

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 49 (1976)  
**Heft:** 4

**Artikel:** Der Deuteronenaufbruch an mittelschweren Kernen  
**Autor:** Viatte, P. / Micek, S. / Müller, R.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114783>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 05.04.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Der Deuteronenaufbruch an mittelschweren Kernen

von P. Viatte, S. Micek<sup>1)</sup>, R. Müller, J. Lang, J. Unternährer,  
C. M. Teodorescu<sup>2)</sup> und L. Jarczyk<sup>1)</sup>

Laboratorium für Kernphysik ETH Zürich, Schweiz

(6. II. 1976)

*Abstract.* Spins, parities and partial widths of proton unbound states in  $^{41}\text{Sc}$  and  $^{59}\text{Cu}$  have been determined by proton-neutron angular correlation measurements on the reactions  $^{40}\text{Ca}(d, n)^{41}\text{Sc}(p)^{40}\text{Ca}$  and  $^{58}\text{Ni}(d, n)^{59}\text{Cu}(p)^{58}\text{Ni}$  at deuteron energies of 11 and 10 MeV respectively, for a fixed neutron angle ( $25^\circ$ ) and various proton angles. The data were analyzed in the framework of the DWBA theory using a resonance form factor. The calculations were performed following the approach of Vincent and Fortune.

Seven levels in  $^{41}\text{Sc}$  were studied in the excitation energy range of 3 to 7 MeV. Compared with values given in the literature, the consistence of the spins and parities assigned proves the applicability of the particle-particle correlation method as an alternative tool for the investigation of stripping reactions to resonant states. The agreement of the extracted resonance widths with those known from elastic proton scattering is an important test for the reliability of DWBA calculations. In the case of  $^{59}\text{Cu}$  new spectroscopic information was obtained in the excitation energy range of 5.4 to 8.4 MeV. Thirty resonances could be identified as levels in  $^{59}\text{Cu}$ , 17 of which could be interpreted.

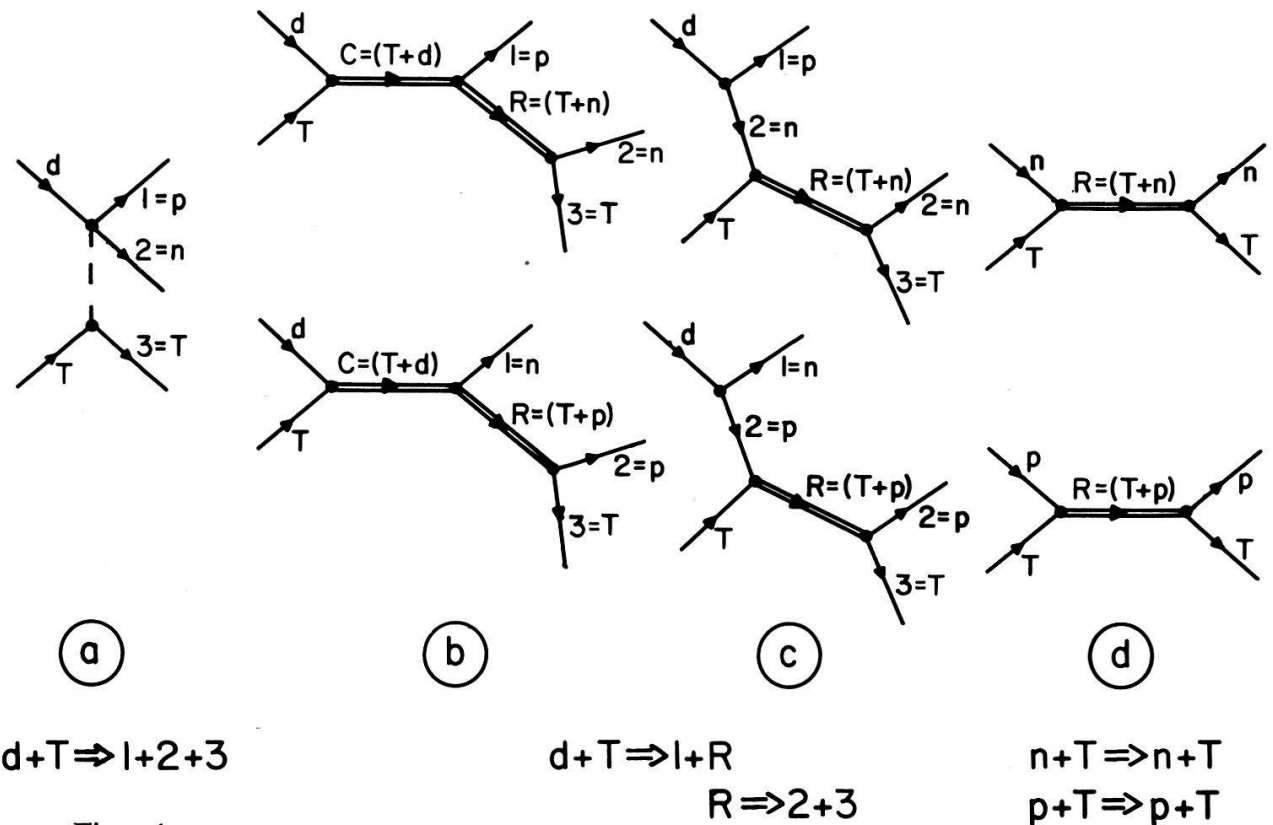
The stripping reaction turns out to be a complementary technique to elastic proton scattering for the study of higher angular momentum states which, considering the different barrier transmission factor, are easier to observe in transfer reactions.

## 1. Einleitung

Verschiedene Reaktionsmechanismen können zum Aufbruch des Deuterons in ein Proton und ein Neutron beitragen. Bei schweren Kernen ( $Z \sim 80$ ) und niedrigen Deuteronenenergien ( $< 12$  MeV) ist die einfache Spaltung im Coulombfeld vorherrschend (Fig. 1a). Die Spektren der auslaufenden Teilchen sind glatt und ohne ausgeprägte Struktur [1]. Für leichte Kerne hingegen weisen die Spektren gut getrennte Linien auf, die isolierten Resonanzen in einem Zwischenkern entsprechen [2]. In diesen Stufenzerfällen kann entweder das Proton oder das Neutron eingefangen werden und zusammen mit dem Targetkern einen Zwischenkern  $R$  bilden (Fig. 1c). Dieser Zwischenkern  $R$  emittiert das eingefangene Teilchen (Teilchen 2) wieder und zerfällt zum Grundzustand oder zu angeregten Zuständen des Targetkerns (Teilchen 1: nicht eingefangenes Teilchen). Dieser Prozess wird als Stripping zu teilcheninstabilen Zuständen bezeichnet. Es kann auch sein, dass das einfallende Deuteron mit dem Targetkern einen 'Compound-Kern' bildet, der dann in ein Proton bzw. Neutron (Teilchen 1) und den Kern  $R$  zerfällt, der seinerseits dann in ein Neutron bzw. Proton

<sup>1)</sup> Ständige Adresse: Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Polen.

<sup>2)</sup> Ständige Adresse: Institut für Atomphysik, Bukarest, Rumänien.



Figur 1  
 a-c: Drei Graphen, welche mögliche Aufbruchmechanismen darstellen; a) Einfache Spaltung im Coulombfeld; b) 'Compound'-Prozess; c) Strippingreaktion mit 'Off-shell' Streuung; d) Elastische ('On-shell') Streuung.

(Teilchen 2) und den Targetkern zerfällt (Fig. 1b). Im allgemeinen ist für kleine Emissionswinkel von Teilchen 1 und Deuteronenenergien oberhalb der Coulombbarriere der Strippingmechanismus überwiegend.

Die Untersuchung teilcheninstabiler Zustände mit Hilfe von Strippingreaktionen ist in letzter Zeit auf einiges Interesse gestossen, insofern als der Strippingprozess zu resonanten Zuständen mit der elastischen Streuung in Verbindung gebracht werden kann (Fig. 1d). Der Strippingprozess wird in diesem Zusammenhang als 'Off-energy-shell'-Streuung bezeichnet, gemäss der Tatsache, dass in diesem Fall das gestreute Teilchen ein virtuelles Teilchen ist, das nicht auf der Energieschale liegt.

Die Untersuchung von Strippingreaktionen bildet deshalb eine komplementäre Technik zur elastischen und inelastischen Streuung, um Information über meistens hochangeregte Zustände zu gewinnen. Auf diese Art und Weise können oft Zustände bevölkert werden, die in der elastischen Streuung nur schwach angeregt und deshalb experimentell schlecht ausgemessen werden können. Aber auch ein Vergleich von elastischer Streuung und Strippingprozess ist von Interesse. Die Resonanzparameter (Spin, Parität, Breite), welche mit Hilfe einer DWBA-Analyse ermittelt werden, können mit denjenigen aus der elastischen Streuung verglichen werden. Ein Vergleich dieser Grössen aus beiden Experimenten liefert Auskunft über die Güte der Näherungen, welche der DWBA zugrunde liegen. Ein solcher Test ist für Reaktionen zu gebundenen Zuständen nicht möglich.

In den letzten Jahren wurde dem Problem, wie resonante Endzustände im Rahmen der DWBA behandelt werden können, besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Es tauchen in diesem Fall zusätzliche Konvergenzprobleme auf. Verschiedene Lösungswege sind vorgeschlagen worden, die vergleichbare Resultate liefern [3]. Es liegen

aber bis jetzt nur begrenzt experimentelle Daten vor, die einen Vergleich von elastischer Streuung und Strippingreaktion erlauben. Solche Experimente sind vorwiegend auf  $(d, p)$  Reaktionen beschränkt und hauptsächlich an leichten Kernen ausgeführt worden [4–7].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Deuteronenaufbruch an mittelschweren Kernen wie  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{58}\text{Ni}$  durch gleichzeitige Messung beider Aufbruchteilchen in einem kinematisch vollständigen Experiment untersucht. Die Neutron-Proton-Winkelkorrelation gibt Auskunft über die Polarisation und damit über den Entstehungsprozess sowie den Spin des kurzlebigen Zwischenkerns. Die Teilchen-Teilchen-Winkelkorrelationsmethode ist bis jetzt nur vereinzelt, vorwiegend an leichten Kernen [2, 15, 27] zur Untersuchung teilcheninstabiler Zustände angewendet worden, da erst seit kürzerer Zeit zweidimensionale Analysen, wie sie durch die Koinzidenzmessung zweier Teilchen bedingt werden, mit genügender Auflösung möglich sind.

Sowohl im Falle des  $^{40}\text{Ca}$  als auch im Falle des  $^{58}\text{Ni}$  können dank der niedrigen Protonseparationsenergie protoninstabile Zwischenkernzustände ( $^{41}\text{Sc}$ ,  $^{59}\text{Cu}$ ) in einem Bereich nicht allzu hoher Niveaudichte untersucht werden. Wegen des Einzelteilchencharakters des  $^{41}\text{Sc}$ , dessen Niveaus von andern Arbeiten [8–11] her gut bekannt sind, ist der doppelt magische Kern  $^{40}\text{Ca}$  einerseits als Test für die Teilchen-Teilchen-Winkelkorrelationsmethode andererseits als Prüfstein für die DWBA geeignet. Im Falle des  $^{58}\text{Ni}$  ist ein Vergleich mit  $(p, p)$  Streuexperimenten [13, 14, 36] im Zusammenhang mit den kollektiven Eigenschaften, welche dem  $^{59}\text{Cu}$  zugeschrieben werden [12], von Interesse.

Es existieren  $(d, np)$  Messungen an  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{58}\text{Ni}$  von Nemets et al. [16] mit 13,6 MeV Deuteronen, deren Spektren, ähnlich wie für schwere Kerne, einen kontinuierlichen Verlauf aufweisen, der einem Diffraktionsmechanismus zugeschrieben wird. Unsere Messungen, dank besserer Auflösung und verfeinerter Akquisitionstechnik, haben es erlaubt, eine Reihe Resonanzen zu trennen, die einem schwachen kontinuierlichen Untergrund überlagert sind und demonstrieren damit eindeutig die Vermutung von Fink et al. [17], dass hauptsächlich Stufenprozesse für den Aufbruch verantwortlich sind.

## 2. Messprinzip

Ein kinematisch vollständiges Experiment erfordert bei Reaktionen mit drei Teilchen im Endzustand, wie dies für den Deuteronenaufbruch der Fall ist, die Festlegung der Richtungen von Teilchen 1 und 2 sowie der Energien eines der Teilchen, z.B. von 2.

Mit der zusätzlichen Bestimmung der Energie von Teilchen 1 wird eine kinematische Ueberbestimmung erreicht, die es erlaubt, Zerfälle zu verschiedenen Anregungszuständen des Endkerns zu trennen. Weiter können Beiträge, herrührend von möglichen Konkurrenzreaktionen am Targetkern oder verursacht durch Sauerstoff- und Kohlenstoffkontaminationen im Target, abgetrennt werden. Schliesslich ergibt sich dadurch die Möglichkeit, den Untergrund, der durch zufällige Koinzidenzen bedingt ist, abzuziehen. Im zweidimensionalen Energiespektrum liegen alle wahren Ereignisse, die von einer bestimmten Dreikörperreaktion stammen, auf einer kinematisch gegebenen Kurve.

Die Verteilung entlang dieser Kurve gibt darüber Aufschluss, ob ein- oder zweistufige Prozesse vorliegen. Während die einfache Spaltung im Coulombfeld

(Fig. 1a) zu einem kontinuierlichen Verlauf führt, sind bei einem Stufenzerfall (Fig. 1b und c) die von einem bestimmten Niveau im Zwischenkern  $R$  herrührenden Ereignisse in einem Gebiet um einen Punkt der kinematischen Kurve konzentriert.

Nicht zu unterscheiden ist auf Grund der Lage im zweidimensionalen Energiespektrum, ob der Zwischenkern  $R$  durch Anlagerung eines Protons oder eines Neutrons gebildet wurde. Nun ist aber die Relativenergie des Teilchenpaares (2, Endkern), die gleich der Zerfallsenergie ist, unabhängig sowohl von der Einfallenergie des Deuterons wie auch vom Winkel, unter dem Teilchen 2 gemessen wird. Untersucht man demnach für eine bestimmte Resonanz die Relativenergien Neutron-Endkern und Proton-Endkern als Funktion der Projektilenergie, lässt sich abklären, ob ein proton- oder neutroninstabiler Zustand vorliegt. Die Anregungsenergie ist dann gleich der Relativenergie plus der Separationsenergie von Teilchen 2.

Ueber den Bildungsmechanismus (Fig. 1b oder c) und die Eigenschaften dieses Zwischenkerns gibt neben der Winkelverteilung des Teilchens 1 auch die Winkelkorrelation mit dem vom Zerfall herrührenden Teilchen 2 Auskunft. Für eine bestimmte Emissionsrichtung von Teilchen 1 und damit vom Zwischenkern  $R$  wird die Winkelverteilung des beim Zerfall von  $R$  emittierten Teilchens 2 durch die geraden Tensormomente der Polarisation von  $R$  bestimmt und ist damit abhängig vom Reaktionsmechanismus. Der Verlauf der Winkelkorrelationskurve (Anzahl Maxima und Minima, Breite des Hauptmaximums) ist abhängig vom Spin des Zwischenkerns  $R$ .

Im Fall von teilcheninstabilen Zuständen bietet damit die Winkelkorrelationsmethode eine Alternative zu üblichen Polarisationsexperimenten, bei denen entweder das einlaufende Teilchen polarisiert oder die Polarisation eines der auslaufenden Teilchen gemessen wird. Misst man beispielsweise bei Stripping-Reaktionen nur die Winkelverteilung von Teilchen 1, so erhält man zwar Aufschluss über den an den Kern  $R$  übertragenen Drehimpuls  $l$ . Polarisationsmessungen sind jedoch erforderlich, damit die Aussagen über den Spin der Zwischenkernzustände eindeutig werden (für Targets mit Spin  $0^+$  gilt:  $J_R = l \pm \frac{1}{2}$ ,  $\pi_R = (-1)^l$ ).

Wird nur Teilchen 1 gemessen, so taucht bei  $(d, n)$ -Reaktionen zur Untersuchung protoninstabiler Zustände zusätzlich die Schwierigkeit auf, dass die Energien von schnellen Neutronen (bis 8 MeV) genügend genau bestimmt werden müssen. Nebst den obenerwähnten Vorteilen einer kinematischen Ueberbestimmung bietet die gleichzeitige Messung von Proton und Neutron die Möglichkeit, die Neutronenergien aus den mit guter Auflösung messbaren Protonenergien mittels kinematischer Beziehungen auszurechnen, so dass auf eine extrem gute Zeitauflösung verzichtet werden kann.

### 3. Experiment

#### 3.1. Messanordnung und Messtechnik

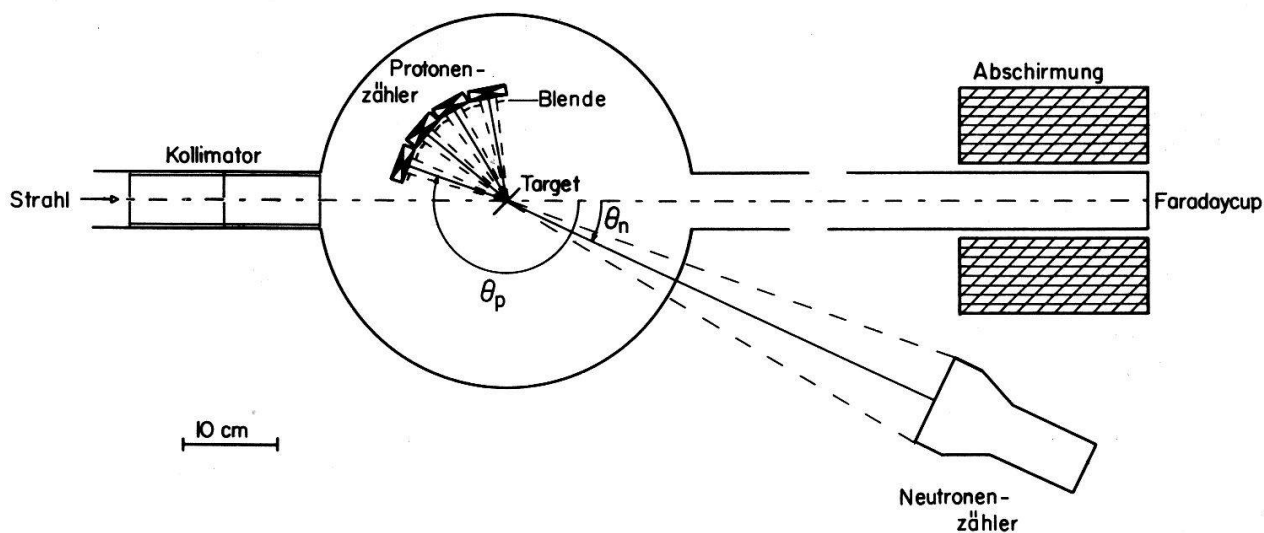
Die Messungen, über die hier berichtet wird, wurden mit Deuteronenstrahlen des EN-Tandem-Van-de-Graaff-Beschleunigers der ETH Zürich durchgeführt. Die Strahlströme lagen im Bereich von 0,1–0,6  $\mu\text{A}$ . Der Deuteronenstrahl wurde durch ein 20 cm langes Kollimationssystem mit einer Eintrittsblende von 4 mm Durchmesser auf das Target fokussiert und ungefähr 4 m hinter der Kammer in einem mit 5 cm Blei sowie 1 m<sup>3</sup> Paraffin und Bor abgeschirmten Faradaycup gestoppt.

Es wurden Targets aus natürlichem Ca, das zu 97% aus <sup>40</sup>Ca besteht, verwendet. Die Calciumschicht wurde auf eine Kohlenstoffträgerfolie aufgedampft und war ca. 300  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  dick. Um eine zu rasche Oxydation und ein Auseinanderfallen der

Targets zu verhindern, waren sie auf der anderen Seite ebenfalls mit einer dünnen Kohlenstoffschicht bedeckt. Das Nickeltarget bestand aus einer aufgedampften, selbsttragenden Folie von isotopenreinem (99,9%)  $^{58}\text{Ni}$  mit einer Dicke von  $250\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

Das Experiment bestand darin, die auslaufenden Teilchen in Koinzidenz zu messen, das Proton in einem Halbleiterzähler, das Neutron in einem Szintillationszähler. Die gemessenen Größen, d.h. die Energie des Protons und die Flugzeitdifferenz zwischen der Ankunft der beiden Teilchen in den Detektoren wurden in einem zweidimensionalen Spektrum abgespeichert. Die ganze experimentelle Anordnung war so aufgebaut, dass gleichzeitig vier Protonenzähler in Koinzidenz mit dem Neutronenzähler betrieben werden konnten.

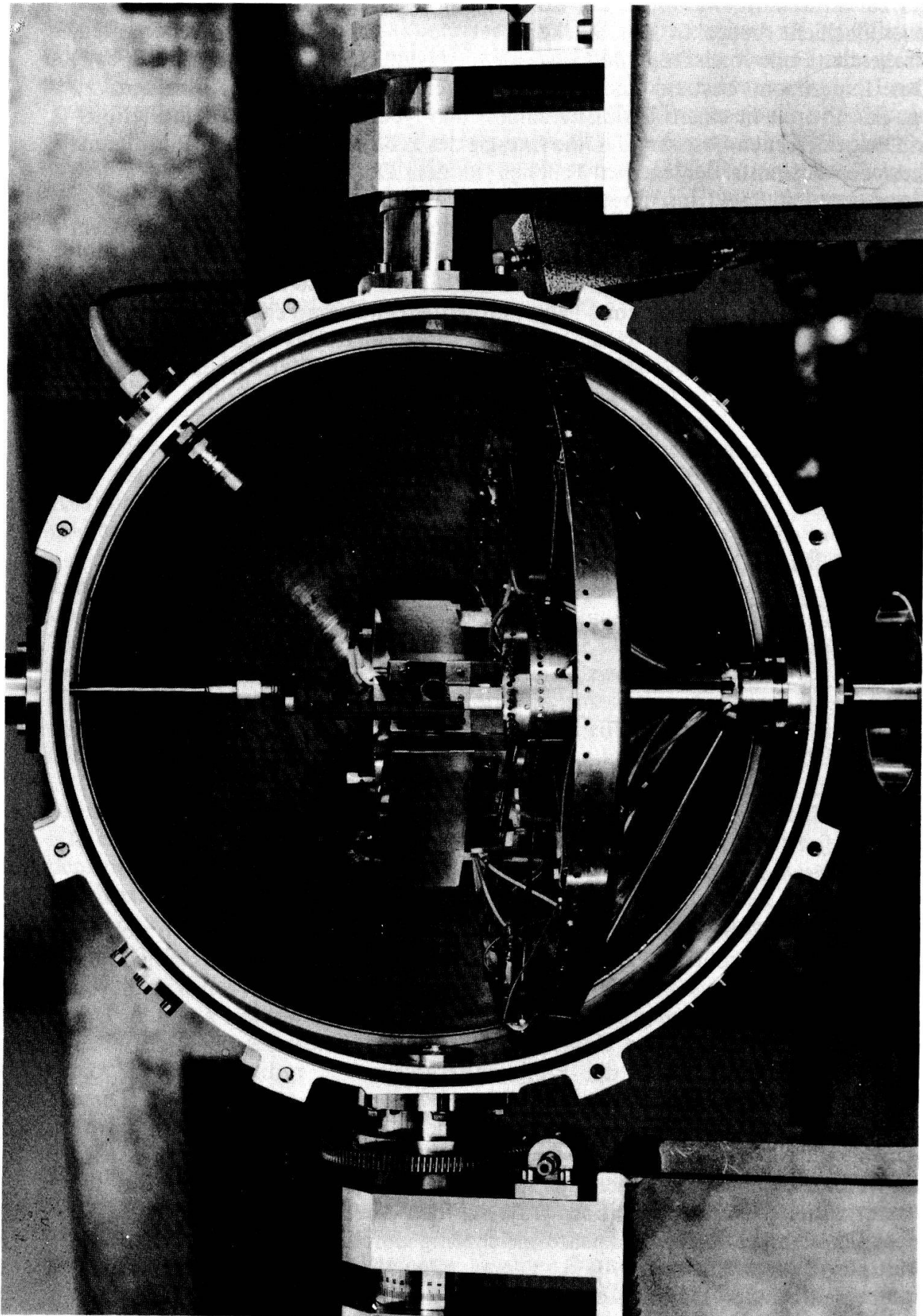
Die Protonenzähler, mit einer aktiven Fläche von je  $80\ \text{mm}^2$ , waren in der Streukammer in 11 cm Distanz vom Target aufgestellt, während sich der Neutronendetektor, bestehend aus einem NE213 Flüssigkeitsszintillator (10 cm Durchmesser, 2,5 cm Dicke) und einem XP-1040 Photomultiplier, ausserhalb der Kammer in 50 cm Distanz befand (Fig. 2).



Figur 2  
Schema der Messanordnung.

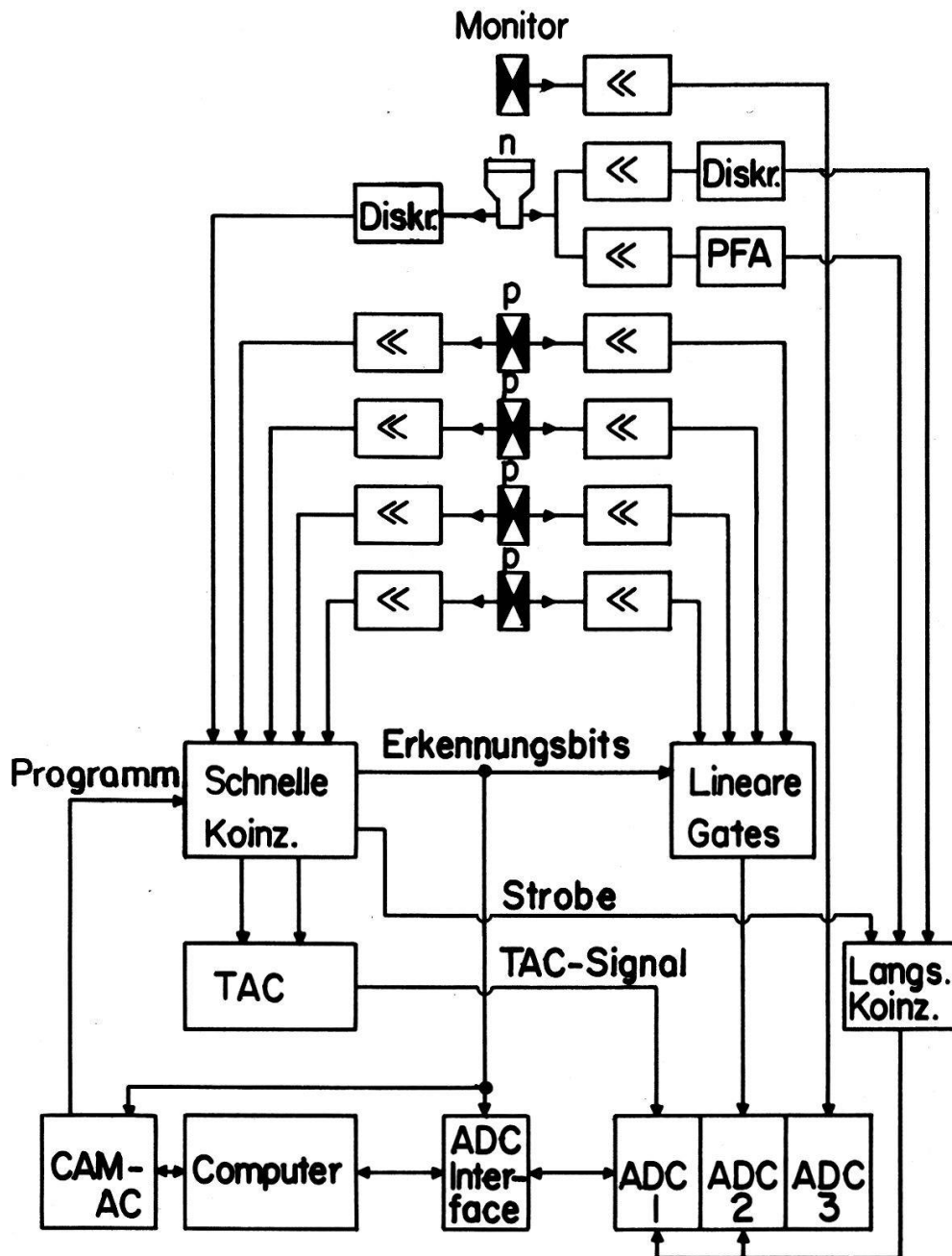
Die für dieses Experiment verwendete Streukammer (Fig. 3) zeichnete sich im Hinblick auf die Neutronenmessungen durch materialsparende Konstruktionen aus. Die Kammer bestand aus zwei Halbkugeln aus Stahl mit einer Wandstärke von 2 mm, die an einem Trägerring aus Aluminium angeschraubt werden konnten. Das Ganze bildete eine kugelförmige Kammer von 40 cm Durchmesser. Statt auf einer massiven Grundplatte wurden die Zählerhalterungen auf radialen Stäben, die zwischen zwei konzentrische Ringe eingeführt werden konnten, montiert. Diese Ringe, wie auch Targethalter und Monitorzähler, wurden vom Aluminiumring getragen.

Ein vereinfachtes Schema der Elektronik ist in Figur 4 dargestellt. Um die computerorientierte Datenakquisition [18] mit den vorhandenen Mitteln (ADC, Interface) für mehrere Koinzidenzpaare gleichzeitig durchführen zu können, wurde ein Multiplex-System entwickelt [19]. Dieses sehr allgemein konzipierte System benötigte einen Analog-Digital-Konverter (ADC) pro gemessenen Parameter und konnte beliebige Zweifach-Koinzidenzen (schnelle Koinzidenzlogik) aus 6 Teilchendetektoren feststellen und deren Signale multiplexen (Lineare Gates). Es lieferte



Figur 3

Blick ins Innere der Streukammer. Von oben eingeführt ist der Targethalter. Auf dem drehbaren Ring sind vier Zähler mit zugehörigen Kollimatoren montiert; die Anschlusskabel zu den Zählern laufen nach unten auf eine sich mitdrehende Platte. Oben rechts ist der fest eingebaute Monitorzähler sichtbar.



Figur 4

Blockdiagramm der Elektronik. ADC = Analog-Digital-Konverter, TAC = Zeit-Amplituden-Konverter, PFA = Pulsformanalysator, << = Verstärker.

ausserdem ein Analog-Signal, dessen Grösse der Zeitspanne zwischen der Registrierung der beiden Teilchen entsprach (TAC-Signal) und sechs logische Signale, die angaben, von welchem Zählerpaar die Koinzidenz stammte.

Die Zeitsignale für die schnelle Koinzidenzeinheit wurden beim Neutronenzähler über einen Nulldurchgangsdiskriminator gewonnen, während sie bei den Halbleiterzählern aus der ansteigenden Flanke des zusätzlich vom Goldkontakt abgenommenen Stromimpulses abgeleitet wurden.

Die Koinzidenzeinheit war für das Aufbruchexperiment so programmiert, dass sie nur Koinzidenzen zwischen dem Neutronendetektorsignal einerseits und einem Signal der vier Protonenzähler andererseits akzeptierte und die Gates für die linearen,

auf konventionelle Weise von der Aluminiumseite der Halbleiterzähler abgeleiteten Protonensignale aufmachte.

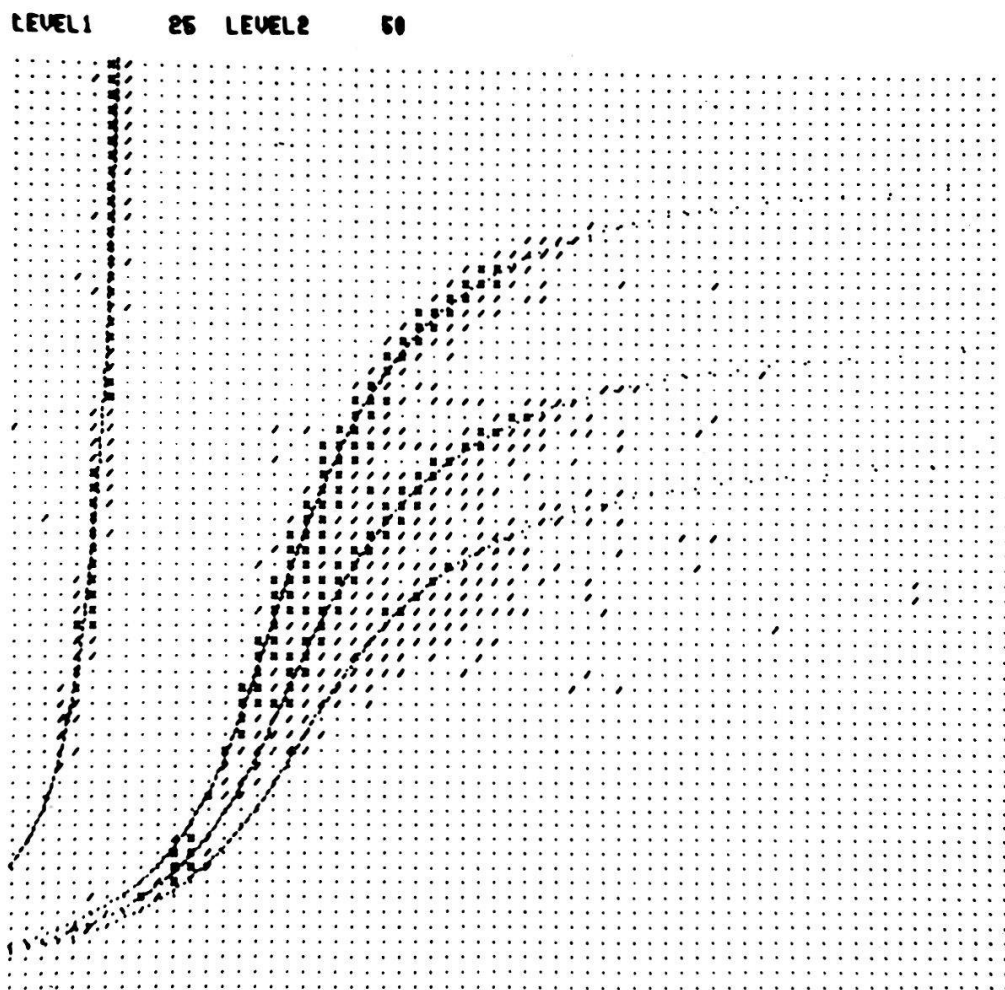
Akzeptierte Ereignisse wurden durch Öffnen der ADC Gates nur weiter verarbeitet, wenn

1) die linearen Pulse des Neutronenzählers über einer bestimmten Schwelle lagen, welche die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors definierte (der diese Schwelle festlegende Diskriminator wurde auf 60 keV äquivalente Elektronenenergie eingestellt);

2) ein Pulsformdiskriminator das im Neutronenzähler registrierte Teilchen als Neutron identifizierte.

Aus den von beiden ADC's gelieferten Informationen und den Erkennungsbits baute der Computer vier zweidimensionale Spektren mit  $256 \times 64$  Kanälen on-line auf Magnetspeicherplatten auf [20].

ADC 3 nahm unabhängig davon ein eindimensionales Spektrum des Monitorzählers auf, der während der Messung die elastische Streuung der Deuteronen unter  $45^\circ$  registrierte.



Figur 5

Zweidimensionales Spektrum der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(d, pn)^{58}\text{Ni}^*$ . Als Abszisse ist die Neutronenflugzeit aufgetragen (1 ns/K), als Ordinate (es wurden je vier Kanäle summiert) die Protonenenergie (20 keV/K). Die drei auseinanderlaufenden kinematischen Kurven entsprechen verschiedenen Anregungszuständen des Endkerns. Längs der Linie am linken Bildrand liegen die Koinzidenzen, welche von Gammastrahlen stammen.

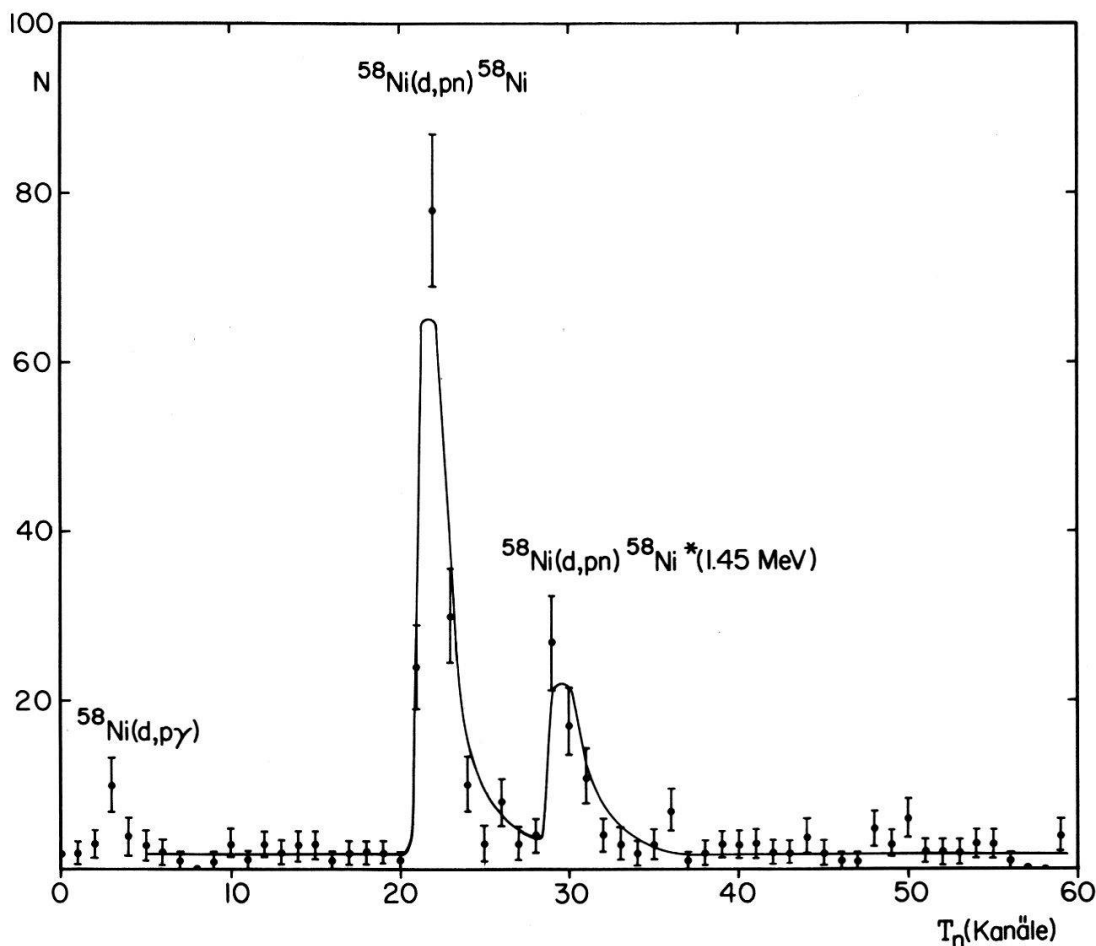
Der Faradaycup war an einen Strom-Frequenz-Wandler angeschlossen, dessen Ausgangssignale in Antikoinzidenz mit den Totzeitimpulsen der ADC's gezählt wurden. Auf diese Weise konnten etwaige Totzeitkorrekturen berücksichtigt werden.

### 3.2. Auswertung der Spektren

Figur 5 zeigt ein Beispiel eines zweidimensionalen Energiespektrums ( $64 \times 64$  Kanäle, in der Ordinate wurde über je vier Kanäle summiert) im Fall von  $^{58}\text{Ni}$ . Die Protonenenergieachse (Ordinate) wurde mit Hilfe von Reaktionen der Deuteronen am Kohlenstoff geeicht; die Kanalbreite war etwa 20 keV pro Kanal. Der Zeitmassstab (Abszisse) wurde durch Einschalten einer Verzögerungsleitung bekannter Länge bestimmt und betrug etwa 1 ns/Kanal.

In einem ersten Schritt wurden die verschiedenen kinematischen Kurven berechnet, zusammen mit dem Spektrum auf dem Fernsehschirm dargestellt und durch Verschieben eingepasst (der Zeitnullpunkt ist nicht festgelegt). Eine Korrektur berücksichtigte die bei kleinen Protonenenergien auftretende Verflachung des schnellen Protonensignals, die bewirkte, dass der auf die ansteigende Flanke empfindliche Diskriminator später ansprach, was die Flugzeitmessung verfälschte.

In dem zu jedem Protonenkanal gehörenden Zeitspektrum (vgl. Fig. 6) wurde



Figur 6

Flugzeitspektrum der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(d, pn)^{58}\text{Ni}^*$ . In diesem Bild, das einen horizontalen Schnitt durch das zweidimensionale Spektrum darstellt (vgl. Fig. 5), ist die Koinzidenzrate  $N$  als Funktion der Neutronenflugzeit  $T_n$  für eine bestimmte Protonenenergie aufgetragen. Der Zeitmassstab beträgt 1 ns/K. Die Linien entsprechen Aufbruchereignissen mit verschiedenen Endkernzuständen. Die Kurve, deren auf Grund von ausgewählten Zeitspektren ermittelte Form vorgegeben war, wurde durch Verschieben eingepasst.

den auftretenden Linien eine vorgegebene Kurve durch diskretes Verschieben der Lage eingepasst und die Fläche darunter bestimmt. Als Anfangsposition wurde die berechnete Lage der Kinematik gewählt. Die zufälligen Koinzidenzen, die einen konstanten Untergrund längs der Zeitachse bildeten, wurden in der Anpassung durch eine Horizontale mitberücksichtigt. Die von der Flugzeit, resp. Neutronenenergie abhängige Kurvenform wurde auf Grund von ausgewählten Zeitspektren ermittelt und durch eine rationale Funktion angenähert.

Dieses Verfahren wurde sukzessive für alle Protonenkanäle durchgeführt. Aus der daraus resultierenden Intensität  $N_p$  längs der Kinematik ergab sich dann der absolute dreifach-differentielle Wirkungsquerschnitt,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p dE_p} = \frac{N_p}{N_m} \frac{1}{\eta \Delta\Omega_n} \underbrace{\frac{\Delta\Omega_m}{\Delta\Omega_p} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el,m}}_{NC} \quad (3-1)$$

$N_{p,m}$ : Stosszahl im Protonen- bzw. Monitorzähler

$\Delta\Omega_{n,p,m}$ : Raumwinkel des Neutronen- bzw. Protonen- bzw. Monitorzählers

$(d\sigma/d\Omega)_{el,m}$ : Elastischer Wirkungsquerschnitt für 45° (Monitor)

der auf den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung normiert ist, so dass weder Strahlintensität noch Targetdicke eingehen. Die Stosszahlen sind auf dieselbe totzeitkorrigierte Ladung bezogen.

Der Term  $NC$  wurde in einer separaten Eichmessung ( $E$ ) bestimmt, indem mit den vier Protonenzählern die elastische Streuung in einem Winkelbereich von 30° bis 105° gemessen wurde. Die Grösse  $NC$  ergab sich aus der Anpassung der auf den Monitor normierten Stosszahlen an die auf Grund des optischen Modells berechneten Wirkungsquerschnitte mit  $NC$  als freiem Parameter

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el,p} = NC \frac{N_{Ep}}{N_{Em}} \quad (3-2)$$

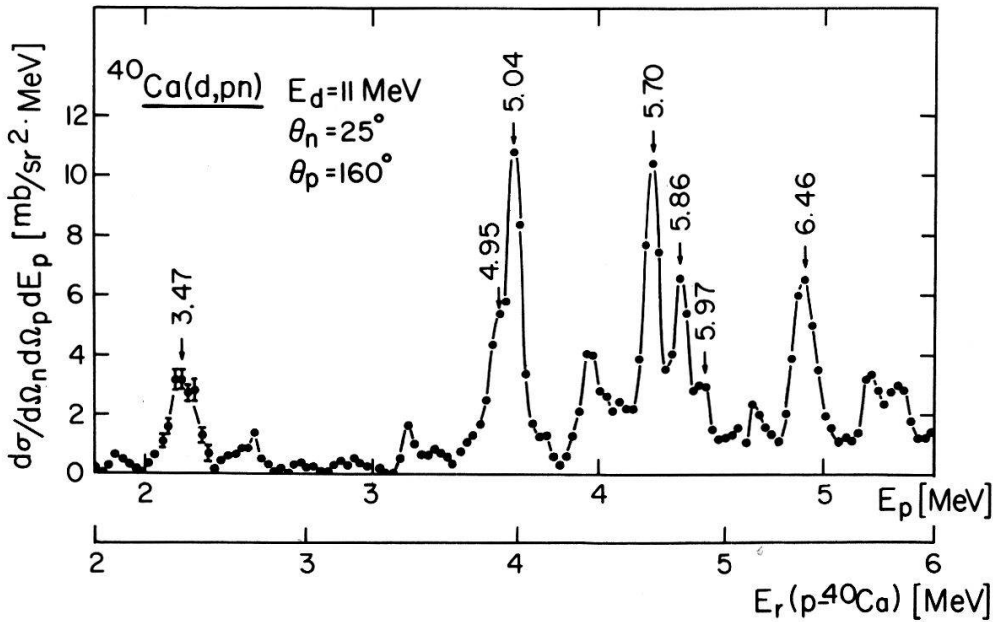
$N_{Ep,Em}$ : Stosszahl im Protonen- bzw. Monitorzähler für die Eichmessung ( $E$ )

$(d\sigma/d\Omega)_{el,p}$ : Elastischer Wirkungsquerschnitt für den Winkel des Protonenzählers

Die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta$  des Neutronenzählers wurde berechnet, indem die Reaktionen des Neutrons im Szintillationszähler mit einem Monte-Carlo-Programm simuliert wurden und die Detektionsschwelle bei 60 keV äquivalenter Elektronenenergie angenommen wurde. Dies entspricht der Gamma-Energie einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle. Diese wurde verwendet, um den diese Schwelle definierenden Diskriminator bei jeder Messung neu einzustellen oder während der Messung nachzuprüfen. Die Antwortkurve als Funktion der Neutronenenergie wurde über einen weiten Bereich ( $E_n = 0,4$ – $5,0$  MeV) mit Hilfe der Reaktion  $p(T, \tau)n$  mittels der 'associated particle' Methode experimentell bestimmt. Sie gab den berechneten Verlauf wieder, mit einer geringfügigen Abweichung im Absolutwert [21].

### 3.3. Messergebnisse

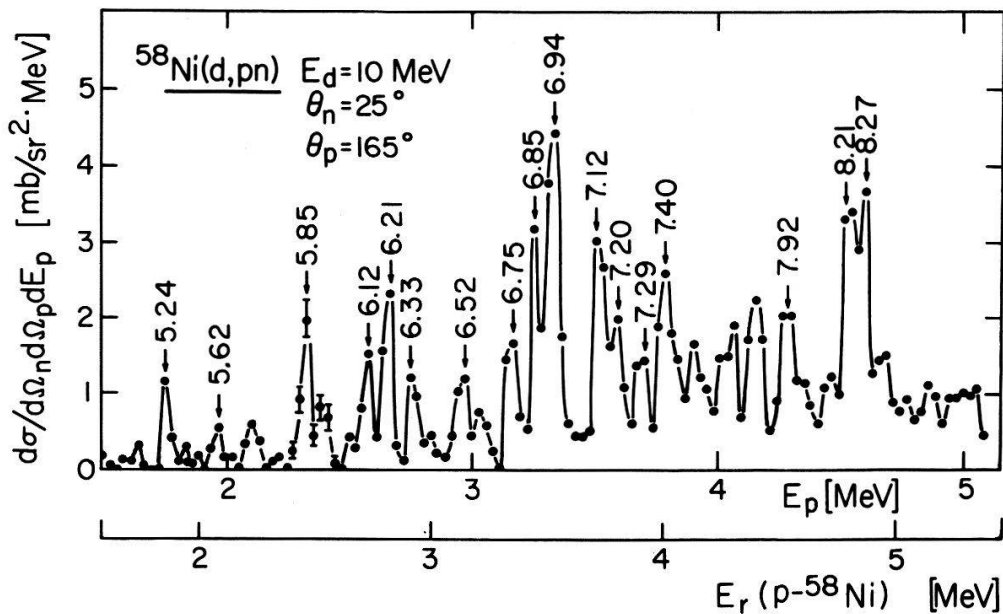
Für beide untersuchten Elemente war der Zerfall zum Grundzustand des Endkerns am stärksten. Die ermittelten Aufbruchspektren ergaben immer ein ähnliches Bild wie die Beispiele in den Figuren 7 und 8: Eine Anzahl von Resonanzen ist einem schwachen kontinuierlichen Untergrund überlagert.



Figur 7

Protonenspektrum der Reaktion  $^{40}\text{Ca}(d, pn)^{40}\text{Ca}$  (Endkern im Grundzustand), welches sich aus der Intensität längs der Kinematik im zweidimensionalen Spektrum ergibt. Die Resonanzen entsprechen Zuständen im  $^{41}\text{Sc}$  mit einer Anregungsenergie  $E_x = E_r(p-^{40}\text{Ca}) + 1,086 \text{ MeV} =$  Relativenergie Proton-Endkern + Separationsenergie des Protons.

Um diese Resonanzen identifizieren zu können, wurde für jede beobachtete Resonanz untersucht, ob die Proton-Endkern oder Neutron-Endkern-Relativenergie für verschiedene Deuteronenenergien ( $^{40}\text{Ca}$ : 10,5/10,75/11 MeV;  $^{58}\text{Ni}$ : 10/10,25/10,5 MeV) bei festgehaltenen Zählerkonfigurationen konstant blieb (cf. Abschnitt 2). Auf diese Weise liessen sich sowohl im Fall von  $^{40}\text{Ca}$  als auch im Fall von  $^{58}\text{Ni}$  alle auftretenden Linien als Resonanzen im intermediären ( $p + T$ )-System, d.h. als



Figur 8

Protonenspektrum der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(d, pn)^{58}\text{Ni}$  (Endkern im Grundzustand), welches sich aus der Intensität längs der Kinematik im zweidimensionalen Spektrum ergibt. Die Resonanzen entsprechen Zuständen im  $^{59}\text{Cu}$  mit einer Anregungsenergie  $E_x = E_r(p-^{58}\text{Ni}) + 3,417 \text{ MeV} =$  Relativenergie Proton-Endkern + Separationsenergie des Protons.

protoninstabile Zustände in  $^{41}\text{Sc}$  und  $^{59}\text{Cu}$ , identifizieren. Dies ist darauf zurückzuführen, dass teilcheninstabile Neutronenzustände nur oberhalb 8 MeV Anregungsenergie erreichbar sind, da die Neutronenseparationsenergie von dieser Grössenordnung ist (für die Protonen sind die Separationsenergien zwischen 1 und 3,4 MeV). In diesen Bereichen ist die Niveaudichte zu gross, als dass die Zustände noch aufgelöst werden könnten.

Die Winkelverteilung der beim Zerfall der Protonenzustände emittierten Protonen wurde zwischen  $30^\circ$  und  $170^\circ$  sowie  $190^\circ$  und  $330^\circ$  (dem Neutronenzähler entgegengesetzte Seite) für eine Anzahl Niveaus bestimmt, bei einem festgehaltenen Neutronenwinkel von  $25^\circ$  und bei einer Deuteronenenergie von 11 MeV für  $^{40}\text{Ca}$  resp. 10 MeV für  $^{58}\text{Ni}$ .

Zur Bestimmung der Winkelkorrelation  $d\sigma/d\Omega_n d\Omega_p$  wurde über die Resonanzen integriert. Der zu subtrahierende Untergrund wurde durch eine glatte Kurve angenähert, der durch die Talpunkte zwischen den Resonanzen gezogen wurde. Der kontinuierliche Anteil war, wie dies auch aus den Spektren von den Figuren 7 und 8 ersichtlich ist, im allgemeinen klein, so dass er beim Bestimmen der Fläche unter einer Resonanz nicht von grosser Bedeutung war. Er spielte nur beim  $^{58}\text{Ni}$  oberhalb 4 MeV Protonenenergie eine Rolle. Der Beitrag herrührend vom einfachen Aufbruch im Coulomb- oder Kernfeld war demnach, verglichen mit andern Reaktionsmechanismen, schwach.

Um zusätzliche Information über den Drehimpuls des transferierten Teilchens zu erhalten, wurde über einen beschränkten Winkelbereich ( $\theta_n = 16^\circ, 25^\circ, 35^\circ, 45^\circ$ ) eine Neutronenwinkelabhängigkeit gemessen, für vier festgehaltene Protonenwinkel ( $100^\circ, 120^\circ, 140^\circ, 160^\circ$  für  $^{40}\text{Ca}$  resp.  $105^\circ, 125^\circ, 145^\circ, 165^\circ$  für  $^{58}\text{Ni}$ ) und für Deuteronenenergien  $E_d = 11$  MeV ( $^{40}\text{Ca}$ ) resp. 10 MeV ( $^{58}\text{Ni}$ ). Engere Schritte waren wegen des Öffnungswinkels von  $11,4^\circ$  des Neutronendetektors nicht sinnvoll und wegen der raschen Abnahme des Wirkungsquerschnitts kamen grössere Winkel für eine Koinzidenzmessung nicht mehr in Frage.

Alle in diesem Abschnitt angegebenen Winkel sind als Winkel im Laborsystem zu verstehen. Diese wurden jeweils in das Ruhesystem des gebildeten Zwischenkerns ( $^{41}\text{Sc}$ ,  $^{59}\text{Cu}$ ) transformiert. Die Wirkungsquerschnitte in diesem System (Schwerpunktsystem des Zerfalls) ergaben sich durch eine Umrechnung mit Hilfe der geeigneten Phasenraumfaktoren.

Beim  $^{40}\text{Ca}$  bildete sich im zweidimensionalen Energiespektrum praktisch nur eine kinematische Kurve aus, d.h. es trat fast ausschliesslich der Zerfall vom  $^{41}\text{Sc}$ -Kern zum Grundzustand des Endkerns auf. Kein Zerfall zum ersten angeregten  $0^+$  Zustand (3,37 MeV) war zu sehen und nur ein schwacher Beitrag (5%) vom Zerfall zum niedrigsten  $2^+$  Zustand (3,90 MeV) konnte beobachtet werden. (Letzterer ist experimentell nicht von einem Zerfall zum niedrigsten  $3^-$  Zustand (3,74 MeV) zu unterscheiden.) Beim  $^{58}\text{Ni}$  hingegen ist neben der dem Zerfall zum Grundzustand entsprechenden kinematischen Linie auch die zum ersten angeregten  $2^+$  Zustand (1,45 MeV) gehörende Kurve deutlich sichtbar (siehe Fig. 5). Trotz Messzeiten von 5–6 Stunden ergab aber deren Auswertung infolge des kleinen Wirkungsquerschnittes nur unsichere Spektren, so dass keine Winkelkorrelationskurven bestimmt werden konnten.

#### 4. Theorie

Für die theoretische Beschreibung der Reaktion  $T(d, n)R(p)T$  wurden folgende Annahmen gemacht:

1) In der Reaktion  $T(d, n)R$  wird ein isolierter Zustand mit definiertem Spin und definierter Parität ( $J_R^n$ ) angeregt.

2) Für die Entstehung des Zwischenkerns  $R$  ist hauptsächlich der Strippingmechanismus verantwortlich, so dass zur Beschreibung dieser Reaktion die DWBA herangezogen werden kann.

3) Der Zerfall von  $R$  in ein Proton und den Targetkern wird durch das Neutron nicht beeinflusst, so dass sich der Korrelationswirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_n d\Omega_p$  in zwei Teile aufspalten lässt: er setzt sich zusammen aus dem Wirkungsquerschnitt für den ersten Reaktionsschritt  $T(d, n)R$ , bei dem der Zwischenkern  $R$  gebildet wird, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, dass beim Zerfall von  $R$  das Proton in die Richtung  $(\theta'_p, \phi'_p)$  emittiert wird.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p} = \frac{d\sigma}{d\Omega_n} (\theta_n)_{DWBA} \cdot W(\theta_n; \theta'_p, \phi'_p). \tag{4-1}$$

Diese zwei Anteile des Wirkungsquerschnitts sollen im folgenden kurz besprochen werden. Es wird auf eine umfassende Darstellung der DWBA verzichtet, da viele ausführliche Herleitungen in der Literatur existieren [22, 23].

#### 4.1. Bildung des Zwischenkerns: DWBA-Beschreibung

Bei Anwendung der Zero Range Approximation (Normierungskonstante  $D_0$ ) und nach Partialwellenzerlegung weist die DWBA Uebergangsamplitude in abgekürzter Schreibweise folgende Form auf

$$T_{fi} = D_0 \sum_{\{k\}} C_{\{k\}}(\vec{k}_{nR}, \vec{k}_{pT}, \vec{k}_{dT}) 2\pi^{1/2} \frac{m_R}{m_T} \frac{1}{k_{dT} k_{pT} k_{nR}} \int_0^\infty \frac{dr}{r} u_{l_n j_n} \left( \frac{m_T}{m_R} r \right) u_{l_p j_p}(r) u_{l_d j_d}(r) \tag{4-2}$$

wobei  $\{k\} = \{l_n, j_n, l_d, j_d\}$  ist und  $\hbar k_{dT}, \hbar k_{pT}, \hbar k_{nR}$  die Relativimpulse Deuteron-Target etc. bedeuten. Die  $C$ 's beinhalten geometrische Konstanten. Der eigentliche physikalische Vorgang wird durch die radialen Integrale festgelegt.

Die  $u_{l_d j_d}$  und  $u_{l_n j_n}$  sind die radialen Anteile der gestörten, ausserhalb des Wechselwirkungsbereichs asymptotisch oszillierenden Wellenfunktionen.

Im Fall von resonanten Zwischenkernzuständen ist auch die Wellenfunktion des eingefangenen Teilchens eine Kontinuumwellenfunktion, was zur Folge hat, dass das radiale Integral nur sehr schlecht konvergiert. Vincent und Fortune [24] haben gezeigt, dass durch Verlegung des Integrationsweges in die komplexe  $r$ -Ebene eine schnellere Konvergenz erreicht werden kann.

Der Zusammenhang zwischen der Uebergangsamplitude  $T_{fi}$  und dem messbaren Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_n$  ist für schmale Resonanzen ( $\Gamma_r/E_r \ll 1$ ) und bei vernachlässigbarem Untergrund näherungsweise durch folgende Beziehung gegeben [24]:

$$d\sigma \simeq \underbrace{\frac{\mu_{pT} k_{pT}(E_r) \Gamma_r}{\hbar^2}}_K \underbrace{\frac{\mu_{dT} \mu_{nR}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{nR}}{k_{dT}} \frac{2J_R + 1}{(2J_T + 1)(2S_d + 1)}}_{\frac{d^F\sigma(E_r)}{d\Omega_n}} \sum |T_{fi}|^2 \tag{4-3}$$

wobei  $\mu_{pT}, \mu_{dT}, \mu_{nR}$  die reduzierten Massen Proton-Target etc. bedeuten.  $s_d, J_T, J_R$  sind die Spins des Deuterons, des Targets und des Zwischenkerns. Der Term  $d^F\sigma/d\Omega$

hat dieselbe Form wie der Wirkungsquerschnitt für Stripping zu einem gebundenen Zustand mit dem Drehmoment  $(J_p, j_p)$ , wobei aber im Matrixelement  $T_{fi}$  für das Proton eine resonante Wellenfunktion verwendet wird. Es wird angenommen, dass nach Abzug des Untergrundes nur Beiträge von einer Partialwelle eine Rolle spielen.  $E_r$  ist die Resonanzenergie. In der Konstanten  $K$ , die von der Integration über die Resonanz herrührt, taucht die Resonanzbreite  $\Gamma_r$  auf. Die Resonanz wurde durch eine Breit-Wigner Form angenähert.

#### 4.2. Zerfall des Zwischenkerns

In einem zweiten Schritt zerfällt der Zwischenkern  $R$  mit Spin  $J_R$  in ein Proton mit Spin  $s (= 1/2)$  und den Endkern ( $3 = T$ ) mit Spin  $J_3$ . Die Winkelverteilung der beim Zerfall emittierten Protonen ist durch folgende Beziehung gegeben [25, 26]:

$$\bar{W}(\theta_n; \theta'_p, \phi'_p) = \sum_{kq} t_{kq}(\theta_n) A_k Y_{kq}^*(\theta'_p, \phi'_p) \quad (4-4)$$

wobei die über den Raum integrierte Zerfallswahrscheinlichkeit auf 1 normiert ist.

$\theta_n$  ist der Winkel des nicht eingefangenen Neutrons im Schwerpunktsystem, während das Winkelpaar  $(\theta'_p, \phi'_p)$  die Emissionsrichtung des Zerfallteilchens ( $p$ ) im Ruhesystem von  $R$  bezüglich des einfallenden Deuterons definiert. Die  $Y_{kq}$  sind Kugelfunktionen.

Die  $t_{kq}$  sind renormierte statistische Tensoren (mit Rang  $k \leq 2J_R$  und magnetischen Zuständen  $-k \leq q \leq k$ ), die den Polarisationszustand des Zwischenkerns beschreiben. Sie hängen damit vom Erzeugungsprozess ab und sind mit den Uebergangsamplituden für den ersten Reaktionsschritt verknüpft [22]. Paritätserhaltung limitiert die Summe in (4-4) auf gerade  $k$ 's, so dass nur Tensormomente geraden Ranges zur Winkelkorrelation beitragen.

Die  $A_k$  ( $k$  gerade) sind reelle,  $q$ -unabhängige Konstanten, welche den Zerfallsmechanismus beschreiben und mit den Zerfallsamplituden verbunden sind. Ist  $J_3 = 0$ , so tritt nur eine Kopplungskonstante auf und die  $A_k$  sind festgelegt; sie gehorchen folgender Beziehung:

$$A_k = \delta_{k, \text{gerade}} (-1)^{J_R - 1/2} \left( \frac{2J_R + 1}{4\pi(2k + 1)} \right)^{1/2} (J_R \ 1/2 \ J_R \ 1/2 \ | \ k0) \quad (4-5)$$

wobei der Ausdruck in der hintersten Klammer ein Clebsch-Gordan Koeffizient ist.

Für die messbare Zerfallsrate  $W$  gilt dann

$$W(\theta'_p, \phi'_p) = \frac{\Gamma_i^p}{\Gamma_r} \bar{W}(\theta'_p, \phi'_p) \quad (4-6)$$

$\Gamma_i^p$  ist die partielle Zerfallsbreite für die Emission eines Protons beim Zerfall des Zwischenkerns  $R$  von einem Niveau mit Spin  $J_R$  zu einem bestimmten Endkernzustand  $i$  mit Spin  $J_3$ .  $\Gamma_r$  ist die totale Zerfallsbreite.

#### 4.3. $(d, pn)$ -Wirkungsquerschnitt

Aus (4-3) und (4-6) ergibt sich dann der Winkelkorrelationswirkungsquerschnitt zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p} = \frac{\mu_{pT} k_{pT}(E_r)}{\hbar^2} \frac{d^F \sigma(E_r)}{d\Omega_n} \Gamma_i^p \bar{W}$$

wobei sich die Grössen  $d^F\sigma/d\Omega_n$  und  $t_{kq}$  aus den Uebergangsamplituden  $T_{ft}$  berechnen lassen.

Beim  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{58}\text{Ni}$  können auf Grund der Zerfälle, die den Endkern im Grundzustand zurücklassen ( $J_3 = 0$ ), aus dem Verlauf der Winkelkorrelation Spin und Parität der auftretenden Zwischenkernzustände bestimmt werden.

Aus dem Verhältnis von experimentellem und theoretischem Wirkungsquerschnitt erhält man Auskunft über die partielle Protonenbreite  $\Gamma_p^?$ . Die Zuverlässigkeit dieser Breiten hängt ab von der Vertrauenswürdigkeit der berechneten Grössen  $d^F\sigma/d\Omega_n$  ab, d.h. von der Richtigkeit des DWBA-Formalismus. Durch einen Vergleich dieser Resonanzbreiten mit denjenigen aus der elastischen Streuung kann deshalb die quantitative Anwendbarkeit der DWBA geprüft werden.

#### 4.4. Numerische Rechnungen

Die numerischen Rechnungen wurden mit Hilfe des DWBA-Computerprogramms VENUS von Tamura et al. [28] durchgeführt, das nach der von Vincent und Fortune vorgeschlagenen Methode [24] für die Anwendung auf resonante Zustände modifiziert wurde und für die Berechnung von Teilchen-Teilchen Winkelkorrelationen erweitert wurde.

Gemäss dieser Methode wurde zuerst auf der reellen Achse in Schritten von 0,1 fm bis zu einem Punkt ausserhalb des Wechselwirkungsbereichs ( $r = 16$  fm) integriert. Dann wurde die Integration entlang einer Parallelen zur Imaginärachse bis zu einem Abstand von 40 fm in Schritten von 1 fm weitergeführt. Da die Wellenfunktionen ausserhalb der reellen Achse exponentiell abklingen, fällt der Beitrag von dem den Integrationsweg vervollständigenden Kreisbogen, der zurück auf die reelle Achse führt, dahin.

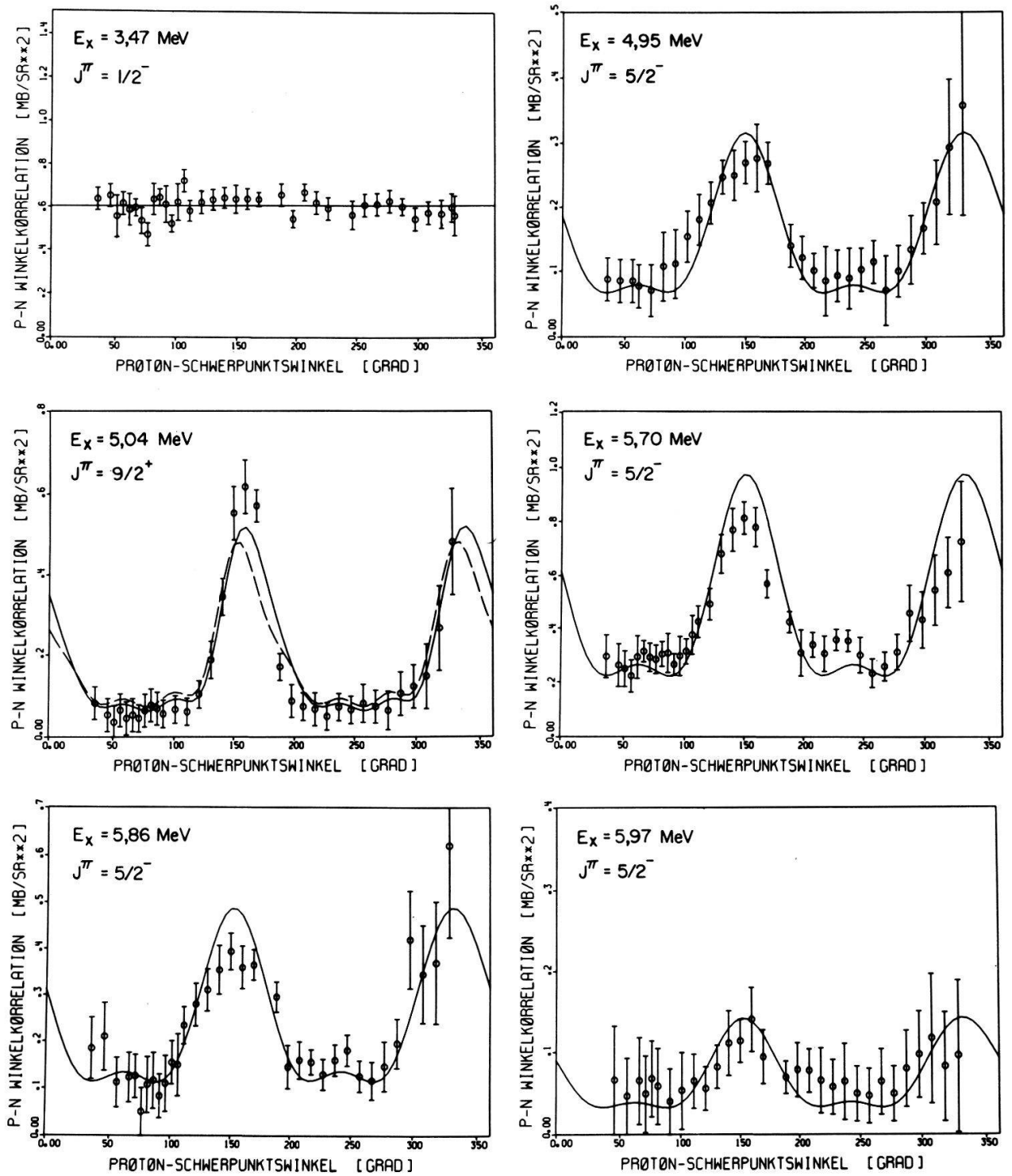
Für die Normierungskonstante wurde der Wert  $D_0^2 = 1,48 \cdot 10^4 \text{ MeV}^2 \text{ fm}^3$  eingesetzt. Sowohl für das Deuteron als auch für das Neutron wurden 15 Partialwellen berücksichtigt.

Die optischen Potentiale, mit deren Hilfe die gestörten Wellenfunktionen erzeugt wurden, waren in der üblichen Form parametrisiert [28]. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle I zusammengefasst.

Tabelle 1  
Parameter der optischen Potentiale für die DWBA-Analyse der Reaktionen  $^{40}\text{Ca}(d, n)^{41}\text{Sc}(p)^{40}\text{Ca}$  bei  $E_d = 11$  MeV und  $^{58}\text{Ni}(d, n)^{59}\text{Cu}(p)^{58}\text{Ni}$  bei  $E_d = 10$  MeV.

Teilchen	$V$ (MeV)	$r_{or}$ (fm)	$a_r$ (fm)	$W$ (MeV)	$r_{oi}$ (fm)	$a_i$ (fm)	$V_s$ (MeV)	$r_{os}$ (fm)	$a_s$ (fm)	$r_{oc}$ (fm)	Ref.
Targetkern: $^{40}\text{Ca}$											
Deuteron	106,0	1,05	0,85	10,9	1,60	0,56	7,5	0,90	0,60	1,25	[29]
Neutron	45,8	1,29	0,66	9,3	1,25	0,48	6,2	1,10	0,75		[31]
Proton	<sup>a)</sup>	1,17	0,75				6,2	1,01	0,75	1,25	[31]
Targetkern: $^{58}\text{Ni}$											
Deuteron	107,1	1,05	0,85	14,8	1,42	0,72	9,6	0,84	0,46	1,25	[30]
Neutron	45,6	1,29	0,66	9,2	1,25	0,48	6,2	1,10	0,75		[31]
Proton	<sup>a)</sup>	1,25	0,65				7,5	1,25	0,65	1,25	[31]

<sup>a)</sup> Durch Computerprogramm angepasst.



Figur 9

Proton-Neutron Winkelkorrelation. Winkelverteilungen der Protonen in der Reaktion  $^{40}\text{Ca}(d, n)^{41}\text{Sc}(p)^{40}\text{Ca}$  für die untersuchten Zustände im  $^{41}\text{Sc}$  in der Reihenfolge zunehmender Anregungsenergie, für eine Deuteronenenergie von 11 MeV und bei einem Neutronenwinkel von  $25^\circ$ . In der Ordinate ist der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_n d\Omega_p$  aufgetragen, in der Abszisse der Emissionswinkel des Protons im Ruhesystem des  $^{41}\text{Sc}$ -Kerns bezüglich der Richtung des einfallenden Deuterons. Die ausgezogenen Kurven entsprechen den DWBA-Rechnungen für jene Spin-Paritätskombinationen, welche die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergaben. Die gestrichelte Linie im Falle des 5,04 MeV Zustandes ist das Ergebnis einer Rechnung mit einem Deuteronenpotential ohne Spin-Bahn-Term, wobei die resultierende Abweichung von der Standardrechnung überraschend klein ist, wenn man bedenkt, dass die Winkelkorrelation den Polarisationszustand des Zwischenkerns reflektiert.

Das eingefangene Teilchen wurde durch eine Einteilchenwellenfunktion in einem Woods-Saxon-Potential, bestehend aus einem reellen zentralsymmetrischen Teil und einem Spin-Bahn-Term, beschrieben. Bei vorgegebenen geometrischen Parametern (cf. Tabelle I) wurde die Tiefe des Realteils so angepasst, dass die experimentell gefundene Resonanzenergie reproduziert wurde. Die Wahl der Knotenzahl hat sich als unkritisch herausgestellt, da eine Aenderung dieser Knotenzahl wohl drastische Verschiebungen in der Potentialtiefe zur Folge hatte, aber ohne jeglichen Effekt auf Winkelkorrelation und Resonanzbreite blieb. Dies zeigt, dass die Wellenfunktion im Innern des Kerns nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die Anzahl Knoten wurde so gewählt, dass die Potentialtiefe derjenigen eines Nukleons entsprach (40–65 MeV).

Die Abhängigkeit von den optischen Parametern wurde anhand des 5,04 MeV Zustandes im  $^{41}\text{Sc}$  geprüft. Die unten aufgeführten Tests ergaben in jedem Fall eine Aenderung vom  $\chi^2$ -Wert um weniger als einen Faktor 1,3, wobei der Einfluss auf die ermittelten Resonanzbreiten durchwegs unterhalb 10% lag.

1) In einem ersten Schritt wurde die Tiefe  $V$  des Realteils des Deuteronenpotentials um  $\pm 20\%$  verändert und dementsprechend der Radius  $r_{0r}$ , so dass das Produkt  $Vr_{0r}^{1,35}$  konstant blieb.

2) Weiter wurden Rechnungen mit einem Deuteronenpotential ohne Spin-Bahnkopplungsterm durchgeführt. Die gemittelten Parameter stammten von Bassel et al. [32]. Die resultierende Winkelkorrelation, als gestrichelte Kurve in der Abbildung des 5,04 MeV-Niveaus (Fig. 9) dargestellt, lässt Abweichungen von der Standardrechnung erkennen, doch sind diese überraschend gering, wenn man bedenkt, dass die statistischen Tensoren  $t_{kq}$  (4-4) und damit die Winkelkorrelation den Polarisationszustand des Zwischenkerns reflektieren.

3) Für das Potential des nicht eingefangenen Neutrons wurden nebst den Parametern von Wilmore und Hodgson die Werte von Rosen [33] eingesetzt.

4) Um den Effekt der Nichtlokalität der optischen Potentiale im Kerninnern zu simulieren, wurden die Wellenfunktionen des Deuterons und des Neutrons, die mit Hilfe der äquivalenten lokalen Potentiale berechnet wurden, mit dem Korrekturfaktor  $F(r) = \{1 - \beta^2(m/2h)V(r)\}^{-1/2}$  [28] multipliziert, wobei  $\beta_d = 0,54$  fm und  $\beta_n = 0,85$  fm gewählt wurden.

5) Für das Potential des eingefangenen Teilchens wurden die Parameter von Perey [31] mit einem grösseren Radius für den Realteil vorgegeben.

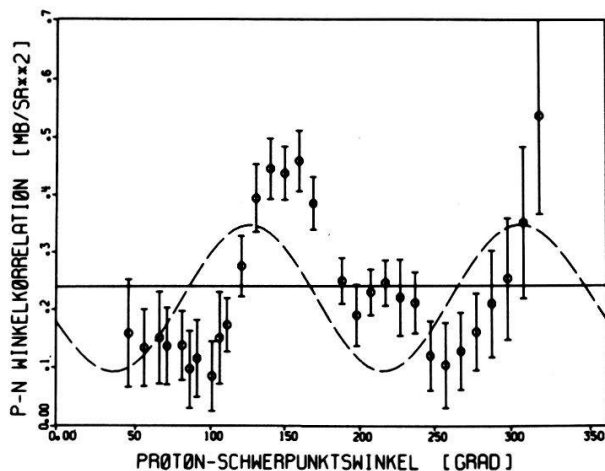
## 5. Analyse der Messresultate

### 5.1. Calcium-40

In den Aufbruchspektren am  $^{40}\text{Ca}$  wurden bis zu 25 (meistens schwache) Resonanzen gefunden, die Zuständen im  $^{41}\text{Sc}$  entsprechen. Für sieben davon konnten die Winkelkorrelationen bestimmt und analysiert werden. Die gemessenen Kurven sind zusammen mit den theoretischen Kurven, welche die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergaben, in den Figuren 9 und 10 dargestellt. Die aus der Analyse stammenden Resonanzparameter Spin, Parität und Protonenbreite sind in Tabelle II zusammengefasst, zusammen mit den entsprechenden Werten aus Protonstreuexperimenten [8–10].

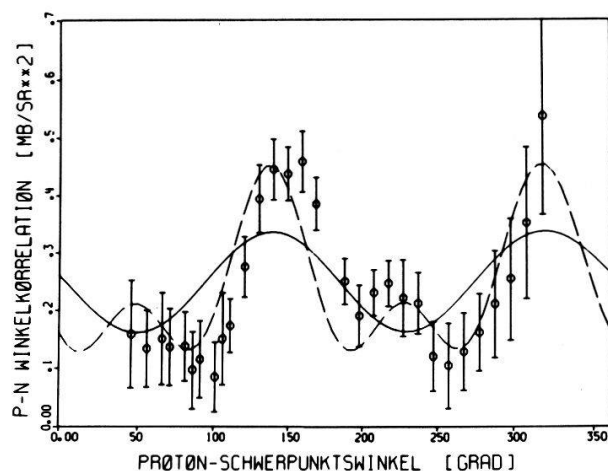
Für jede einzelne Resonanz wurde jeweils die gemessene Kurve mit den für Spin-Paritätskombinationen zwischen  $3/2^-$  und  $9/2^+$  berechneten Winkelkorrelationen verglichen. Die Bilder in Figur 10 illustrieren anhand der 6,46 MeV-Resonanz die

$$E_x = 6,46 \text{ MeV}$$



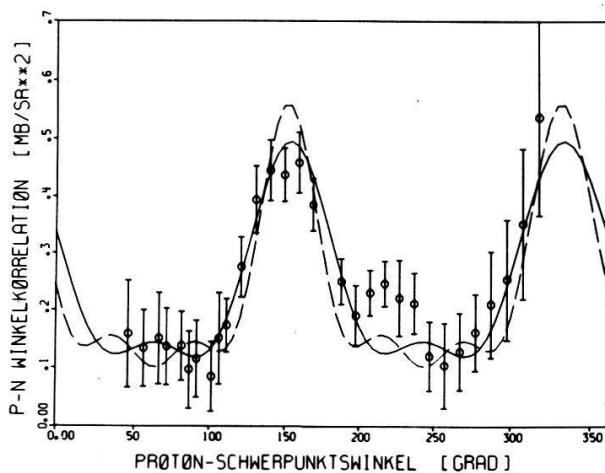
$$l = 1$$

$$\begin{aligned} \text{—} & J^\pi = 1/2^- \\ \text{- - -} & J^\pi = 3/2^- \quad \Gamma_0^D = 300 \text{ keV} \end{aligned}$$



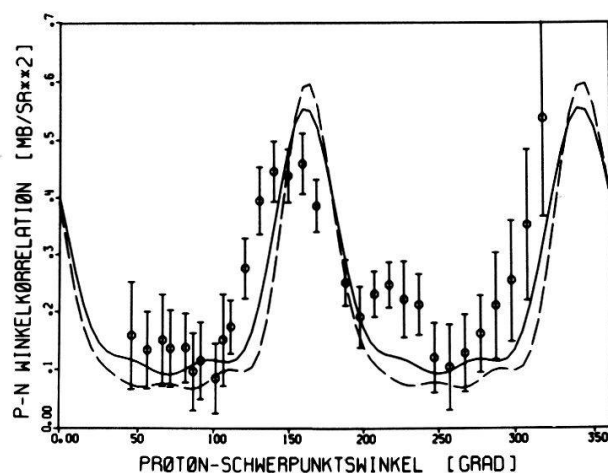
$$l = 2$$

$$\begin{aligned} \text{—} & J^\pi = 3/2^+ \quad \Gamma_0^D = 110 \text{ keV} \\ \text{- - -} & J^\pi = 5/2^+ \quad \Gamma_0^D = 70 \text{ keV} \end{aligned}$$



$$l = 3$$

$$\begin{aligned} \text{—} & J^\pi = 5/2^- \quad \Gamma_0^D = 18 \text{ keV} \\ \text{- - -} & J^\pi = 7/2^- \quad \Gamma_0^D = 12 \text{ keV} \end{aligned}$$



$$l = 4$$

$$\begin{aligned} \text{—} & J^\pi = 7/2^+ \quad \Gamma_0^D = 3,2 \text{ keV} \\ \text{- - -} & J^\pi = 9/2^+ \quad \Gamma_0^D = 2,2 \text{ keV} \end{aligned}$$

Figur 10

Vergleich zwischen experimenteller Winkelkorrelation und DWBA-Rechnungen für verschiedene Spin-Paritätskombinationen anhand der 6,46 MeV Resonanz, wobei für  $5/2^-$  die beste Übereinstimmung resultierte.

theoretischen Ueberlegungen von Abschnitt 2 und 4, wonach die Winkelkorrelationsmethode die Möglichkeit bietet, eindeutige Spin-Paritätszuordnungen machen zu können, sofern die Qualität der Messpunkte dies erlaubt. Dazu drängen sich folgende Feststellungen auf:

1a) Die Lage der Maxima und Minima verschiebt sich mit änderndem Bahndrehimpuls  $l$ . Dieser Effekt ist auf Wechselwirkungen im Ein- und Ausgangskanal zurückzuführen, die in der DWBA miteinbezogen werden. Vernachlässigt man diese

Tabelle 2

Vergleich, für sieben protoneninstabile Zustände im  $^{41}\text{Sc}$ , zwischen den Resonanzparametern, welche durch die DWBA-Analyse von Proton-Neutron-Winkelkorrelationen der Reaktion  $^{40}\text{Ca}(d, n)^{41}\text{Sc}(p)^{40}\text{Ca}$  ermittelt wurden, und den entsprechenden Werten, die aus  $(p, p)$ -Messungen bekannt sind. Die Anregungsenergien  $E_x$  und Protonenbreiten  $\Gamma_p$  sind in keV aufgeführt.

$E_x^{(d)}$ ( $d, pn$ )	$E_x^{(p)}$ ( $p, p$ )	$J^\pi$ ( $d, pn$ )	$J^\pi$ ( $p, p$ )	$\Gamma_p^{(d)}$ ( $d, pn$ )	$\Gamma_p^{(p)}$ ( $p, p$ )
3470	<sup>a)</sup> 3469	<sup>b)</sup> 1/2 <sup>-</sup>	<sup>a)</sup> 1/2 <sup>-</sup>	73 ± 10	<sup>a)</sup> 60 ± 6
4950	4951	5/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>-</sup>	1,7 ± 0,4	1,0 ± 0,4
5040	5034	9/2 <sup>+</sup>	9/2 <sup>+</sup>	0,40 ± 0,07	0,4 ± 0,2
5700	{ 5651 5706	5/2 <sup>-</sup>	{ 5/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup> 5/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup>	14 ± 3	{ 1,0 ± 0,3 7 ± 3
5860	5869	5/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup>	8,8 ± 1,7	5 ± 2
5970	5972	5/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup>	(2,6 ± 0,5; 5/2 <sup>-</sup> )	8,5 ± 2,6
6460	{ 6432 6466	5/2 <sup>-</sup>	{ 5/2 <sup>-</sup> 5/2 <sup>-</sup>	18 ± 3	{ 1,6 ± 0,5 5,0 ± 1,5

<sup>a)</sup> Ref. [8].

<sup>b)</sup>  $E_x \leq 5706$  keV: Ref. [10];  $E_x > 5706$  keV: Ref. [9].

<sup>c)</sup> Die Fehler sind hauptsächlich durch Unsicherheiten in der absoluten Normierung und in der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers bedingt.

<sup>d)</sup> Die Fehler auf die Anregungsenergien betragen:  $E_x(d, pn)$ : ± 20 keV;  $E_x(p, p)$ : ± 5–9 keV Ref. [8]; ± 5 keV Ref. [10]; ± 10 keV Ref. [9].

Effekte, so haben die Winkelkorrelationen für alle  $l$ -Werte das Maximum beim selben Winkel, der dem Emissionswinkel des Zwischenkerns entspricht.

1b) Die Breite des Hauptmaximums der Winkelkorrelationskurven ist spinabhängig und ist bei gleichem Bahndrehimpuls  $l$  für  $J = l + 1/2$  immer schmaler als für  $J = l - 1/2$ .

2) Die Protonenbreite  $\Gamma_0^p$ , die sich aus der Anpassung der theoretischen Kurven an die experimentellen Punkte ergibt, ist nicht nur  $l$ -abhängig, sondern unterscheidet sich auch für verschiedene Spins.

In praxi ist es so, dass aus der Lage des Winkelkorrelationsmaximums der Bahndrehimpuls gut bestimmt werden kann. Sehr oft sind aber die Fehler der Messwerte relativ gross (10–20%), so dass der Spin nicht in evidenter Weise aus der Form der Winkelkorrelationskurve hervorgeht. Dies ist auch für die 6,46 MeV Resonanz der Fall, wo die Kurven für  $l = 3$  die Position des Maximums am besten wiedergeben, die Unterscheidung zwischen  $5/2^-$  und  $7/2^-$  aber nicht so klar ersichtlich ist.

Für die definitive Spinzuordnung stand aber zusätzlich noch die Information aus der Neutronenwinkelabhängigkeit ( $4 \times 4$  Punkte) zur Verfügung. Als Mass für die Vertrauenswürdigkeit einer eindeutigen Spinzuordnung wurde das Verhältnis der  $\chi^2$ -Werte gewählt, das sich bei einem definierten Drehimpuls für die Kurven mit beiden möglichen Spins ergab. Nur wenn dieses Verhältnis sowohl bei der Winkelkorrelationskurve als auch bei der Neutronenwinkelabhängigkeit für denselben Spinwert kleiner war, und mindestens in einem Fall kleiner als 0,5 oder in beiden Fällen kleiner als 0,7 war, wurde die Spinmöglichkeit mit dem schlechteren  $\chi^2$  verworfen und der übrigbleibende Spinwert eindeutig zugeordnet. Auf Grund dieses Kriteriums konnte der Resonanz bei 6,46 MeV Anregungsenergie der Spin  $5/2^-$  zugeteilt werden. Diese Resonanz entspricht einem  $5/2^-$  Dublett im  $^{41}\text{Sc}$  [9]. Die gefundene Breite von  $18 \pm 3$  keV ist konsistent mit der Summe der Breiten dieses Dubletts, wie sie aus der elastischen Streuung bestimmt wurde.

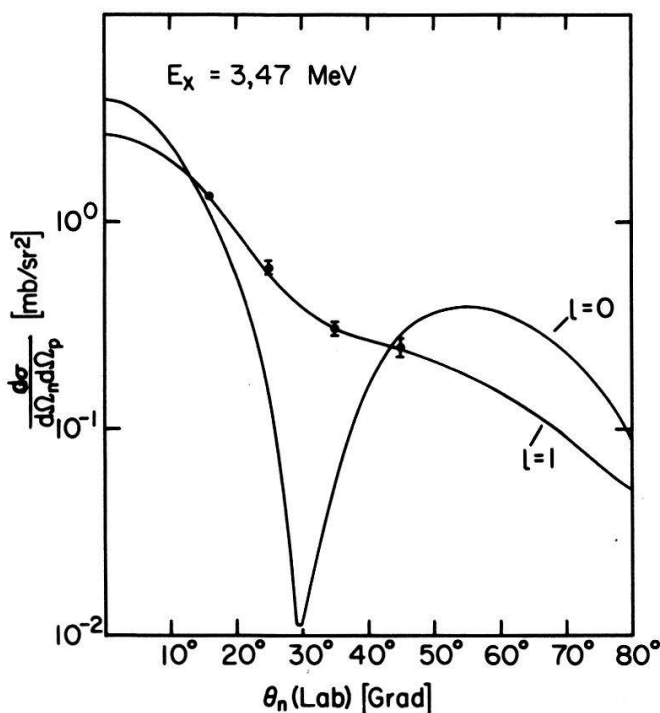
Für das Niveau bei 5,04 MeV ergaben sich die Werte  $J^\pi = 9/2^+$  und  $\Gamma_0^p = 0,4 \pm 0,07$  keV in Uebereinstimmung mit den entsprechenden Grössen aus ( $p, p$ ) Messungen [8, 10].

Im Einklang mit der Literatur [8, 10] ergab die Analyse für den Zustand bei 4,95 MeV  $J^\pi = 5/2^-$  und  $\Gamma_0^p = 1,7 \pm 0,4$  keV.

Für die Niveaus bei 5,70 MeV und 5,86 MeV für welche von Ref. [8] und Ref. [9]  $J_\pi = (5/2^-, 7/2^-)$  angegeben wird, konnte in beiden Fällen eine eindeutige Spinzuordnung vorgenommen werden. Im Fall des ersteren Niveaus wird dieses Resultat durch die Werte aus dem jüngsten Streuexperiment von Koltay et al. [10] unterstützt. Bei beiden ist zu beobachten, dass das Verhältnis von Maximum zu Minimum nicht ganz richtig wiedergegeben wird, speziell im Falle des 5,70 MeV Zustandes, was auf einen Untergrund hindeutet, der möglicherweise auf einen Beitrag aus einem 'Compound'-Prozess zurückzuführen ist. Die ermittelten Resonanzbreiten ( $\Gamma_0^p = 14 \pm 3$  keV und  $8,8 \pm 1,7$  keV) stimmen gut mit den Werten von Ref. [9] und Ref. [10] überein, etwas weniger gut mit denjenigen von Ref. [8]. Dazu ist zu bemerken, dass, obwohl in Ref. [8] beide Spinwerte ( $5/2, 7/2$ ) aufgeführt werden, nirgends hervorgeht, unter welcher Spinannahme die Breiten berechnet werden. Doch auf Grund der Uebereinstimmung der  $\Gamma_0^p$  ( $d, pn$ ) Werte mit den erstgenannten ( $p, p$ )-Quellen (Ref. [9] benützte eine  $J$ -unabhängige Methode für die Bestimmung der Breite) ist zu vermuten, dass dies für  $J = 7/2$  geschah und somit diese Breiten mit dem Faktor  $8/6$  multipliziert werden müssten, was eine Annäherung an die andern Werte bewirken würde.

Wenig Aussagen lassen sich im Falle des 5,97 MeV-Zustandes machen, da die experimentellen Daten zu unsicher sind. Doch ergibt sich bei Annahme von  $5/2^-$  ebenfalls ein konsistenter Wert für die Resonanzbreite ( $\Gamma_0^p = 2,6 \pm 0,5$  keV).

Im Falle der Resonanz bei 3,47 MeV ergab sich aus der Neutronenwinkelabhängigkeit für den Drehimpuls des eingefangenen Protons der Wert  $l_p = 1$  (Fig. 11). Die isotrope Winkelkorrelation ist aber nur mit einem Spin  $1/2$  kompatibel. Die Werte  $J_\pi = 1/2^-$  und  $\Gamma_0^p = 73 \pm 10$  keV sind mit den Literaturwerten [8, 10] vereinbar.



Figur 11

Neutronenwinkelabhängigkeit für die Reaktion  $^{40}\text{Ca}(d, n)^{41}\text{Sc}$  im Falle der 3,47 MeV Resonanz im  $^{41}\text{Sc}$ . Die eingezeichneten Kurven entsprechen den DWBA-Rechnungen für  $l = 0$  und  $l = 1$ .

Abschliessend lassen sich die Resultate von Tabelle 2 folgendermassen zusammenfassen:

- 1) Es waren Spin- und Paritätszuordnungen möglich, die mit andern Arbeiten im Einklang sind.
- 2) Die Werte für die Resonanzbreiten sind konsistent mit denjenigen, die aus Protonstreuexperimenten stammen und stimmen in allen Fällen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Zwar sind die Fehler für die  $\Gamma_0^p$  ( $p, p$ )-Werte im allgemeinen recht gross. Dies ist darauf zurückzuführen, dass wegen Coulomb- und Zentrifugalbarriere in der elastischen Streuung Zustände mit hohem Drehimpuls ( $l \geq 2$ ) stark unterdrückt und deshalb nur schlecht zu beobachten sind. Dies unterstreicht die Notwendigkeit, dass diese Werte auf Grund von verschiedenartigen Experimenten bestätigt werden, und zwar gerade mit Hilfe von Strippingreaktionen, wo selektiv Zustände mit hohem Drehimpuls bevölkert werden, wie das unsere Messungen bestätigen. In der ( $d, n$ )-Reaktion besitzt ein Proton, das durch das Deuteron an den Kern herangetragen wird, mehr Impuls als ein entsprechendes freies Proton derselben Energie. Wegen dieses

Tabelle 3

Uebersicht über die protoninstabilen Zustände im  $^{59}\text{Cu}$ , die in der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(d, n)^{59}\text{Cu}(p)$  zwischen 5,2 und 9,4 MeV Anregungsenergie beobachtet wurden. Spin und Parität sowie Resonanzbreite, soweit sie bestimmt werden konnten, stammen aus der DWBA-Analyse der Winkelkorrelationen. Diese Resonanzparameter werden den entsprechenden Grössen aus Protonstreuexperimenten gegenübergestellt. Die Anregungsenergien  $E_x$  sind in keV, die Protonenbreiten  $\Gamma_p^0$  in eV angegeben.

$E_x^d$ (d, pn)	$E_x^{a,d}$ ( $\tau, d$ )	$E_x^{b,d}$ (p, p)	$J^\pi$ (d, pn)	$J^{\pi b}$ (p, p)	$\Gamma_p^0$ (d, pn)	$\Gamma_p^0$ (p, p)
5240	5248	5227	1/2 <sup>-</sup>	1/2 <sup>-</sup>	66 ± 10	40 ± 10
5330	5321					
5490	5502					
5620	5625	5595	1/2 <sup>-</sup>	1/2 <sup>+</sup>	270 ± 70	275 ± 30
5710	5680					
5850	5868	5838	5/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>+</sup>	59 ± 9	40 ± 15
5930						
6030		6033		3/2 <sup>+</sup>		
6120	6124	6103	3/2 <sup>+</sup> , 5/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>+</sup>	150 ± 30, 83 ± 13	40 ± 15
6210	6204		5/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup>		31 ± 5, 20 ± 4	
6330	6314	{ 6317 6320 6356	3/2 <sup>+</sup> , 5/2 <sup>+</sup>	{ 3/2 <sup>+</sup> , 5/2 <sup>+</sup> 3/2 <sup>+</sup> , 5/2 <sup>+</sup> 3/2 <sup>+</sup>	300 ± 60, 170 ± 25	{ 20 ± 10 20 ± 10 60 ± 20
6410		6411				
6520	6525	{ 6492 6493	3/2 <sup>+</sup> , 5/2 <sup>+</sup>	{ (5/2) <sup>+</sup> (5/2) <sup>+</sup>	510 ± 110, 370 ± 50	{ 25 ± 10 60 ± 20
6620						
6750	6740	6734	3/2 <sup>+</sup> , 5/2 <sup>+</sup>	(5/2) <sup>+</sup>	850 ± 140, 470 ± 90	1000 ± 700

6850	6845	$I = 2, 3^e)$	$(5/2^- : 220 \pm 40)$	$\{900 \pm 600\}$
6940	6910	$5/2^-, 7/2^-$	$490 \pm 80, 320 \pm 50$	$\{900 \pm 600^e)\}$
7120	7128	$3/2^+, 5/2^+$	$3400 \pm 500, 1900 \pm 300$	$\{900 \pm 600^e)\}$
7200	$\{7096$	$3/2^+, 5/2^+$	$1900 \pm 400, 1000 \pm 150$	$1900 \pm 1300$
7290	7177	$3/2^+$	$1900 \pm 300$	$1200 \pm 800$
7400	7256	$3/2^+$	$4700 \pm 700$	$2900 \pm 2000$
7550	7436	$3/2^+$		
7680				
7810				
7920	7910	$3/2^+, 5/2^+$	$10800 \pm 1500, 6400 \pm 1000$	
8020				
8100				
8210		$3/2^+, 5/2^+$	$13000 \pm 6500, 8000 \pm 4000$	
8270	8220	$3/2^+, 5/2^+$	$13000 \pm 6500, 8000 \pm 4000$	
8390				

a) Ref. [35].

b)  $E_x \leq 6493$  keV: Ref. [13];  $6734$  keV  $\leq E_x \leq 7436$  keV: Ref. [36];  $E_x \leq 7910$  keV: Ref. [14].

c) Die Fehler sind hauptsächlich durch Unsicherheiten in der absoluten Normierung und in der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers bedingt.

d) Die Fehler auf die Anregungsenergien betragen:  $E_x(d, pn)$ :  $\pm 20$ – $30$  keV;  $E_x(\tau, d)$ :  $\pm 25$  keV;  $E_x(p, p)$ :  $\pm 2$  keV Ref. [13];  $\pm 15$  keV Ref. [36].

e)  $J_T = 0^+$ ;  $J_R = l \pm 1/2$ ;  $\pi_R = (-1)^l$ .

f) Für  $J = 5/2^+$ ;  $\Gamma_0^2 = 600 \pm 400$  eV.

zusätzlichen Impulses ('Off-shell'-Effekt [34]) werden höhere Drehimpulse in Strippingreaktionen gegenüber der elastischen Streuung stark bevorzugt. Die  $\Gamma_0^p(d, pn)$ -Werte der vorliegenden Arbeit weisen durchwegs kleinere Fehler auf als die entsprechenden  $\Gamma_0^p(p, p)$ -Werte. Die Fehler der einzelnen Messpunkte sind zwar recht gross, was für die Spinbestimmung von Nachteil ist, mitteln sich aber bei der Anpassung aus und haben somit nur unbedeutenden Einfluss auf die Ermittlung der Resonanzbreite. Die eigentlichen Fehler rühren hauptsächlich von Unsicherheiten in der absoluten Normierung ( $\sim 12\%$ ) und in der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers ( $\sim 8\%$ ) her.

Die gute Uebereinstimmung, die im Falle des  $^{40}\text{Ca}$  erzielt wurde, lässt folgende Schlüsse zu:

- 1) Teilchen-Teilchen-Winkelkorrelationsmessungen erlauben es, eindeutige Aussagen über die Eigenschaften von teilcheninstabilen Zwischenkernzuständen zu machen.
- 2) Die DWBA liefert glaubwürdige spektroskopische Faktoren (Resonanzbreiten), wenn die Einteilchennäherungen, wie das für die Zustände im  $^{41}\text{Sc}$  erwartet werden darf, erfüllt sind.

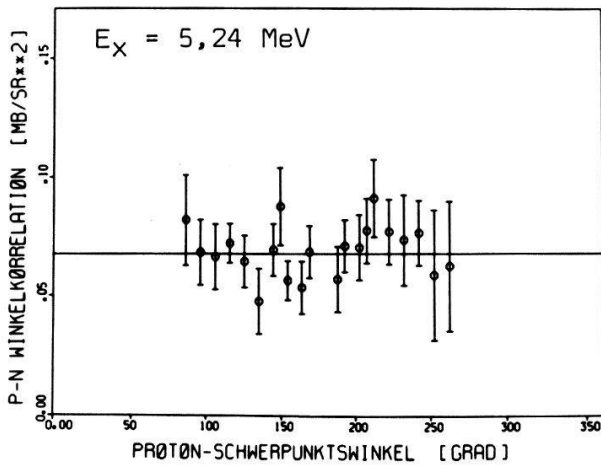
## 5.2. Nickel-58

Im Falle von  $^{58}\text{Ni}$  wurden in den Aufbruchspektren 30 Resonanzen als Zustände im  $^{59}\text{Cu}$  identifiziert für Anregungsenergien zwischen 5,2 und 8,4 MeV. Siebzehn davon konnten mit Hilfe der Winkelkorrelationen näher untersucht werden. In Tabelle III sind alle Informationen über die im Korrelationsexperiment auftretenden Zustände zusammengefasst, zusammen mit den entsprechenden Werten aus der Literatur. Die experimentellen Winkelkorrelationen, soweit sie ausgewertet werden konnten, sind in der Figur 12 aufgetragen. Für die dargestellten theoretischen Kurven war die Anpassung an die Messpunkte am besten.

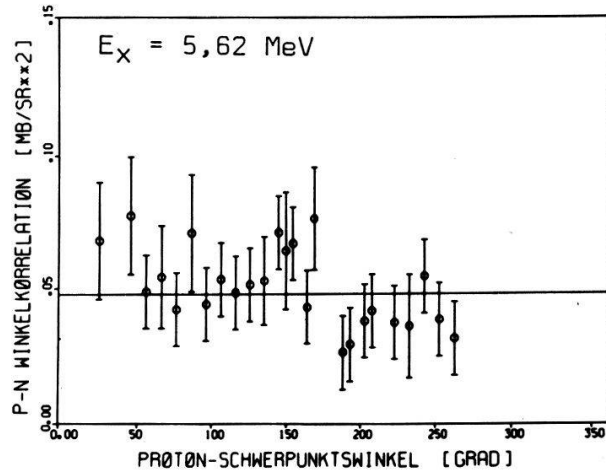
Es ist bis jetzt relativ wenig bekannt über  $^{59}\text{Cu}$ -Zustände bei so hohen Anregungsenergien. Für das Gebiet von 5,2 MeV bis 6,5 MeV existieren die Feinstrukturmessungen von Browne et al. [13]. Oberhalb 6,5 MeV aber werden nur einige wenige Zustände von Guzhovskii et al. [14] auf Grund von Streuexperimenten als Analogzustände rapportiert. Deshalb wurden diese Daten durch Messungen der elastischen Protonstreuung an unserem Institut ergänzt [36]. Mit Strippingreaktionen sind praktisch nur Pullen und Rosner [35], welche Zustände bis 7,128 MeV anführen, mit Hilfe von  $(\tau, d)$ -Messungen in dieses Gebiet vorgestossen, doch konnten von ihnen mangels einer DWBA-Analyse für diese teilcheninstabilen Zustände weder Drehimpuls noch Resonanzbreite angegeben werden. Tabelle III zeigt, dass alle Zustände, welche von Pullen und Rosner aufgeführt werden, im vorliegenden Experiment ebenfalls beobachtet werden konnten.

Bis auf die Niveaus bei 5,24 MeV und 5,62 MeV konnten alle analysierten Resonanzen als Zustände mit Bahndrehimpuls  $l \geq 2$  identifiziert werden. All die  $l = 0$  und  $l = 1$  Zustände, die in den  $(p, p)$ -Messungen besonders häufig und ausgeprägt zu beobachten sind, treten hier praktisch nicht in Erscheinung. Die ermittelten Resonanzbreiten sind sehr klein. Die Feststellungen, die schon beim Calcium bezüglich der elastischen Streuung vermerkt wurden, treffen hier deshalb noch in vermehrtem Masse zu. Der hohe Drehimpuls und die kleinen Breiten implizieren, dass diese Zustände in den  $(p, p)$ -Messungen nur schwach angeregt werden und

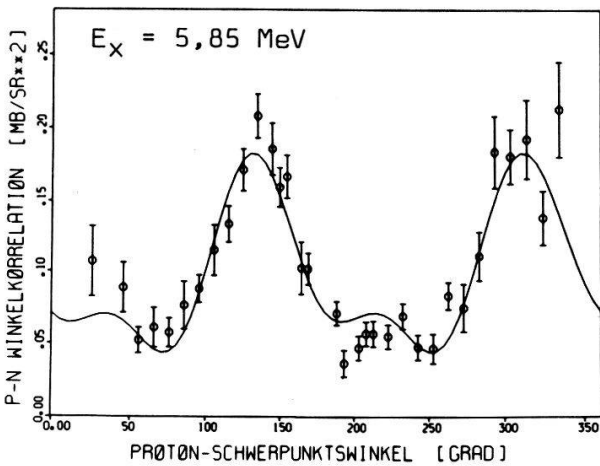
schwierig zu untersuchen sind. Spinzustände sind für diese Zustände kaum mehr zuverlässig und die Breiten sind sehr unsicher. Schon Browne et al. [13] weisen auf die Schwierigkeiten hin, für  $l = 2$  Resonanzen Spinwerte zu unterscheiden und geben für die Breiten bis 50% Fehler an. Noch viel stärker gelten diese Einschränkungen für die Messungen von Ref. [36] (schlechte Auflösung, hohe Niveaudichte). Diese Tatsachen unterstreichen noch einmal die Bedeutung der Strippingreaktion als komplementäre Methode zur Untersuchung von Zuständen mit hohem Spin, umso mehr als Figur 8 zeigt, dass diese Zustände selektiv und vergleichsweise stark angeregt werden.



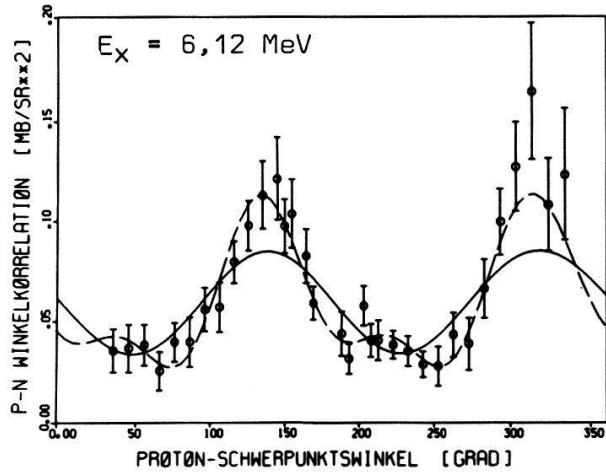
$$J^\pi = 1/2^-$$



$$J^\pi = 1/2^-$$



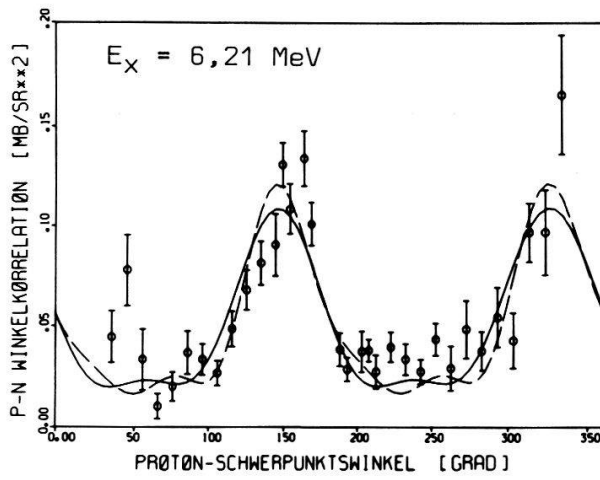
$$J^\pi = 5/2^+$$



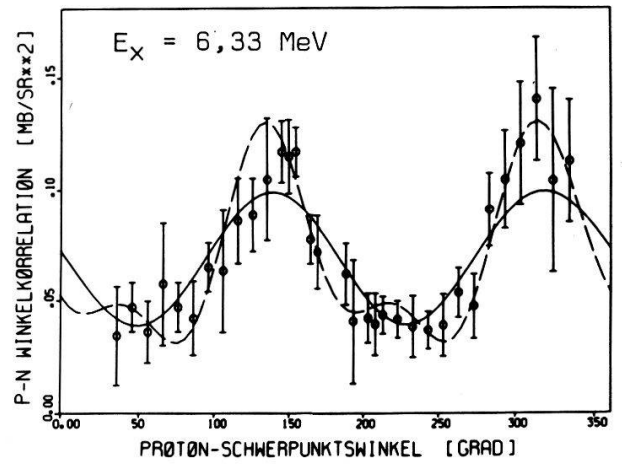
$$J^\pi = 3/2^+ \text{ ——— ; } 5/2^+ \text{ - - -}$$

Figur 12

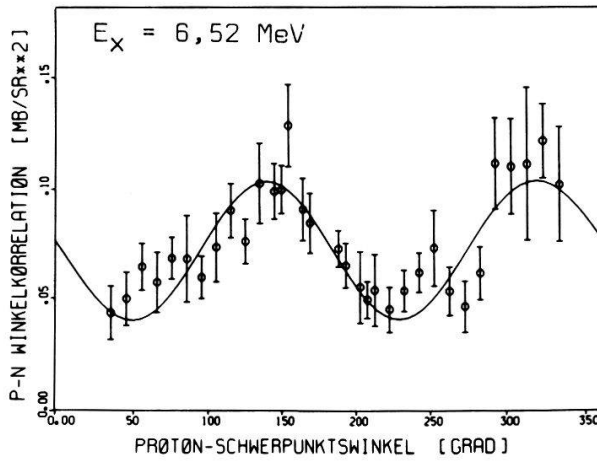
Proton-Neutron-Winkelkorrelationen. Winkelverteilungen der Protonen in der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(d, n)^{59}\text{Cu}(p)^{59}\text{Ni}$  für die untersuchten Zustände im  $^{59}\text{Cu}$  in der Reihenfolge zunehmender Anregungsenergie. In der Ordinate ist der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_n d\Omega_p$  aufgetragen, in der Abszisse der Emissionswinkel des Protons im Ruhesystem des  $^{59}\text{Cu}$ -Kerns bezüglich der Richtung des einfallenden Deuterons. Die eingezeichneten Kurven entsprechen den DWBA-Rechnungen für jene Spin-Paritätskombinationen, welche die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergaben.



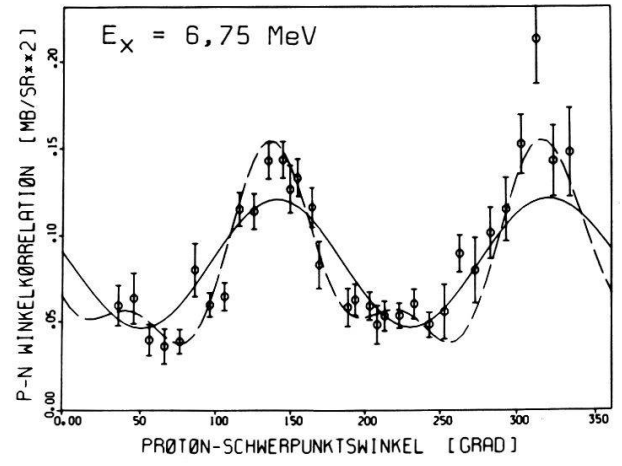
$J^\pi = 5/2^-$  — ;  $7/2^-$  - - -



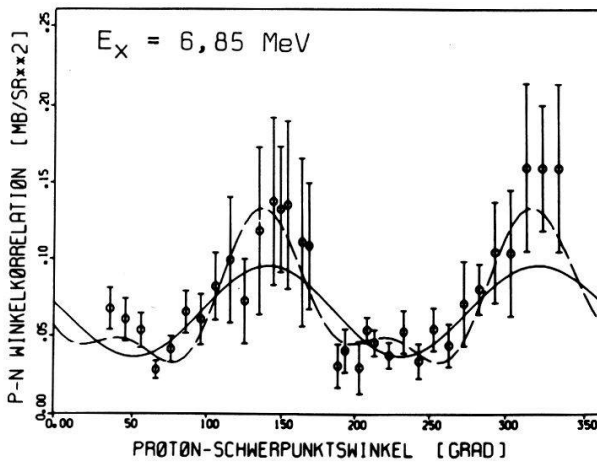
$J^\pi = 3/2^+$  — ;  $5/2^+$  - - -



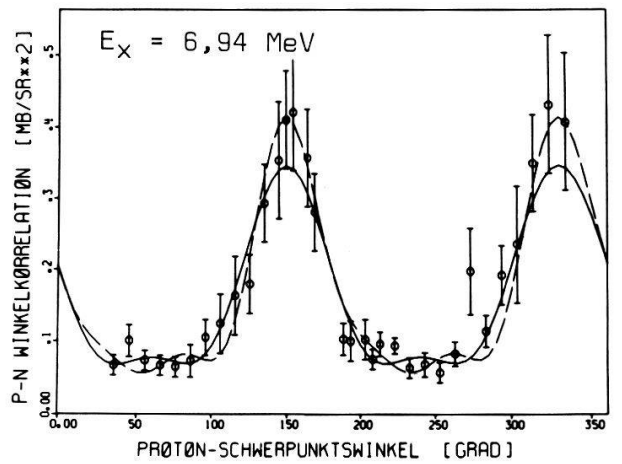
$J^\pi = 3/2^+$



$J^\pi = 3/2^+$  — ;  $5/2^+$  - - -

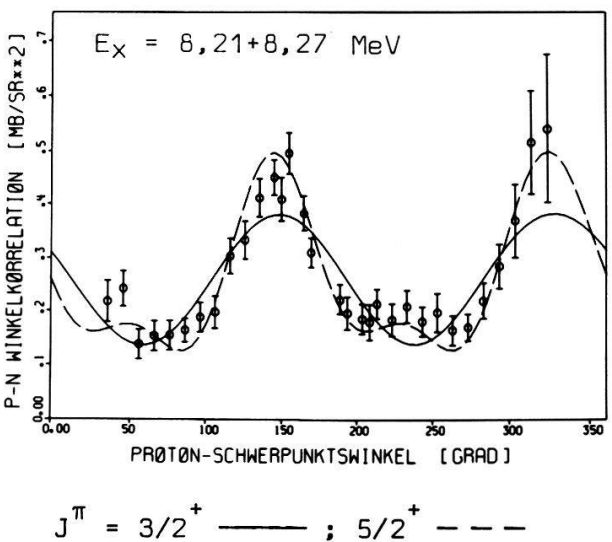
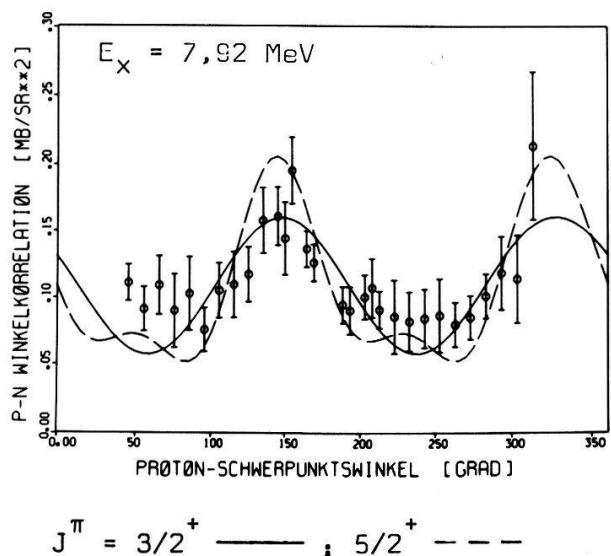
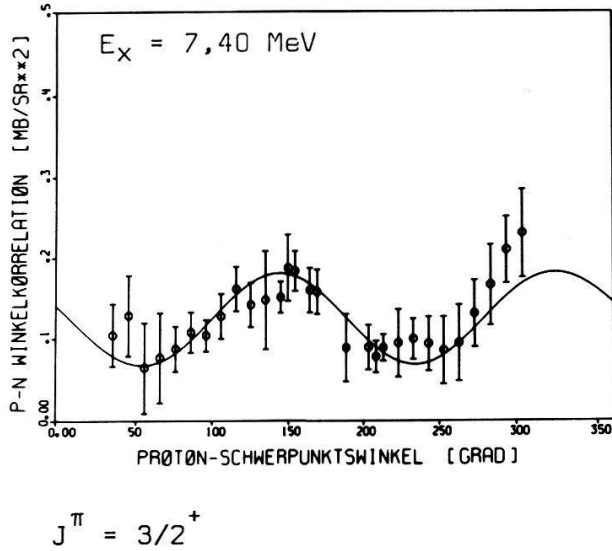
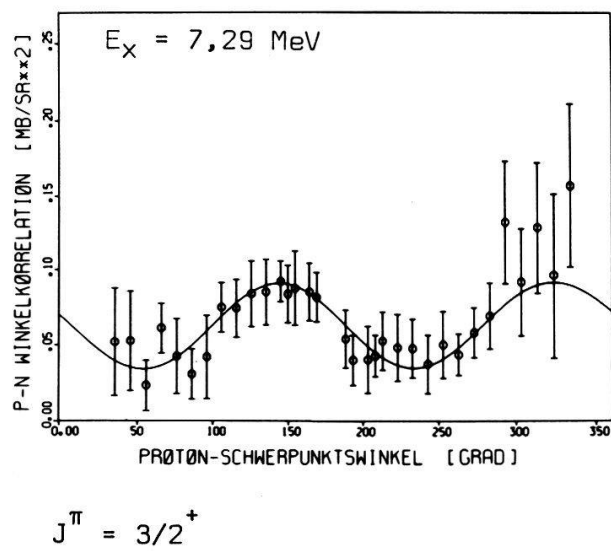
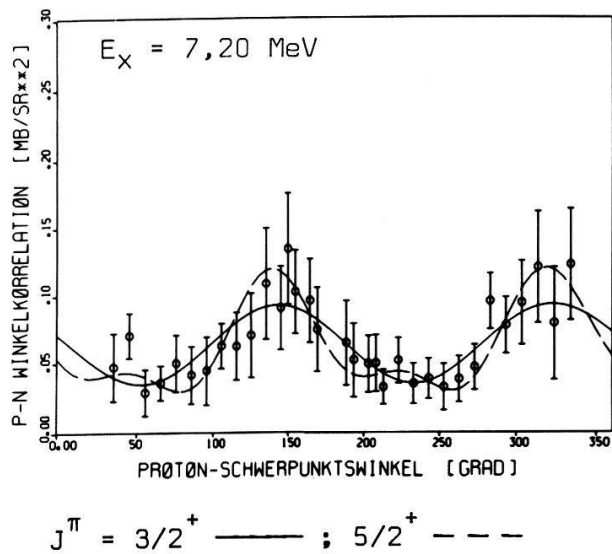
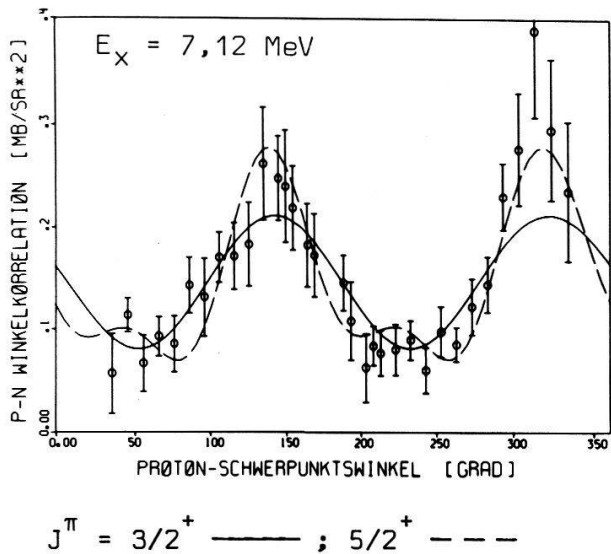


$J^\pi = 3/2^+$  — ;  $5/2^+$  - - -



$J^\pi = 5/2^-$  — ;  $7/2^-$  - - -

Figur 12—(Fortsetzung)



Figur 12—(Fortsetzung)

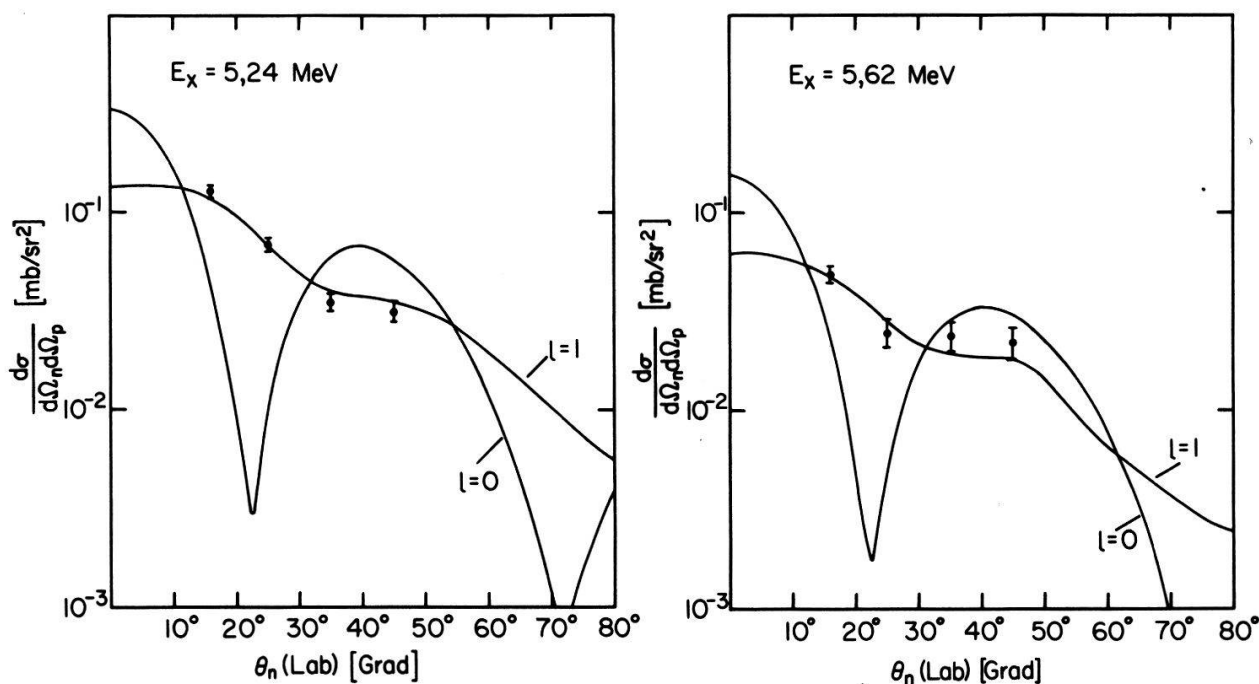
In Anbetracht dieser Situation zeigt ein Vergleich der Resonanzparameter beider Experimente sicher übereinstimmenden Charakter:

### 1) Spin und Parität

Die Resonanzen, die in der  $(d, pn)$ -Reaktion auftreten und bis auf vier Ausnahmen als  $l = 2$  Zustände identifiziert werden konnten, entsprechen praktisch allen  $l = 2$  Zuständen, die durch elastische Streuung in diesem Energiebereich bevölkert wurden, obwohl im Korrelationsexperiment nicht alle  $l = 2$  Zustände aufgelöst werden konnten.

Die beiden untersten Resonanzen bei 5,24 MeV und 5,62 MeV offenbarten sich auf Grund ihrer isotropen Winkelkorrelationen als Spin 1/2 Zustände. Aus der Neutronenwinkelverteilung (Fig. 13) ergibt sich für beide Niveaus  $l = 1$ . Die Zuordnung  $J^\pi = 1/2^-$  ist im ersten Fall in Übereinstimmung mit derjenigen von Browne et al. [13] für den Zustand bei 5,227 MeV, während sie im zweiten Fall der  $J_\pi = 1/2^-$  Zuteilung von Ref. [13] für ein Niveau bei 5,595 MeV widerspricht. Diese Unverträglichkeit ist umso schwerer verständlich, als dass es sich in beiden Messungen um eine isolierte Resonanz handelt. Die Tatsache, dass durch den grossen Raumwinkel des Neutronenzählers die ausgeprägte Struktur, welche die Neutronenwinkelverteilungen für  $l = 0$  aufweisen, verwischt wird, scheint diese Diskrepanz alleine nicht erklären zu können.

Im Strippingexperiment wurden zusätzlich zwei (eventuell drei) Resonanzen (6,21 MeV; 6,85 MeV; 6,94 MeV) als Zustände mit Bahndrehimpuls  $l = 3$  identifiziert, die in den Streuexperimenten nicht angeregt wurden und  $l = 2$  Zustände verdecken, welche in den  $(p, p)$ -Messungen bei diesen Energien beobachtet wurden.



Figur 13

Neutronenwinkelverteilungen der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(d, n)^{59}\text{Cu}$  im Falle der Resonanzen bei 5,24 MeV und 5,62 MeV welche eine isotrope Winkelkorrelation aufweisen. Die eingezeichneten Kurven entsprechen den DWBA-Rechnungen für  $l = 0$  und  $l = 1$ . In beiden Fällen ergibt sich auf Grund der isotropen Winkelkorrelation (nur mit Spin 1/2 vereinbar) und der Neutronenwinkelabhängigkeit ( $l = 1$ )  $J^\pi = 1/2^-$ .

Oberhalb 7,6 MeV wurden noch acht Resonanzen beobachtet, wobei drei (7,92 MeV; 8,21 MeV; 8,27 MeV) analysiert und als  $l = 2$  Zustände identifiziert werden konnten.

## 2) Resonanzbreiten

Bei der Gegenüberstellung der Resonanzbreiten müssen die allgemeinen Erwägungen über die Vertrauenswürdigkeit dieser Grössen (vgl. Calcium) in Betracht gezogen werden. Der Vergleich wird noch dadurch erschwert, dass in mehreren Fällen verschiedene Resonanzen, die in den Messungen der elastischen Streuung beobachtet wurden, im Korrelationsexperiment nicht aufgelöst werden konnten. Wo aber die Resonanzen gut getrennt sind, schält sich die Tendenz heraus, dass die  $\Gamma_0^p(d, np)$ -Werte bei gleicher Spinannahme im Mittel ungefähr um einen Faktor zwei grösser sind.

Die Resultate in Tabelle III geben abschliessend zu folgenden Feststellungen Anlass:

1) Die Analyse von  $(d, pn)$ -Messungen am  $^{58}\text{Ni}$  hat spektroskopische Erkenntnisse hinsichtlich protoninstabiler Zustände im  $^{59}\text{Cu}$ , vornehmlich von höherem Drehimpuls ( $l \geq 2$ ), gebracht, wobei einerseits Resultate aus Streuexperimenten bekräftigt und andererseits Auskünfte über zusätzliche Niveaus ( $l = 3, E_x > 7,6$  MeV) gewonnen werden konnten.

2) Da nicht immer eindeutige Spinzuordnungen möglich waren, ist es schwierig, klare Schlussfolgerungen bezüglich der Resonanzbreiten zu ziehen. Glaubt man, trotz der grossen Schwankungsbreite der  $\Gamma_0^p$ -Werte, dass eine echte Diskrepanz zwischen den beiden Experimenten vorliegt, so ist die Ursache in einer Unzulänglichkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte zu suchen. In Anbetracht der guten Uebereinstimmung, die im Falle des  $^{40}\text{Ca}$  erzielt wurde, deutet dies darauf hin, dass beim Nickel die Einteilchennäherungen nicht so gut zutreffen. Diese Tatsache wird noch dadurch untermauert, dass, während im  $^{41}\text{Sc}$  einige Zustände, welche als Zustände mit ausgeprägtem Einteilchencharakter verstanden werden können, besonders stark angeregt werden, im  $^{59}\text{Cu}$  alle Resonanzen etwa gleich stark auftreten. Der Vergleich der Resonanzbreiten gibt in diesem Fall somit Auskunft, wie glaubwürdig spektroskopische Faktoren (Resonanzbreiten) überhaupt sind, wenn nicht ausgesprochene Einteilchenzustände vorliegen.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] L. JARCZYK, J. LANG, R. MÜLLER, D. BALZER, P. VIATTE and P. MARMIER, Phys. Rev. C8 68 (1973).
- [2] J. F. VALLEY, J. LANG, R. MÜLLER and P. MARMIER, Nucl. Phys. A184, 577 (1972).
- [3] H. W. BARZ, V. E. BUNAKOV and A. M. EL-NAIEM, Nucl. Phys. A217, 141 (1973).
- [4] H. FUCHS, H. HOMEYER, TH. LORENZ and H. OESCHLER, Phys. Lett. 37B, 285 (1971); H. FUCHS, H. HOMEYER, H. OESCHLER, R. LIPPERHEIDE and K. MÖHRING, Nucl. Phys. A196, 286 (1972); J. BOMMER, M. EPKO, H. FUCHS, K. GRABISCH and H. OESCHLER, Phys. Lett. 52B, 421 (1974); J. BOMMER, M. EPKO, H. FUCHS, K. GRABISCH and H. KLUGE, Nucl. Phys. A251, 257 (1975).
- [5] M. D. COOPER, W. F. HORNYAK and P. G. ROOS, Nucl. Phys. A218, 249 (1974); L. R. MEDSKER, H. E. JACKSON and Y. L. YNTEMA, Phys. Rev. C9, 1851 (1974); L. R. MEDSKER, H. T. FORTUNE and S. C. HEADLEY, Phys. Rev. C12, 401 (1975).
- [6] S. E. DARDEN, S. SEN, H. R. HIDDLESTON, J. A. AYMAR and W. A. YOH, Nucl. Phys. A208, 77 (1973); S. SEN, S. E. DARDEN, H. R. HIDDLESTON and W. A. YOH, Nucl. Phys. A219, 429 (1974).

- [7] D. A. GEDCKE, S. T. LAM, S. M. TANG, G. M. STINSON, J. T. SAMPLE, T. B. GRANDY, W. J. McDONALD, W. K. DAWSON and G. C. NEILSON, Nucl. Phys. *A134*, 141 (1969).
- [8] P. M. ENDT and C. VAN DER LEUN, Nucl. Phys. *A214*, 481 (1973).
- [9] W. MITTIG, Thèse, Université de Paris-Sud (unveröffentlicht).
- [10] E. KOLTAY, L. MESKO and L. VÉGH, Nucl. Phys. *A249*, 173 (1975).
- [11] D. H. YOUNGBLOOD, R. L. KOZUB, R. A. KENEFICK and J. C. HIEBERT, Phys. Rev. *C2*, 477 (1970).
- [12] B. CASTEL, I. P. JOHNSTONE, B. P. SINGH and K. W. C. STEWART, Can. J. Phys. *50*, 1630 (1972).
- [13] J. C. BROWNE, H. W. NEWSON, E. G. BILPUCH and G. E. MITCHELL, Nucl. Phys. *A153*, 481 (1970).
- [14] I. M. BORKIN, B. YAI. GUZHOVSKII, V. S. RUDNEV, A. P. SOLODOVNIKOV, and S. V. TRUSILLO, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. *30*, 277 (1967); B. YA. GUZHOVSKII, I. M. BORKIN, A. G. ZVENIGORODSKII, V. S. RUDNEV, A. P. SOLODOVNIKOV and S. V. TRUSILLO, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. *33*, 119 (1969).
- [15] H. EICHNER, H. STEHLE and P. HEISS, Nucl. Phys. *A205*, 249 (1973); J. C. HEGGIE and P. W. MARTIN, Nucl. Phys. *A212*, 78 (1973).
- [16] O. F. NEMETS, M. V. SOKOLOV and B. G. STRUZHKO, Sov. J. Nucl. Phys. *1*, 722 (1965); O. F. NEMETS, V. M. PUGACH, M. V. SOKOLOV and B. G. STRUZHKO, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. *32*, 235 (1968); O. F. NEMETS, V. M. PUGACH, M. V. SOKOLOV and B. G. STRUZHKO, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. *34*, 1523 (1970).
- [17] C. L. FINK, B. L. COHEN, J. C. VAN DER WEERD and R. J. PETTY, Phys. Rev. *185*, 1568 (1969).
- [18] R. MÜLLER, U. PEYER, W. WÖFLI, J. HALL and M. SUTER, Nucl. Instr. and Meth. *104*, 125 (1972).
- [19] J. UNTERNÄHRER und R. MÜLLER, Nucl. Instr. and Meth. *128*, 373 (1975).
- [20] R. MÜLLER, *Jahresbericht des Laboratoriums für Kernphysik*, ETH Zürich (1972), p. 163.
- [21] J. JARCZYK, J. LANG, R. MÜLLER, J. UNTERNÄHRER und P. VIATTE, *Jahresbericht des Laboratoriums für Kernphysik*, ETH Zürich (1972), p. 180.
- [22] G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. *55*, 1 (1964).
- [23] W. TOBOCMAN, *Theory of Nuclear Reactions* (Oxford University Press, New York 1961).
- [24] C. M. VINCENT and H. T. FORTUNE, Phys. Rev. *C2*, 782 (1970).
- [25] F. RYBICKI, T. TAMURA and G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. *A146*, 659 (1970); H. J. ROSE and D. M. BRINK, Phys. Rev. *39*, 306 (1967).
- [26] M. SIMONIUS, Phys. Lett. *37B*, 446 (1971).
- [27] S. GALES, S. FORTIER, H. LAURENT, J. M. MAISON and J. P. SCHAPIRA, Phys. Lett. *56B* 449 (1975).
- [28] T. TAMURA, W. R. COKER and F. RYBICKI, Comp. Phys. Comm. *2*, 94 (1971).
- [29] P. SCHWANDT and W. HABERLI, Nucl. Phys. *A123*, 401 (1969).
- [30] J. A. R. GRIFFITH, M. IRSHAD, O. KARBAN and S. ROMAN, Nucl. Phys. *A146*, 193 (1970).
- [31] C. M. PEREY and F. G. PEREY, Nucl. Data Tables *13*, 296 (1974).
- [32] L. L. LEE, JR., J. P. SCHIFFER, B. ZEIDMANN, G. R. SATCHLER, R. M. DRISKO and R. H. BASSEL, Phys. Rev. *136*, B971 (1964); R. H. BASSEL, R. M. DRISKO, G. R. SATCHLER, L. L. LEE, JR., J. P. SCHIFFER and B. ZEIDMANN, Phys. Rev. *136*, B960 (1964).
- [33] L. ROSEN, *Proc. 2nd Internat. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons* (Karlsruhe, September 1965), edited by P. HUBER and H. SCHOPPER, Helv. Phys. Acta, Exp. Suppl. *12*, 410 (1966).
- [34] R. LIPPERHEIDE and K. MÖHRING, Nucl. Phys. *A211*, 125 and 136 (1973).
- [35] D. J. PULLEN and BARUCH ROSNER, Phys. Rev. *170*, 1034 (1968).
- [36] P. VIATTE, Dissertation, ETH Zürich (1975), unveröffentlicht.