervolumen des Streuers errechnen (s. Fig.25).

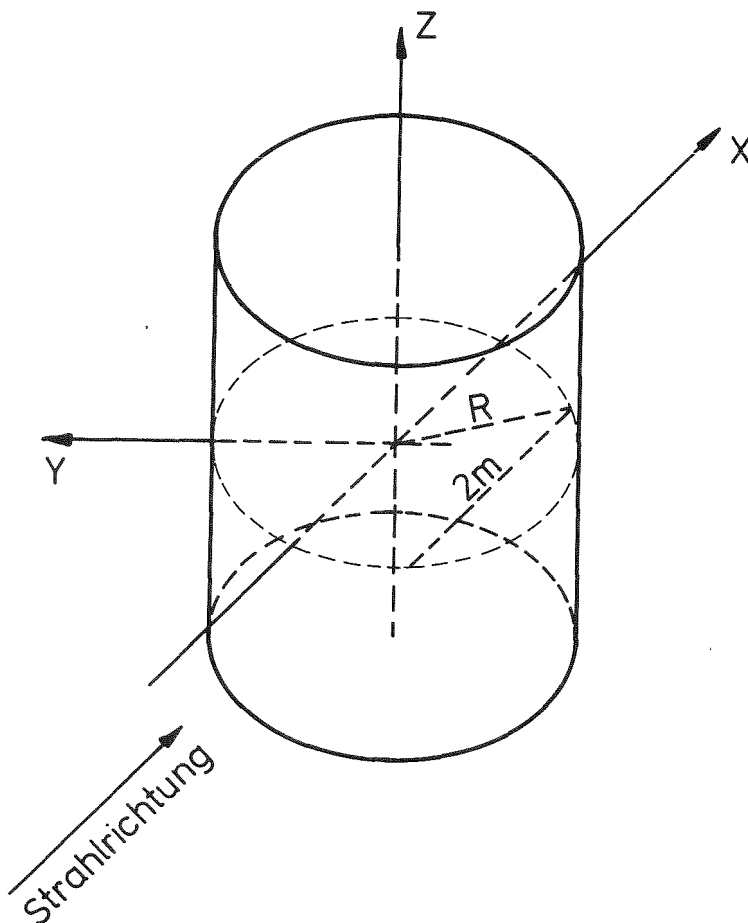


Fig. 25 Skizze zur Berechnung der Neutronenflußabschwächung in der zylindrischen Streuprobe.

Da die Funktion  $e^{-n \cdot \sigma_T \cdot d}$  nicht von der Länge  $l$  des Streuers abhängt, läßt sich

$$\phi_{\text{eff}} = \frac{\phi}{V} \int_z \int_y \int_x e^{-n \cdot \sigma_T \cdot d} dx dy dz$$

in einen Term  $J_Z$  und einen Term  $J_F$ , die sich über die Länge bzw. über die Kreisfläche des Zylinders erstrecken, aufspalten. Mit  $d=d(y)=x + \sqrt{R^2 - y^2}$  folgt für  $\phi_{\text{eff}}$ :

$$\phi_{\text{eff}} = \phi \left[ \underbrace{\frac{1}{l} \int_{-1/2}^{+1/2} dz}_{J_Z} \cdot \frac{1}{F} \underbrace{\int_{-R}^{+R} \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{+\sqrt{R^2-y^2}} e^{-n \cdot \sigma_T \cdot (x + \sqrt{R^2-y^2})} dx dy}_{J_F} \right],$$

wobei  $J_Z = 1$  ist. Da das Problem symmetrisch zur  $xy$ -Ebene ist, folgt für  $J_F$  nach der Substitution  $n \cdot \sigma_T = C$  und  $R^2 - y^2 = m^2$

$$J_F = \frac{2}{F} \int_0^R e^{-C \cdot m} \left[ \int_{-m}^{+m} e^{-C \cdot x} dx \right] dy$$

Durch Lösen des inneren Integrals folgt:

$$J_F = \frac{2}{F \cdot C} \left[ R - \underbrace{\int_0^R e^{-2 C \cdot m} dy}_{J_{F'}} \right]$$

Das neue Integral  $J_{F'}$ , läßt sich durch  $e$ -Reihenentwicklung wie folgt darstellen:

$$J_{F'} = \int_0^R dy - 2 C \int_0^R m dy + \frac{4C^2}{2} \int_0^R m^2 dy - \frac{4C^3}{3} \int_0^R m^3 dy + \frac{2 C^4}{3} \int_0^R m^4 dy - + \dots$$

Die Lösung der einzelnen Integrale in  $J_F'$  und die weitere Rechnung liefert für den effektiven Neutronenfluß den Ausdruck:

$$\phi_{\text{eff}} = 1 - \frac{8}{3\pi} CR + \frac{1}{2} C^2 R^2 - \frac{32}{45\pi} C^3 R^3 + - \dots$$

Für die hier betrachteten totalen Querschnitte und die Daten der verwendeten Streuer konvergiert dieser Ausdruck relativ schnell, da das Produkt  $CR < 0,5$  ist.

(A3) Darstellung der gemessenen differentiellen elastischen Neutronenstreuquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  und  $^{28}\text{Si}$  im Neutronenenergiebereich 0.5 - 6 MeV

In den folgenden Darstellungen sind die Ergebnisse dieser Arbeit im Neutronenenergiebereich 0.5 - 1.2 MeV wegen der zu großen Anzahl der Datenpunkte und der kleinen Energieintervalle zwischen je zwei benachbarten Flugzeitkanälen der Spektren gemittelt. Im Energiebereich 0.5 - 0.86 MeV erfolgte die Mittelung für alle Streuwinkel und beide Elemente über 5 Flugzeitkanälen. Zwischen 0.86 und 1.22 MeV wurde über 3 Flugzeitkanäle gemittelt.

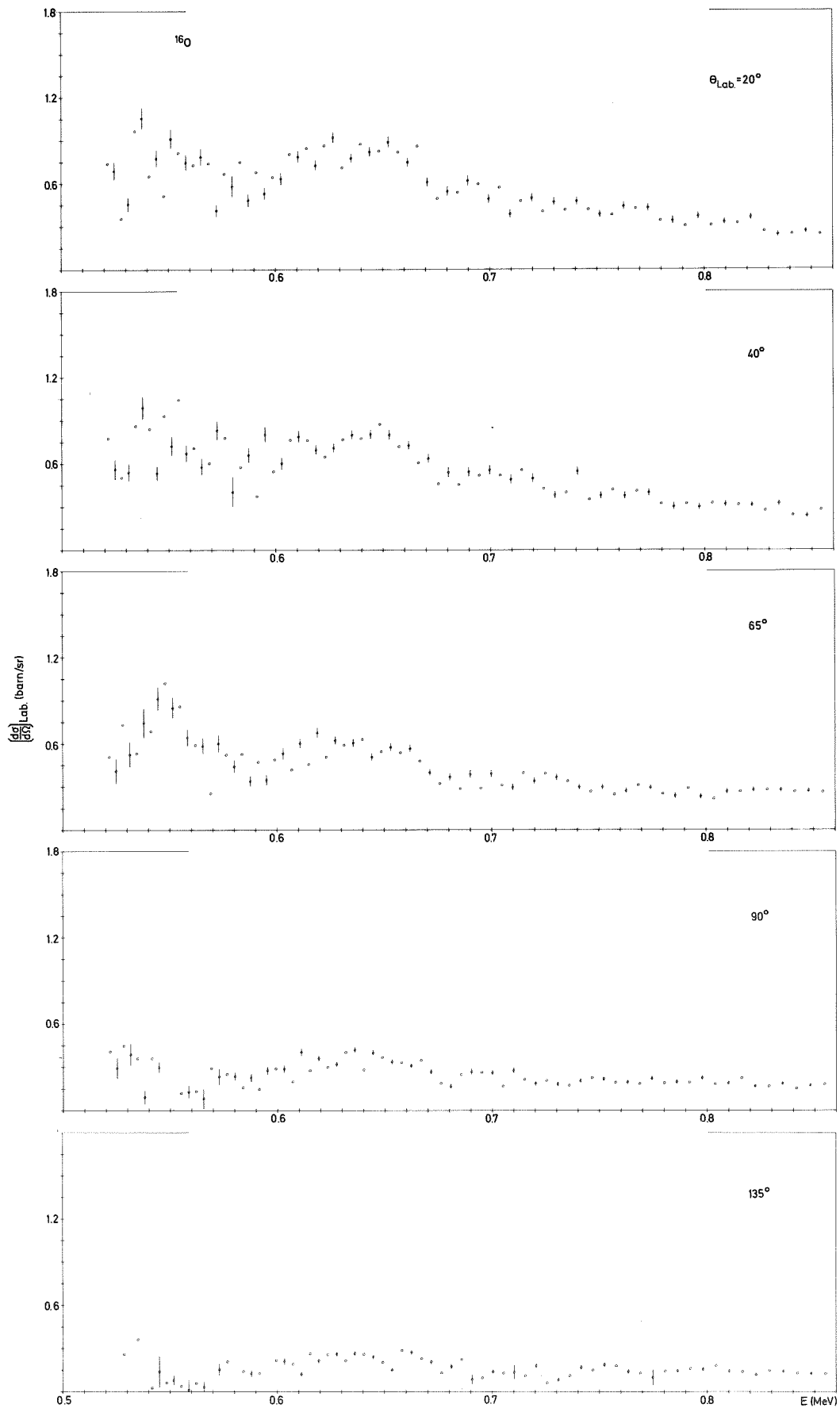


Fig. 26 Differentielle, elastische Neutronenquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  im Neutronenenergiebereich 0.52 - 0.86 MeV

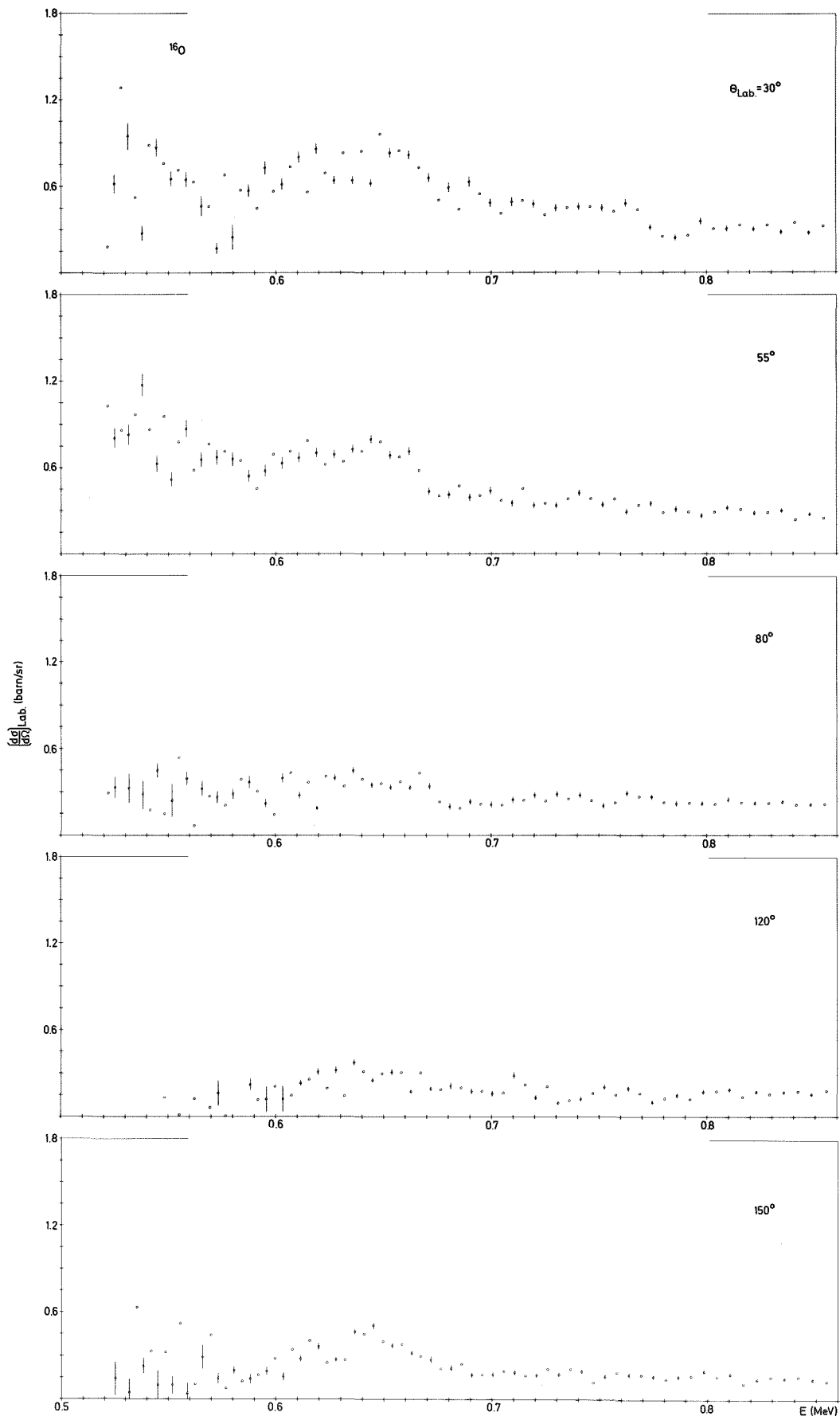


Fig. 26 Fortsetzung

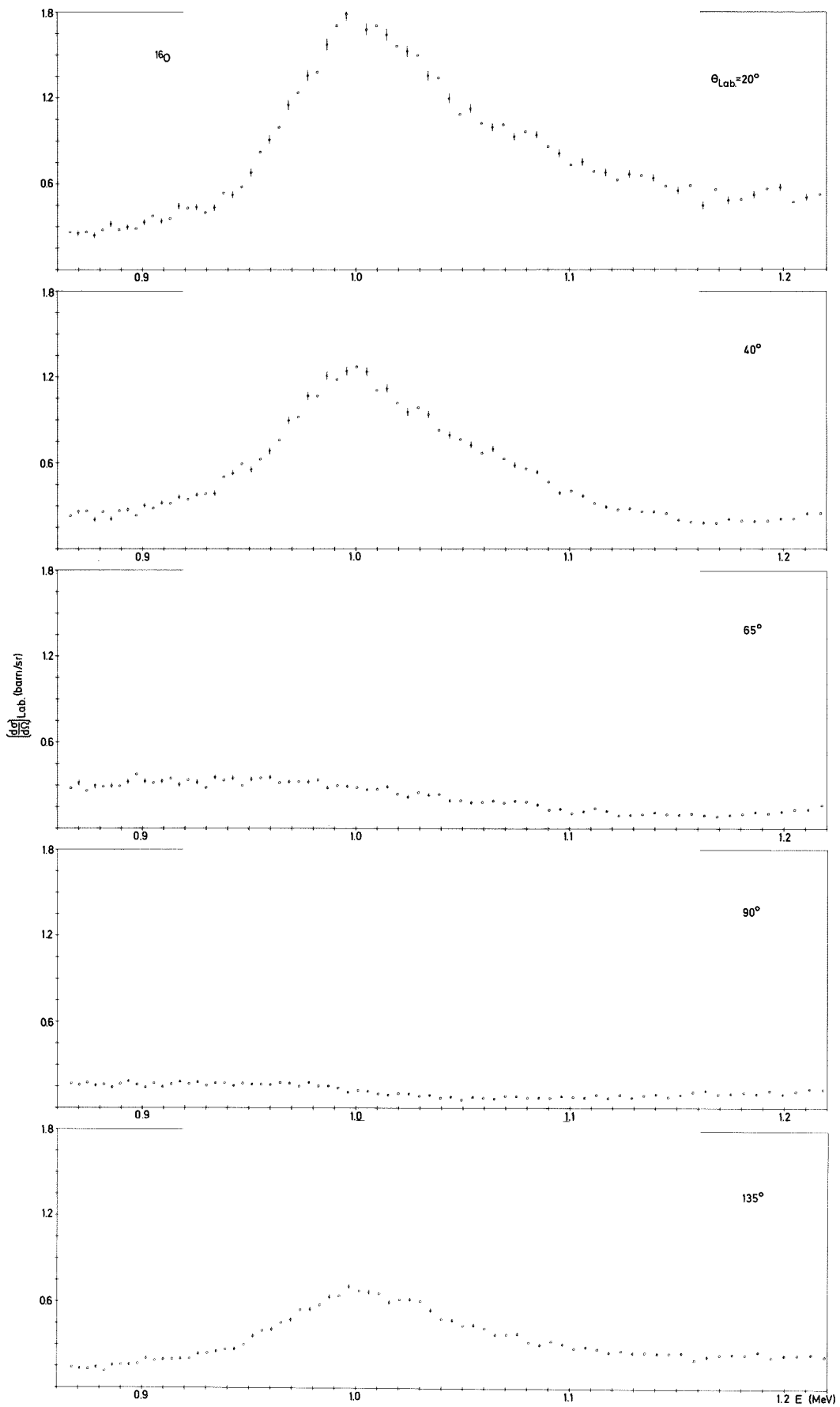


Fig. 27 Differentielle, elastische Neutronenquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  im Neutronenenergiebereich 0.86 - 1.22 MeV

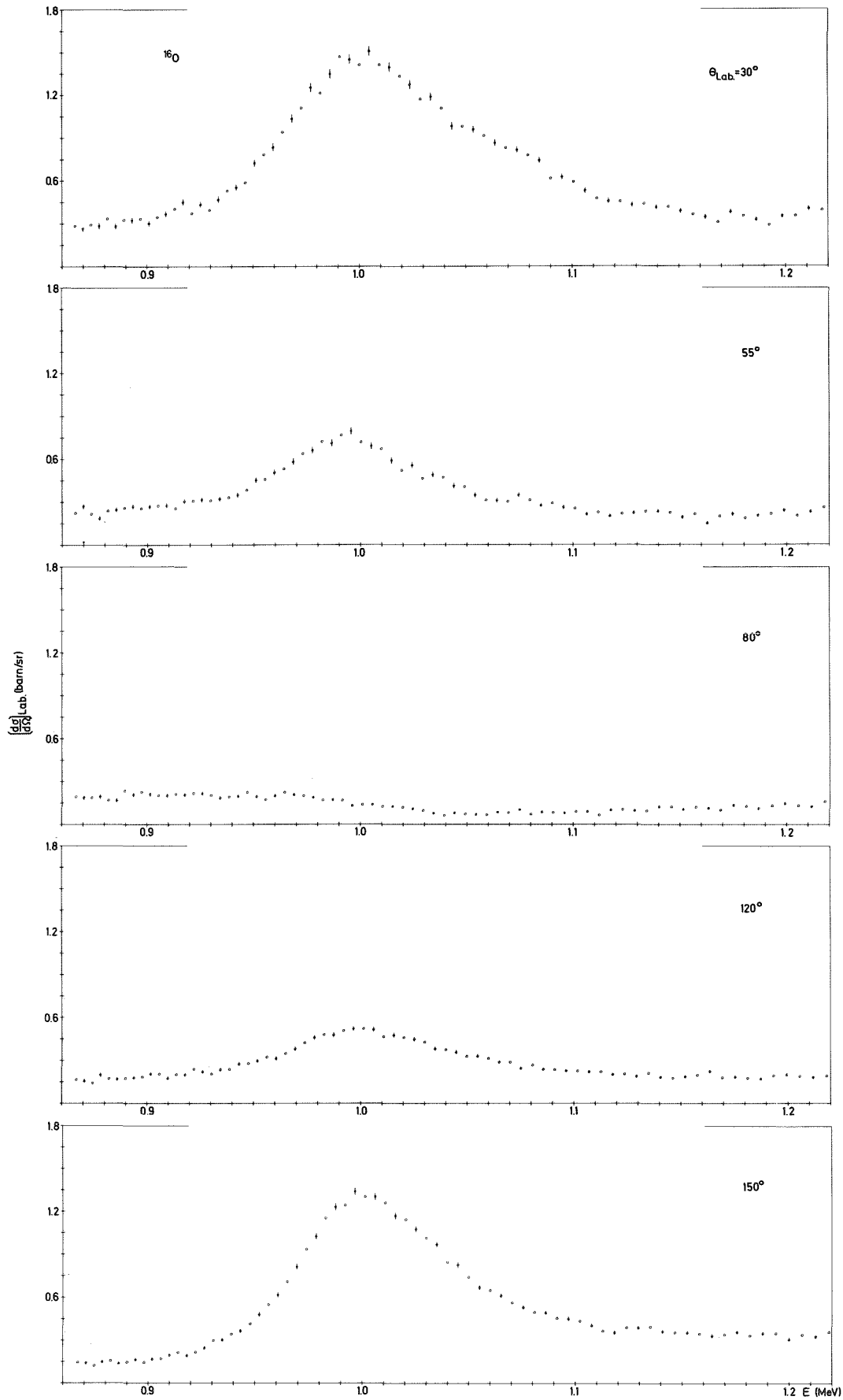


Fig. 27 Fortsetzung

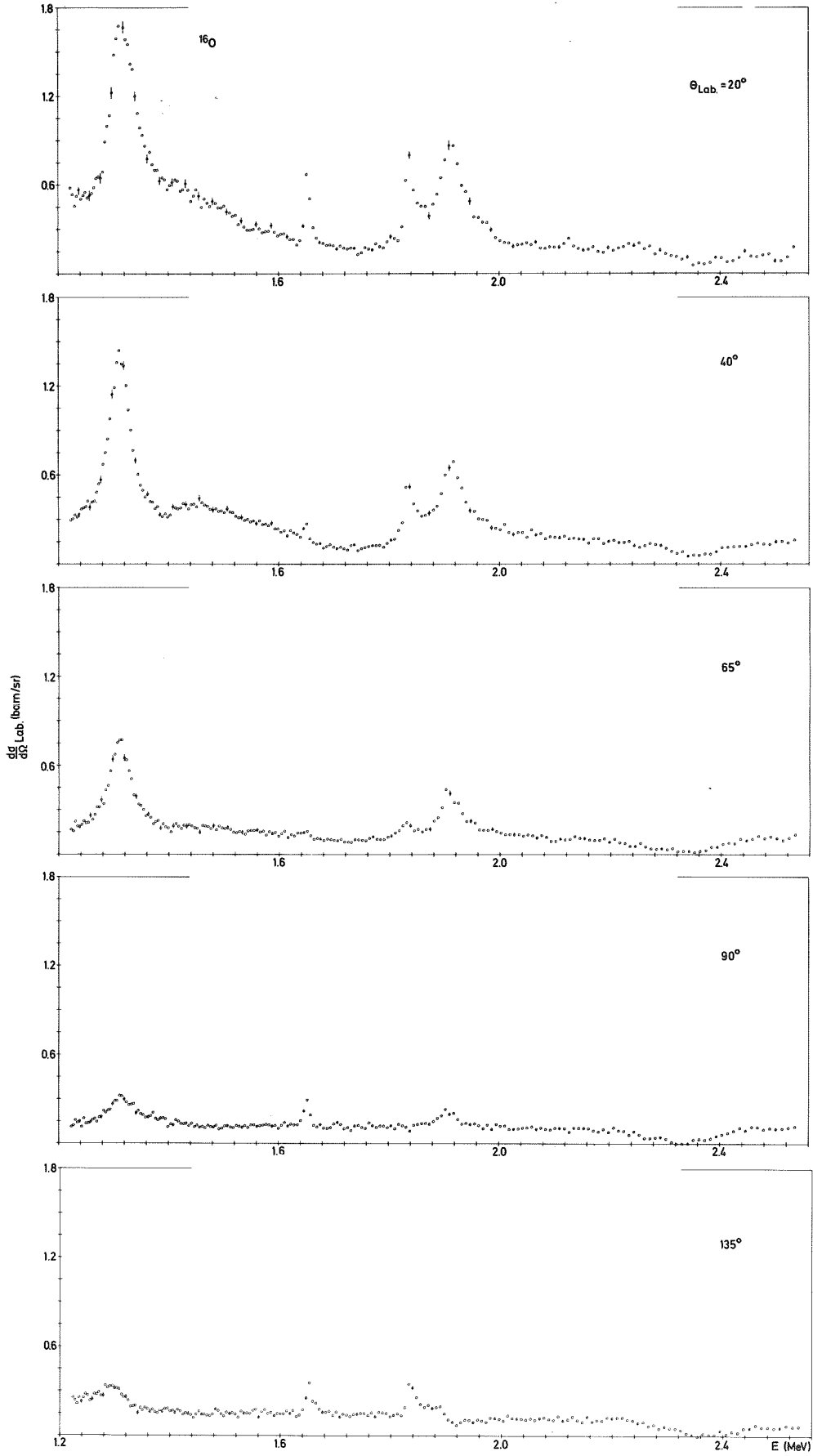


Fig. 28 Differentielle, elastische Neutronenquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  im Neutronenenergiebereich 1.22 - 2.54 MeV.



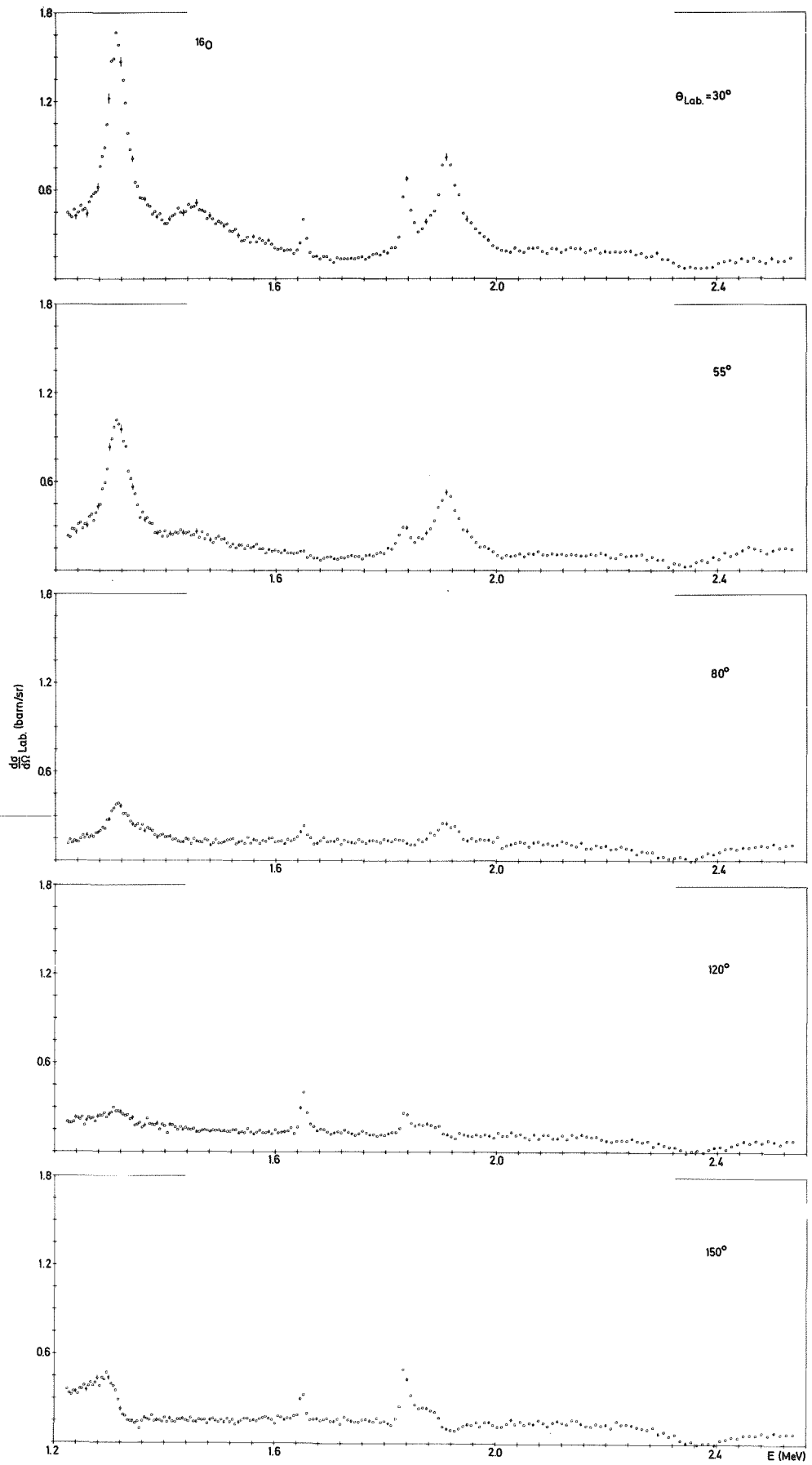


Fig. 28 Fortsetzung

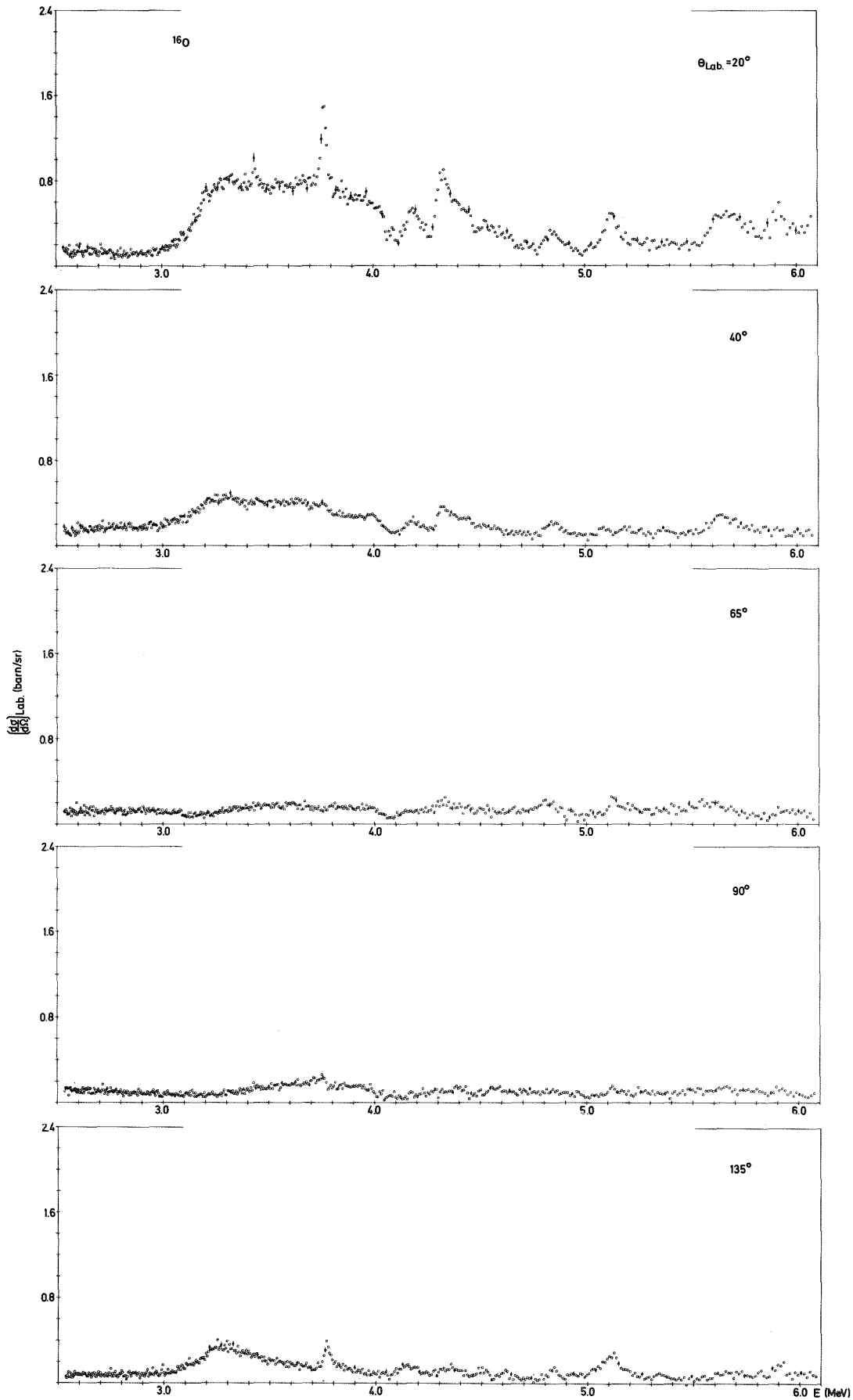


Fig. 29 Differentielle, elastische Neutronenquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  im Neutronenenergiebereich 2.54 - 6 MeV

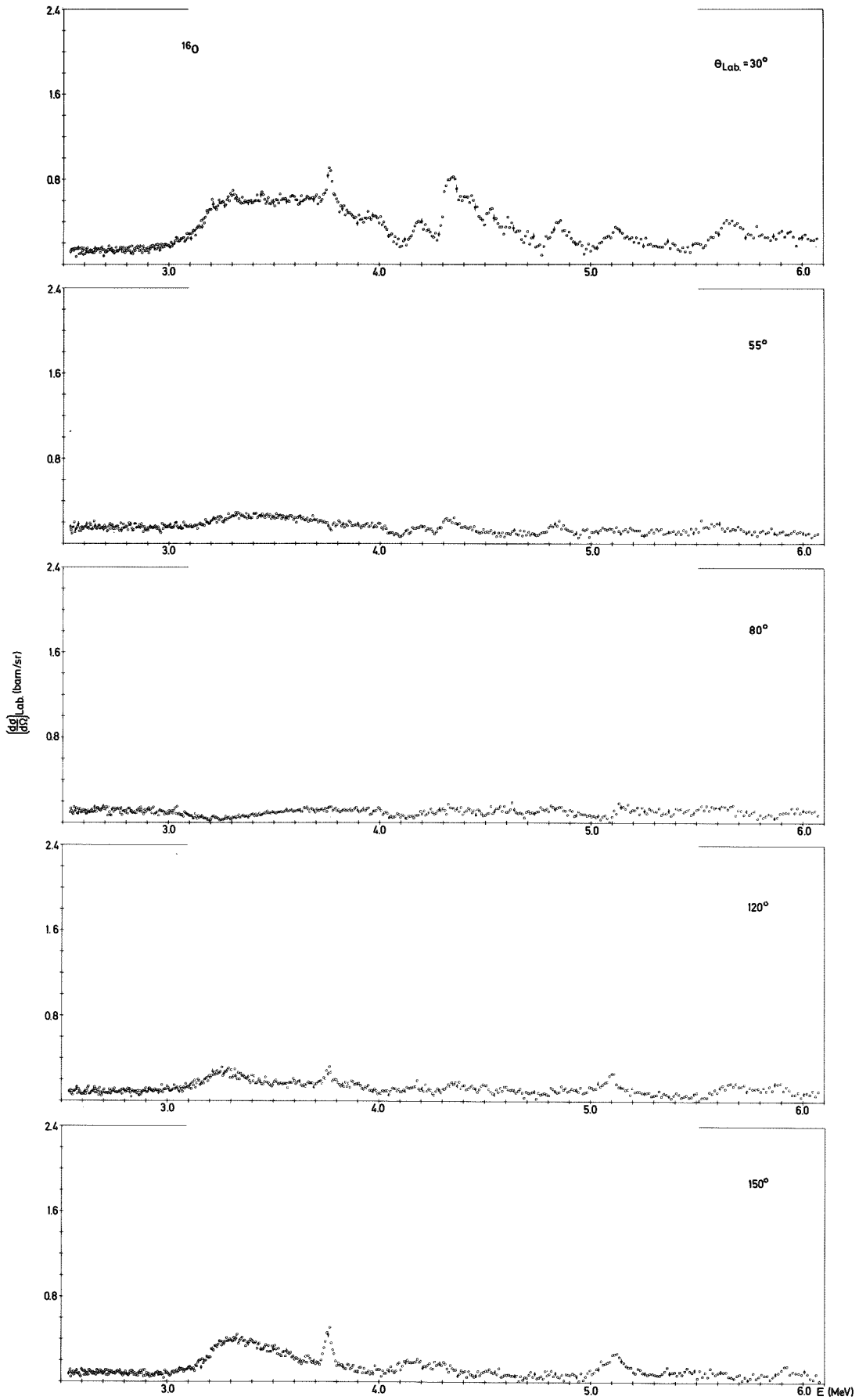


Fig. 29 Fortsetzung

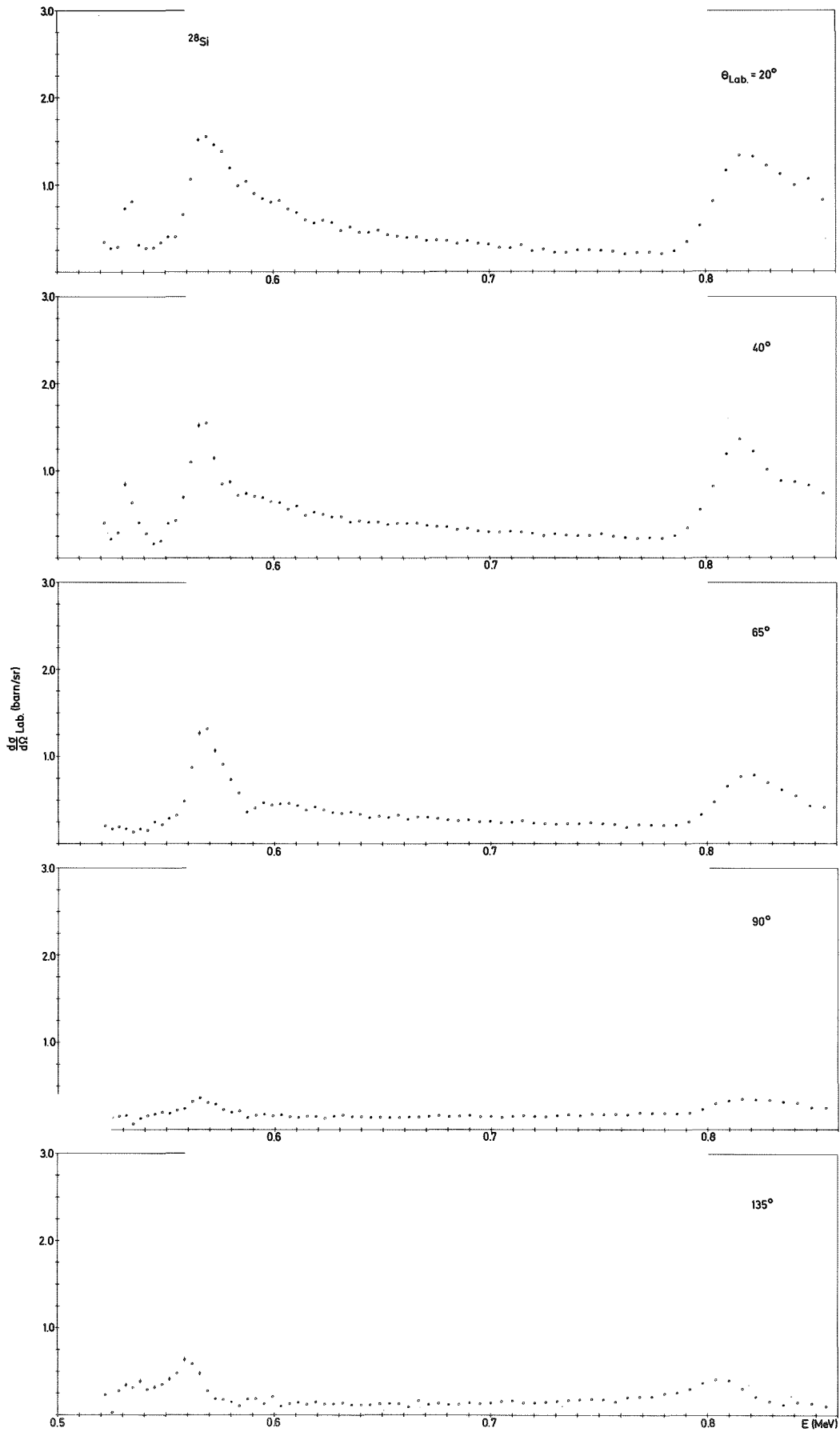


Fig. 30 Differentielle, elastische Neutronenquerschnitte von  $^{28}\text{Si}$  im Neutronenenergiebereich 0.52 - 0.86 MeV

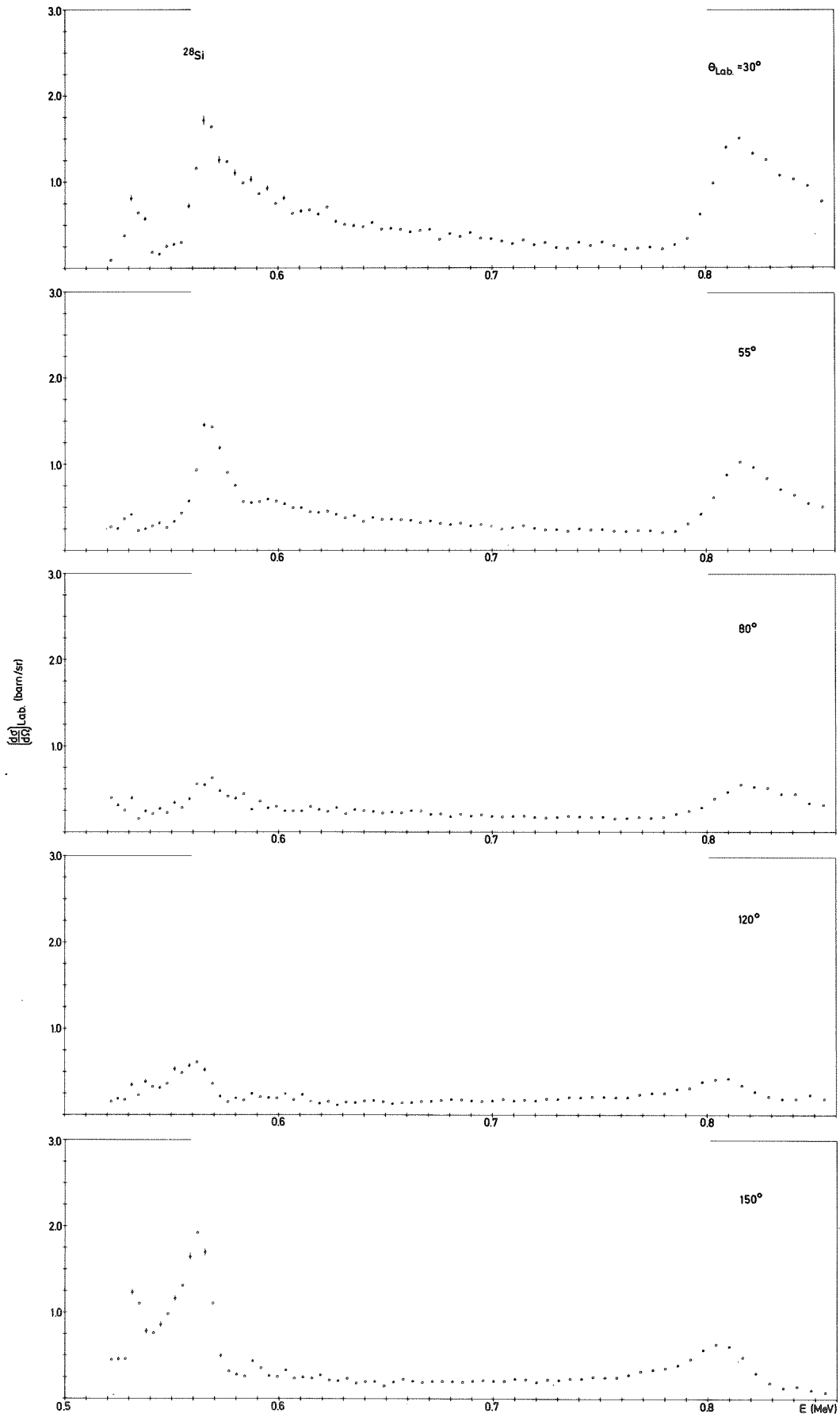


Fig. 30 Fortsetzung

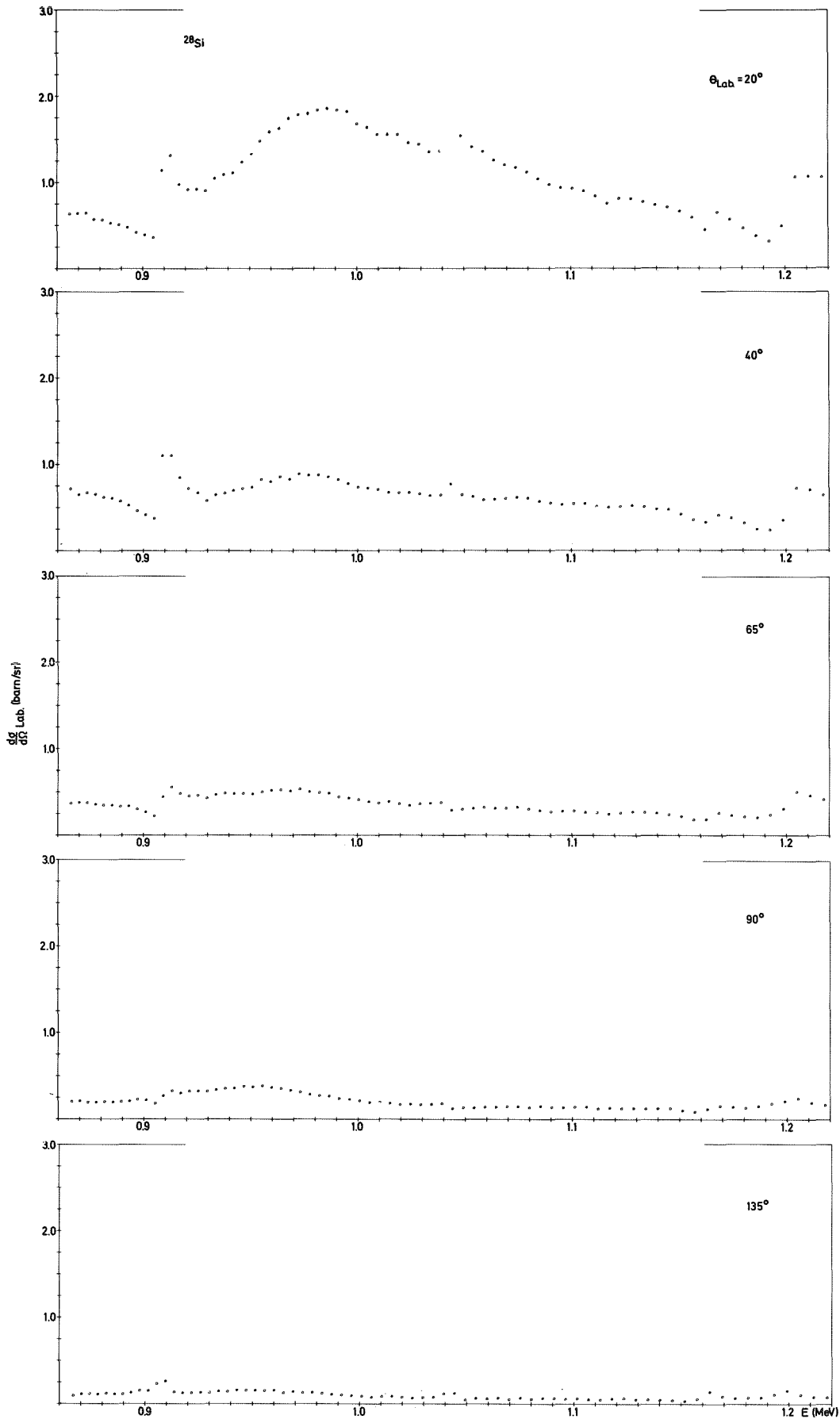


Fig. 31. Differentielle, elastische Neutronenstreuquerschnitte von  $^{28}\text{Si}$  im Neutronenenergiebereich 0.86 - 1.22 MeV

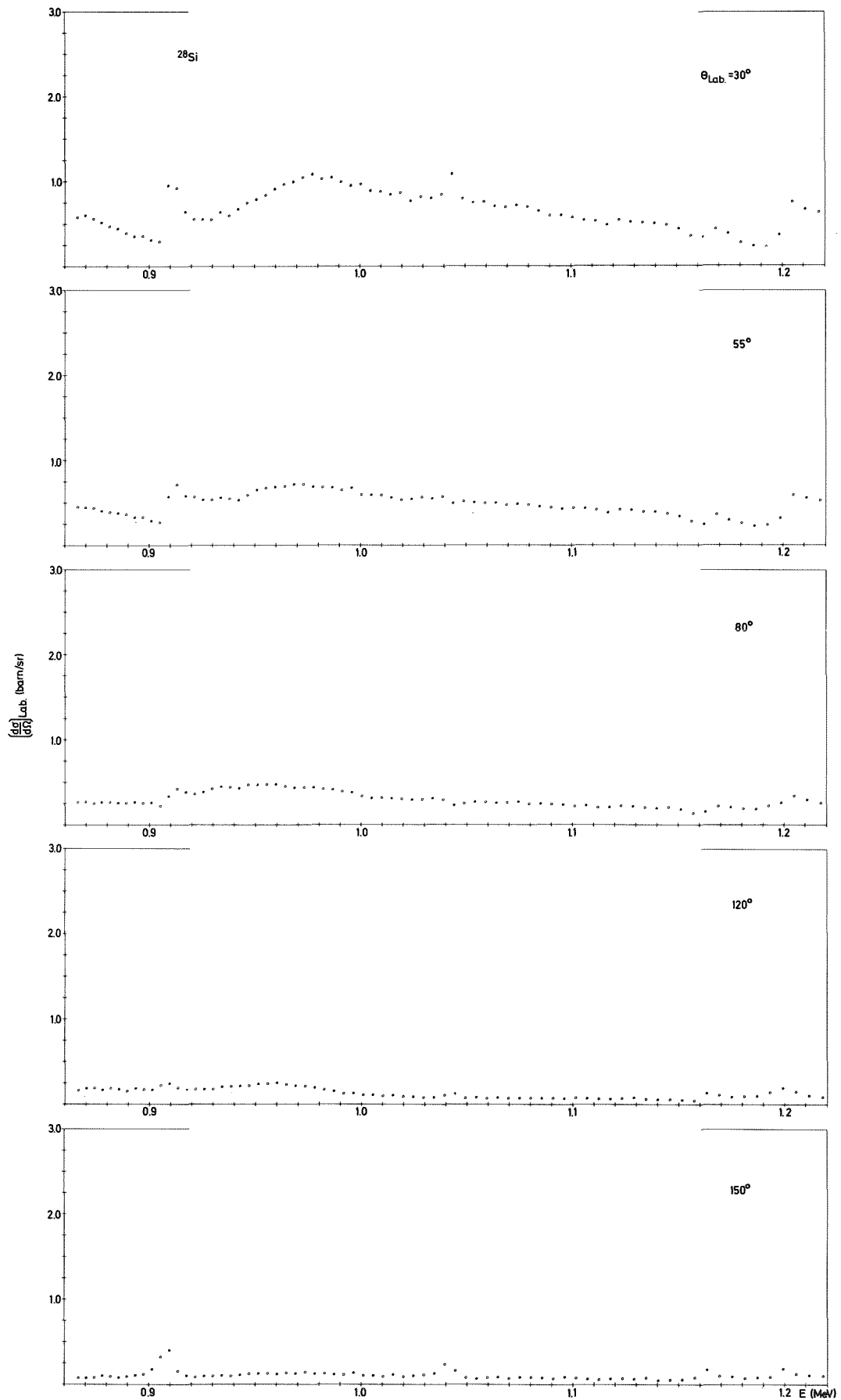


Fig. 31 Fortsetzung

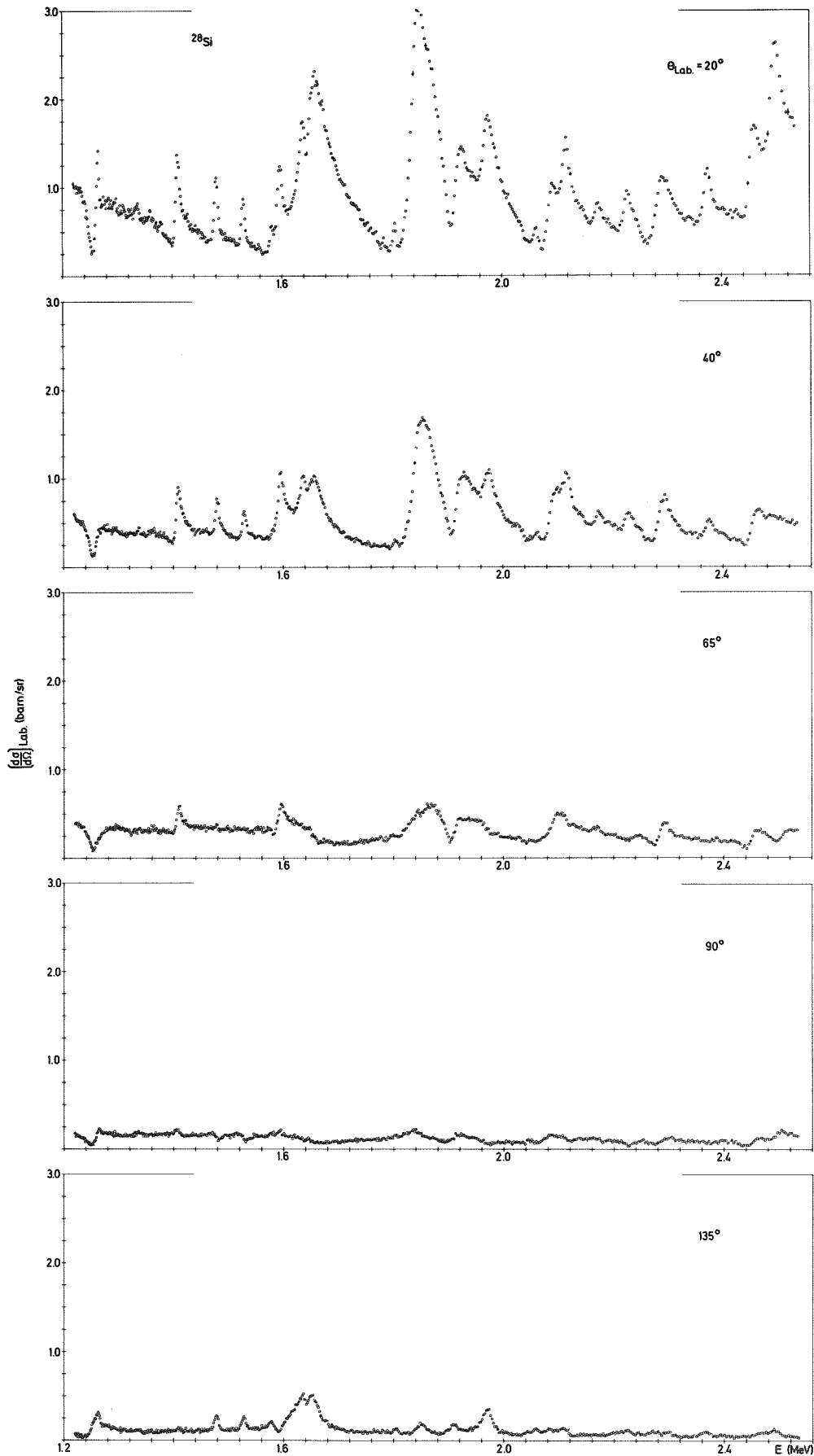


Fig. 32 Differentielle, elastische Neutronenstreuquerschnitte von  $^{28}\text{Si}$  im Neutronenenergiebereich 1.22 - 2.54 MeV



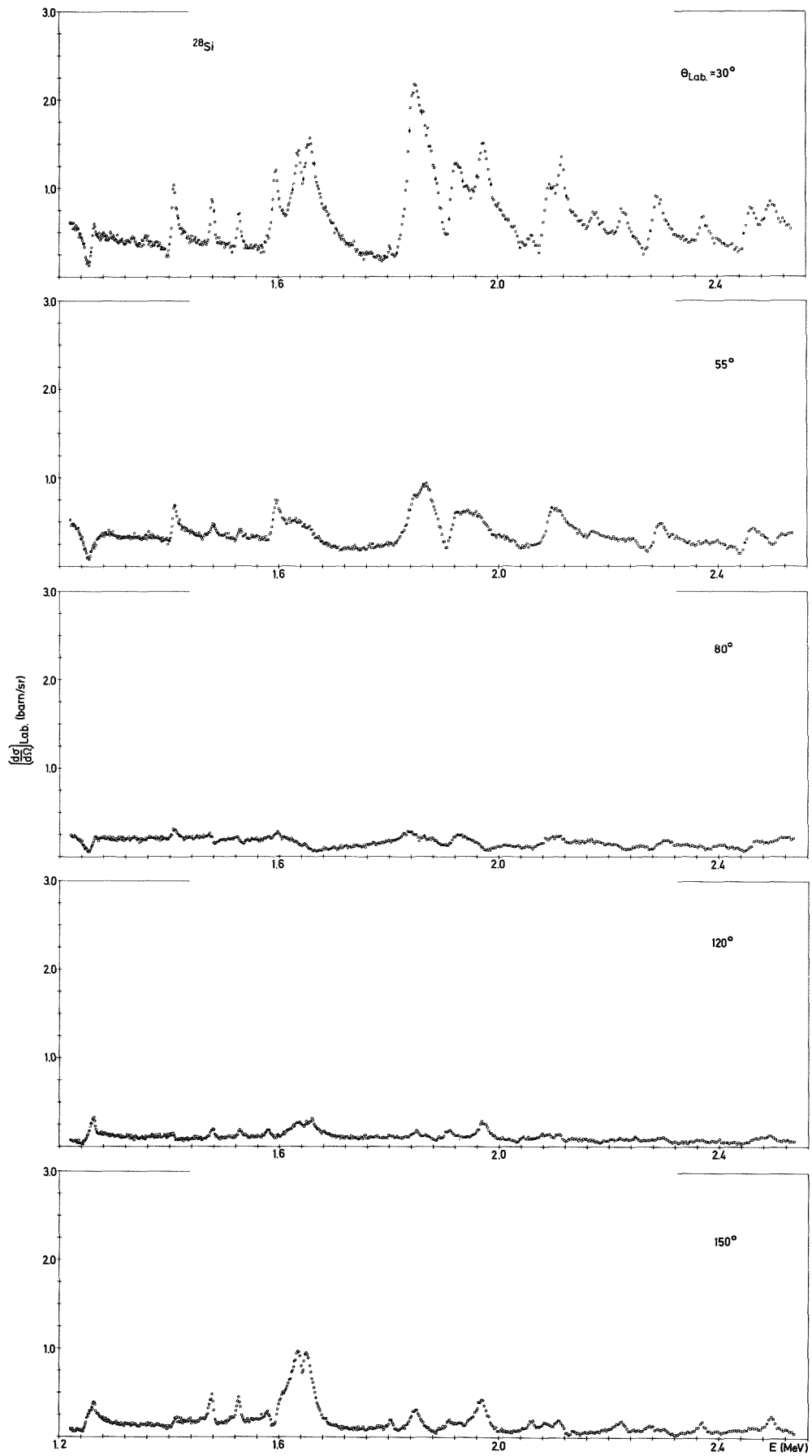


Fig. 32 Fortsetzung

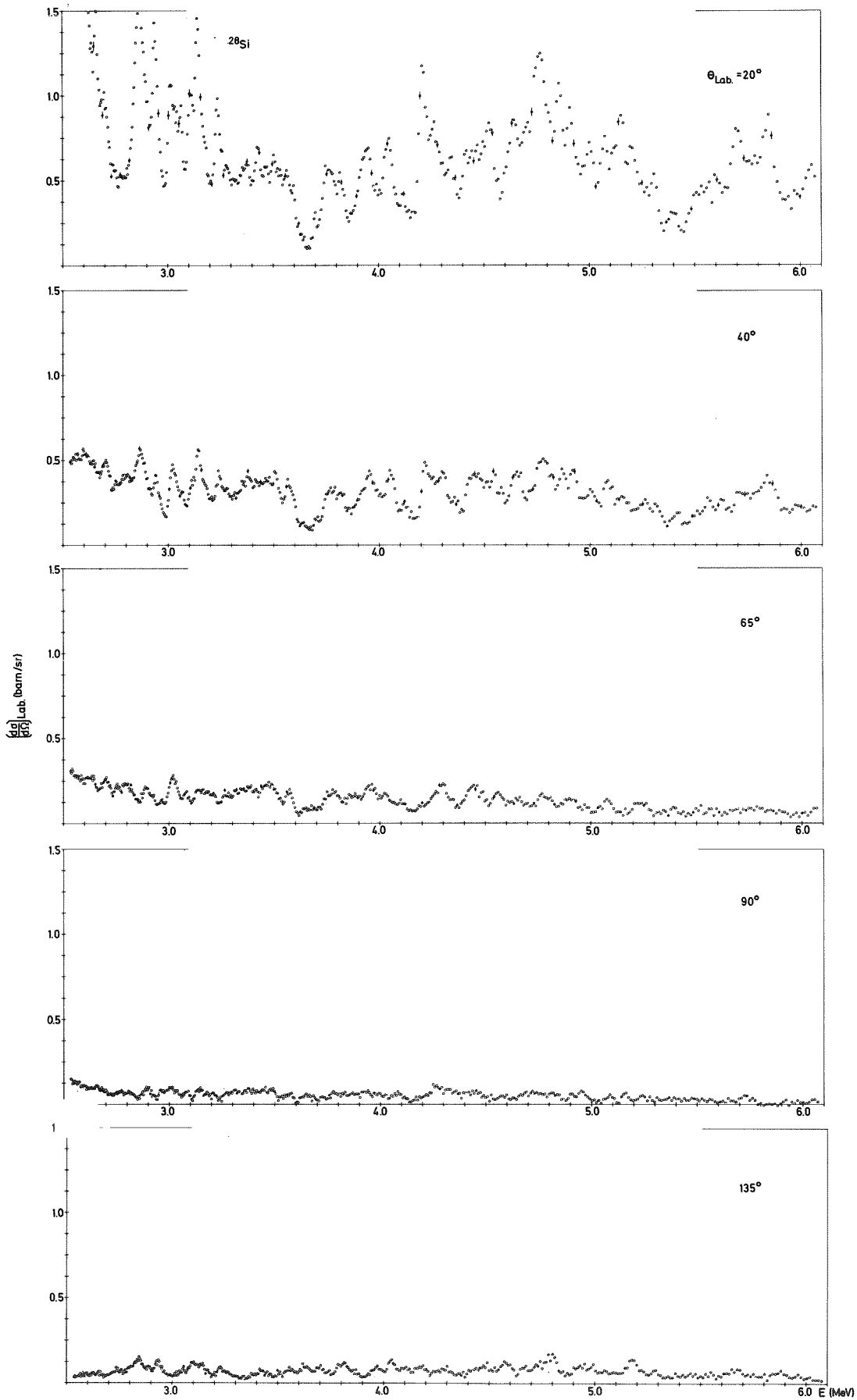


Fig. 33 Differentielle,elastische Neutronenquerschnitte von  $^{28}\text{Si}$  im Neutronenenergiebereich 2.54 - 6 MeV

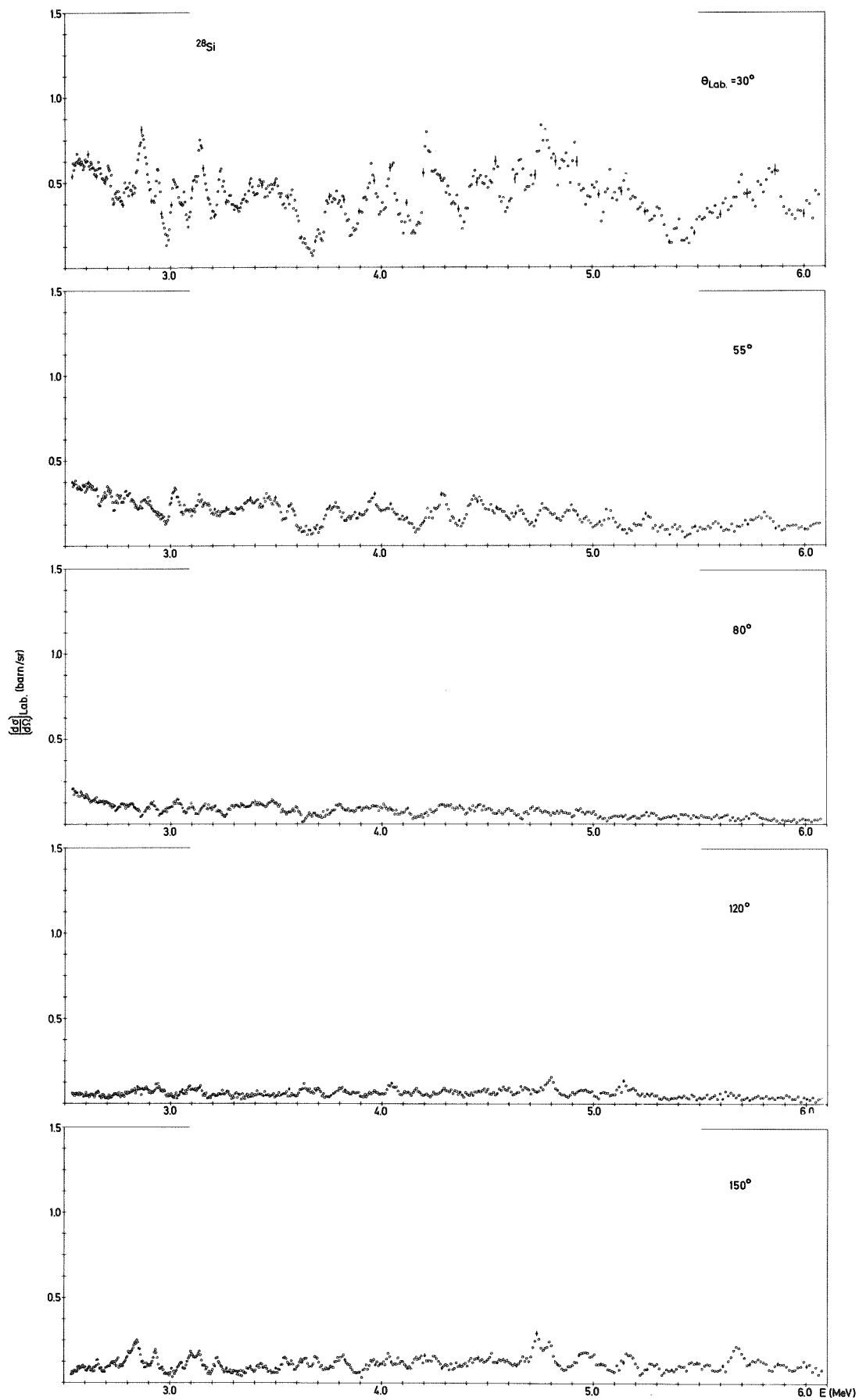


Fig. 33 Fortsetzung

Literaturverzeichnis

- /1/ C.P. Browne, Phys. Rev. 108 (1957) 1007
- /2/ C. H. Johnson und J.L. Fowler; J.L. Fowler und C.H. Johnson; Phys. Rev. C2 (1970) 124; C.H. Johnson, Phys. Rev. C7 (1973) 561
- /3/ D.B. Fossan, R.L. Walter, W.E. Wilson und H.H. Barschall, Phys. Rev. 123 (1961) 209
- /4/ J.C. Davis und P.T. Noda, Nucl. Phys. A 134 (1969) 361
- /5/ T.W. Bonner, A.A. Kraus, J.B. Marion und J.P. Schiffer, Phys. Rev. 102 (1956) 102; R.L. Becker und H.H. Barschall, Phys. Rev. 102 (1956) 1384; M.G. Rusbridge, Proc. Phys. Soc. (London) A 69 (1956) 830; J.P. Schiffer, A.A. Kraus und J.R. Risser, Phys. Rev. 105 (1957) 1811; R.B. Walton, J.D. Clement und F. Boreli; Phys. Rev. 107 (1957) 1065; B.K. Barnes, T.A. Belote und J.R. Risser, Phys. Rev. 140 B (1965) 616; A.D. Robb, W.A. Schier und E. Sheldon, Nucl. Phys. A 147 (1970) 423
- /6/ G.W. Kerr, J.M. Morris und J.R. Risser, Nucl. Phys. A 110 (1968) 637
- /7/ H.W. Newson, Proc. Conf. Albany (New York) 23-27 Aug. (1971); H.W. Newson, W.F. Pineo, B.-H. Choi, J.M. Clement und M. Divadeenam, Ann. Phys. 103 (1977) 121
- /8/ J.W. Boldeman, B.J. Allen, A.R. de L. Musgrove und R.L. Macklin, Nucl. Phys. A 252 (1975) 62
- /9/ L.R. Medsker, H.E. Jackson und J.L. Yntenna, Phys. Rev.C 9 (1974) 1851
- /10/ H.E. Jackson und R.E. Toohey, Phys. Rev.Lett. 29 (1972) 379
- /11/ S. Cierjacks, P. Forti, D Kopsch, L. Kropp, J. Nebe und H. Unseld, Kernforschungszentrum Karlsruhe (KFK)-Bericht 1000 (1968)
- /12/ Asami, M.C. Moxen und W.E. Stein, Phys. Lett. 28 B (1969) 656
- /13/ E.P. Wigner und L. Eisenbud; Phys. Rev. 72 (1947) 29
- /14/ N. Bohr; Nature 137 (1936) 344
- /15/ F. Feshbach, C.E. Porter und V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 96 (1954) 448
- /16/ A. M. Lane, R.G. Thomas und E.P. Wigner Phys. Rev. 98 (1955) 693

- /17/ J.M. Blatt und L.C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258
- /18/ R. Huby, Proc. Phys. Soc. 67 A (1954) 1103
- /19/ G. Racah, Phys. Rev. 61 (1942) 186; Phys. Rev. 62 (1942) 438
- /20/ H.A. Bethe, G. Placzek, Phys. Rev. 51 (1937) 450
- /21/ P.L. Kapur, R.E. Peierls, Proc. Roy. Soc. A 166 (1938) 277
- /22/ G. Breit, Phys. Rev. 58 (1940) 1068; Phys. Rev. 69 (1946) 472
- /23/ T. Teichman, E.P. Wigner, Phys. Rev. 87 (1952) 529
- /24/ J. Humblet, L. Rosenfeld, Nucl. Phys. 26 (1961) 529
- /25/ A.M. Lane, R.G. Thomas und E.P. Wigner, Phys. Rev. 98 (1955) 693
- /26/ J. Nebe, Dissertation, Karlsruhe 1970
- /27/ F.W.K. Firk, J.E. Lynn und A.C. Moxen, Proc. Phys. Soc. 82 (1963) 477
- /28/ S. Cierjacks, Dissertation, Karlsruhe 1967
- /29/ R. Töpke, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht KFK - 2122 (1974)
- /30/ D.L. Smith, R.G. Polk und T.G. Miller, Nucl. Inst. Meth. 64 (1968) 157
- /31/ B. Zeitnitz, Proc. Conf. on Interactions of Neutrons with Nuclei, Lowell (Mass.) Part II (1976) 945
- /32/ S. Cierjacks, P. Forti, G.J. Kirouac, D. Kopsch, L. Kropp und J. Nebe, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 866
- /33/ W. P. Poenitz, ANL - 7915 (1972); Nucl. Inst. Meth. 109 (1973) 413
- /34/ F. Käppeler, Dissertation Karlsruhe 1972
- /35/ F. Everling, L.A. Koenig, J.H.E. Mattauch, Nucl. Data Tab. 1 (1960) 24
- /36/ J.J. Schmidt, Kernforschungszentrum Karlsruhe Bericht KFK-120 (1962)
- /37/ D.J. Hughes und R.B. Schwarz, Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory Report BNL - 325, July 1958

- /38/ Valvo-Handbuch Fotovervielfacher (1970)
- /39/ D. Blanc, H. Brunet und J. Galy, Nucleus 11 (1970) 47
- /40/ A.J.P.L. Policarpo, M.A.F. Alues, M.C.M. Dos Santos und M.J.T. Carvalho, Nucl. Inst. Meth. 102 (1972) 337
- /41/ J.L. Gammel in Marion Fowler, Fast Neutron Physics, Part II (1963) 2185
- /42/ K. Kari, Private Mitteilung (1976)
- /43/ M.R. Bhat, Proc. of NEANDC/NEACRP Specialists Meeting of fast Neutron Fission Cross Section of U-233, U-235, U-238 and Pu-239 ANL-76-90 (1976) 307
- /44/ R.J. Kurz; California University Report Series UCRL-11339 (1964)
- /45/ B. Holmquist, B. Gustavson, T. Wiedling, Ark. f. Fysik 30 (1967) 481
- /46/ I.A. Korzh, W.E. Kinney, J. Martin, Private Mitteilung an CCDN (Saclay)
- /47/ W. Hutzinger und P. Huber, Helv. Phys. Act. 35 (1962) 351
- /48/ N.A. Bostrom, I. L. Morgan, J. Thomas, P. Homme und A.R. Sattar, Report WADC - TR - 57 - 446 (1957)
- /49/ J.A. Phillips; Private Mitteilung an Referenz /52/
- /50/ L.F. Chase Jr, R.V. Smith, R.G. Johnson, F.J. Vaughn und M. Walt, Report AFSWC - TR - 61 - 15 (1961)
- /51/ S.A. Cox, Argonne National Laboratory Report ANL - 7210 (1966) 5
- /52/ D.I. Garber, L.B. Strömberg, M.D. Goldberg, D.E. Cullen und V.M. May, Brookhaven National Laboratory Report BNL - 400 (1970)
- /53/ W.E. Kinney, Oak Ridge National Laboratory (Private Mitteilung an S. Cierjacks)
- /54/ G.J. Kirouac und J. Nebe, Kernforschungszentrum Karlsruhe Bericht KFK -1069 (1969); Nucl. Phys. A 154 (1970) 36
- /55/ S.F. Mughabghah und D.I. Garber, Brookhaven National Laboratory Report BNL-325 Part I (1973)
- /56/ S.K. Gupta, S. Cierjacks und I. Schouky, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (D.P.G.), Frühjahrstagung Konstanz 1977

- /57/ C. Detraz und R. Richter, Nucl. Phys. A 158 (1970) 353
- /58/ H. Weigmann, R.L. Macklin und J.A. Harvey, Phys. Rev. C 14 (1976) 1328
- /59/ S. Cierjacks, Private Mitteilung
- /60/ D.W. Heikkinen; Phys. Rev. 141 (1966) 1007
- /61/ K. Meier-Ewert, K. Bethge und K.-O. Pfeiffer, Nucl. Phys. A 110 (1958) 142
- /62/ K. Bethge, D.J. Pullen und R. Middleton, Phys. Rev. C 2 (1970) 395
- /63/ H. Schmidt, Max-Planck-Institut Heidelberg, Annual-Report (1969)
- /64/ B.G. Harvey, J. Cerny, R.M. Pehl und E. Rivet, Phys. Rev. 140 B (1965) 605; E. Rivet, R.M. Pehl, J. Cerny und B.G. Harvey, Phys. Rev. 141 (1966) 1021; C.C. Lu, M.S. Zisman und B.G. Harvey, Nucl. Phys. A 112 (1968) 76
- /65/ W.L. Baker, C.E. Busch, J.A. Keane und T.P. Donoghue, Phys. Rev. C 3 (1970) 494
- /66/ F. Ajzenberg - Selove, Nucl. Phys. A 281 (1977) 1
- /67/ S.R. Salisbury und H.T. Richards, Phys. Rev. 126 (1962) 2147
- /68/ R.L. Dangle, L.D. Oppliger und G. Hardy, Phys. Rev. 133 B (1964) 647
- /69/ E. Vogt, Rev. Mod. Phys. 34 (1962) 723; E. Vogt, G. Michaud und H. Reeves, Phys. Letters 19 (1965) 570; G. Michaud, L. Scherk und E. Vogt, Phys. Rev. C 1 (1970) 864
- /70/ B.H. Wildenthal und J.B. Mc Grory, Private Mitteilung an K.K. Seth.
- /71/ A.P. Zucker, B. Buck und J.B. Mc. Grory, Brookhaven National Laboratory Report BNL-14085
- /72/ M.-C. Lemaire, M.C. Mermaz und K.K. Seth, Phys. Rev. C 5 (1972) 328
- /73/ R.H. Spear, J.D. Larson und J.D. Pearson, Nucl. Phys. 41 (1963) 353
- /74/ C.C. Lu, M.S. Zisman und B.G. Harvey, Phys. Rev. 186 (1969) 1086
- /75/ W. Wahling, Handbuch der Phys. XXXIV 193

- /76/ A. Okazaki, Phys. Rev. 99 (1955) 55
- /77/ H.R. Striebel, S.E. Darden und W. Haeberli, Nucl. Phys. 6 (1958) 188
- /78/ L. Calloway, J. L. Fowler, J.A. Harvey und C.H. Johnson, Bull Am. Soc.  
17 (1972) 442
- /79/ J.L. Fowler, C.H. Johnson und R.M. Feezel, Phys. Rev. C 8 (1973) 545