

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

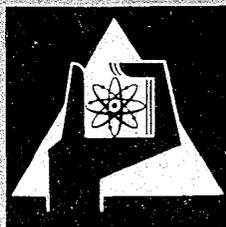
November 1968

KFK 890

Institut für Experimentelle Kernphysik

Messung der Neutronenpolarisation bei der Reaktion
 $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ mit Hilfe der Mott-Schwinger-Streuung

H. Brückmann, W. Kluge, L. Schänzler



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

November 1968

KFK 890

Institut für Experimentelle Kernphysik

Messung der Neutronenpolarisation bei der Reaktion
 $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}$ mit Hilfe der Mott-Schwinger-Streuung

H. Brückmann, W. Kluge und L. Schänzler

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

Zur Veröffentlichung in der Zeitschrift für Physik
vorgesehen

Abstract

The polarization of neutrons produced in the reaction $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ was measured. Deuterons from the Karlsruhe isochronous cyclotron were used to induce this reaction at 51.5 MeV laboratory energy. The degree of polarization was determined by using the special features of Mott-Schwinger scattering. With an uranium scatterer analysing efficiencies of up to 0.92 can be obtained at very small angles (0.23°). The analysing efficiency can be calculated if the differential cross section at 0° and the total cross section is known. These quantities were experimentally determined. The differential cross section for 49.5 MeV neutrons, scattered by uranium, was measured between 0.88° and 2.10° . By an extrapolation the value 43.4 ± 2.6 b/sr was found for the nuclear differential cross section at zero degree. A total cross section of $\sigma_t = 4.81 \pm 0.22$ b was obtained. The neutron polarization was measured at a reaction angle of 24.5° and the result is $P = -0.45 \pm 0.07$. This value is fairly above the semiclassical $1/3$ limit and can be only explained, if spin orbit forces are taken into account. For (d,n) reactions this is the first neutron-polarization measurement above an energy of 20 MeV.

Einleitung

Unmittelbare Aussagen über die Spinabhängigkeit der Kernkräfte lassen sich aus Messungen der Neutronen- oder Protonen-Polarisation bei (d,n) und (d,p) Reaktionen ableiten. Solche Polarisationsmessungen werden im allgemeinen mit Berechnungen, die auf dem optischen Modell beruhen, verglichen. Außer den Aussagen über den spinabhängigen Anteil im optischen Potential ist mit Hilfe von experimentellen Polarisationsdaten auch eine sehr empfindliche Prüfung der anderen verwendeten Potentialparameter möglich.

Messungen der Neutronenpolarisation bei (d,n) Reaktionen wurden bisher nur mit verhältnismäßig niederenergetischen Deuteronen durchgeführt [1, 2, 3]. Oberhalb von 20 MeV sind bisher überhaupt keine Polarisationsdaten von (d,n) Reaktionen bekannt. In dieser Arbeit wird über ein Experiment berichtet, bei dem die Neutronenpolarisation bei der Reaktion $^{12}\text{C} (d,n) ^{13}\text{N}$ untersucht wurde.* Für dieses Experiment wurden Deuteronen mit 51,5 MeV von dem Karlsruher Isochron-Zyklotron verwendet.

Für den Nachweis der Polarisation wurde bei diesem Experiment die Polarisationsabhängigkeit der Mott-Schwinger-Streuung ausgenutzt [5]. Die Mott-Schwinger-Streuung beruht auf der Wechselwirkung des magnetischen Momentes des Neutrons mit dem Coulombfeld eines schweren Kernes und hat gegenüber der Streuung an ^4He oder ^{12}C zwei Vorteile: Erstens kann der Analysatorwirkungsgrad auf Grund der elektromagnetischen Natur der Wechselwirkung berechnet werden. Zweitens ist dieser Wirkungsgrad bei sehr kleinen Winkeln groß, er erreicht dort fast den Wert 1. Für Neutronen mit einer Energie von etwa 50 MeV scheiden außerdem die sonst häufig verwendeten Analysatoren ^4He und ^{12}C deshalb aus, weil Phasen-

*Dissertation L. Schänzler, Karlsruhe 1968 [4]

analysen für diesen Energiebereich nicht bekannt sind. Die Anwendung der Mott-Schwinger-Streuung für die Polarisationsanalyse ist jedoch experimentell schwierig, da der Beitrag dieser Streuung zum differentiellen Wirkungsquerschnitt nur bei außerordentlich kleinen Winkeln beträchtlich ist. Bei unserer Neutronen-Energie und Uran ist der Beitrag der Mott-Schwinger-Streuung zum Beispiel nur zwischen 0° und 2° von Bedeutung. Auf Grund dieser experimentellen Schwierigkeit ist die Mott-Schwinger-Streuung bisher auch nur von wenigen Experimentatoren [6, 7, 8] zur Polarisationsmessung von Neutronen angewendet worden.

Die Schwierigkeiten eines solchen Streuexperimentes bei kleinen Winkeln liegt darin, daß selbst kleine geometrische Asymmetrien sehr große Meßfehler zur Folge haben. Bei unseren Experimenten wurden die von geometrischen Asymmetrien herrührenden Fehler durch die Verwendung eines Spindrehmagneten vollständig ausgeschaltet.

Unsere Messungen bei 51,5 MeV Deuteronen-Energie sollten die Information liefern, ob das Vorzeichen der Polarisation mit einer Regel übereinstimmt, die bei niedrigen Energien im Hauptstrippingpeak fast allgemein gilt. Diese Regel besagt, daß die Polarisation P stets positiv für $j = \ell + \frac{1}{2}$ und negativ für $j = \ell - \frac{1}{2}$ ist (j Gesamtdrehimpuls, ℓ Bahndrehimpuls des eingefangenen Protons). Weiterhin sollte geprüft werden, ob die Polarisation den Wert $1/3$ übersteigt. Falls die Polarisation höhere Werte annimmt, müssen spinabhängige Kernkräfte wirksam sein. Dagegen lassen sich Polarisationswerte unterhalb von $1/3$ bereits mit einer halbklassischen Theorie von News [9] erklären. Diese Theorie berücksichtigt nur Zentralkräfte und schließt eine Absorption der Nukleonen ein. Außer diesen Informationen über (d,n)

Reaktionen sollte das Experiment auch noch zusätzliche Meßdaten für die Mott-Schwinger-Streuung an Uran liefern.

Mott-Schwinger-Streuung

Die Mott-Schwinger-Streuung, von Schwinger [5] 1948 theoretisch vorausgesagt, wurde nach vergeblichen Versuchen von Longley et al. [10] und Sample et al. [11] erstmals im Jahre 1955 von Voss und Wilson [6] in Harwell bei der Streuung von 100 MeV-Neutronen an Uran experimentell nachgewiesen. In den Jahren 1956 und 1958 gelang den beiden russischen Gruppen Aleksandrov und Bodorenko [12] und Gorlov, Lebedeva und Morosov [13] der Nachweis bei einer Energie von 3,5 MeV. Bowen et al. [7,8] (Harwell) untersuchten in den Jahren 1960-1962 die Mott-Schwinger-Streuung in dem Energiebereich von 18-120 MeV eingehender. Anschließend wurde sie noch von einigen weiteren Autoren [14, 15] beobachtet.

Die Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes entsteht ganz analog zu der Mott-Streuung von Elektronen durch eine Spinbahnwechselwirkung, die durch die Bewegung des magnetischen Momentes des Neutrons im Coulombfeld des streuenden Kernes hervorgerufen wird.

Im Coulombfeld eines Kernes mit der Kernladungszahl Z ergibt sich für die elektromagnetische Energie $E_{e.m.}$ der Ausdruck

$$E_{e.m.} = \frac{\mu_n}{2} \cdot \frac{Ze^2\hbar}{m^2c^2} \cdot \frac{1}{r^3} (\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) \quad (1)$$

Darin bedeuten:

m	Masse des Neutrons
μ_n	magnetisches Moment des Neutrons
\vec{L}	Bahndrehimpuls des Neutrons
r	Abstand zwischen Kernmittelpunkt und Neutron
$\vec{\sigma}$	Spinvektor

Dieser spinbahnabhängige Term (Gl. 1) ist dem Potential für reine Kernstreuung hinzuzufügen. Für die Streuung von Spin-1/2 Teilchen an spinlosen Kernen ergibt sich für die Streuamplitude $f(\vartheta)$ der Ausdruck

$$f(\vartheta) = f_0(\vartheta) + g(\vartheta) \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \quad (2)$$

In dieser Formel bedeuten \vec{n} die Normale auf die Streuebene, $f_0(\vartheta)$ die Kernstreuamplitude. Unter der Voraussetzung, daß sich die Spinabhängigkeit der Kern-Neutron-Wechselwirkung auf Grund der Kernkräfte unter sehr kleinen Winkeln nicht auswirkt, stellt $g(\vartheta)$ die von Schwinger in Bornscher Näherung angegebene Streuamplitude der Mott-Schwinger-Streuung dar.

$$g(\vartheta) = -i\gamma \cot \frac{\vartheta}{2} \quad (3)$$

Der Ausdruck für γ lautet:

$$\gamma = \frac{\mu_n}{2} \cdot \frac{Ze^2}{mc^2} \cdot \frac{\sin(2kR\sin\vartheta/2)}{2kR\sin\vartheta/2} \quad (4)$$

Hierin stellt der Term

$$\frac{\sin(2kR\sin\vartheta/2)}{2kR\sin\vartheta/2}$$

einen Korrekturfaktor dar, der von Bowen et al. [7] angegeben wurde. Dieser Faktor weicht jedoch nur bei hohen Energien und größeren Winkeln nennenswert von 1 ab.

Mit dem Ausdruck für die Streuamplitude (Gl. (2)) erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\vartheta, \varphi) = |f_0(\vartheta)|^2 + \gamma^2 \cot^2 \frac{\vartheta}{2} - 2 \operatorname{Im} f_0(\vartheta) \gamma \cot \frac{\vartheta}{2} \cdot \vec{p} \cdot \vec{n} \quad (5)$$

Im $f_0(\vartheta)$ ist der imaginäre Anteil der Kernstreuamplitude und P ist die Polarisation der Neutronen. Man erkennt, daß der Wirkungsquerschnitt nur dann polarisationsabhängig ist, wenn $f_0(\vartheta)$ einen imaginären Anteil besitzt. Wie sich mit dem optischen Theorem zeigen läßt, enthält die Kernstreuamplitude stets einen imaginären Anteil, das heißt, der Wirkungsquerschnitt für die Mott-Schwinger-Streuung ist polarisationsabhängig. Wie der Ausdruck

$$-2\text{Im} f_0(\vartheta) \gamma \cot \frac{\vartheta}{2} \cdot \vec{P} \cdot \vec{n}$$

zeigt, kommt dies durch eine Interferenz zwischen der Kernstreuamplitude und der Mott-Schwinger-Streuamplitude zustande.

Für die der Messung zugängliche Asymmetrie erhält man aus Gleichung 5

$$A = \frac{\sigma(\vartheta, 0) - \sigma(\vartheta, \pi)}{\sigma(\vartheta, 0) + \sigma(\vartheta, \pi)} = - \frac{2\text{Im} f_0(\vartheta) \gamma \cot \frac{\vartheta}{2}}{|f_0(\vartheta)|^2 + \gamma^2 \cot^2 \frac{\vartheta}{2}} \cdot P \quad (6)$$

Da die Asymmetrie A auch ganz allgemein durch das Produkt aus Analysatorwirkungsgrad $P_s(\vartheta)$ des Streuers und der Polarisation P der auftreffenden Teilchen gegeben ist, bedeutet der erste Faktor in Gleichung (6) direkt den Analysatorwirkungsgrad.

Unter der Voraussetzung, daß die Kernstreuamplitude rein imaginär ist, läßt sich zeigen, daß der Analysatorwirkungsgrad P_s in seinem Maximum den Wert 1 annimmt. Wie sich theoretisch zeigen läßt und von Experimenten bestätigt wird, ist der Realteil der Kernstreuamplitude in Vorwärtsrichtung im allgemeinen sehr klein gegenüber dem Imaginärteil. Infolgedessen sind Analysatorwirkungsgrade nahe 1 zu erwarten.

Der Analysatorwirkungsgrad läßt sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für einen unpolarisierten Strahl

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unp.}} = |f_0(\vartheta)|^2 + \gamma^2 \cot^2 \frac{\vartheta}{2} \quad (7)$$

und der Kenntnis von $\text{Im } f_0(\vartheta)$ berechnen. Nach dem optischen Theorem hängt $\text{Im } f_0(0)$ mit dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_t über die Beziehung

$$\text{Im } f_0(0) = \frac{\sigma_t}{4\pi} \cdot k \quad (8)$$

zusammen. Im Bereich sehr kleiner Streuwinkel ändert sich $\text{Im } f_0(\vartheta)$ jedoch kaum mit ϑ , infolgedessen kann in guter Näherung

$$\text{Im } f_0(0) = \text{Im } f_0(\vartheta) \quad (9)$$

gesetzt werden. Zur Bestimmung des Analysatorwirkungsgrades für eine bestimmte Neutronen-Energie müssen also nur die beiden Größen σ_t und $d\sigma/d\Omega_{\text{unpol}}$ experimentell ermittelt werden.

Experimentelle Anordnung und Meßprinzip

Eine Skizze der experimentellen Anordnung ist in Fig. 1 gezeigt. Der Deuteronenstrahl des Karlsruher Isochron-Zyklotrons trifft nach Durchlaufen eines Strahlführungssystems in einer Streukammer auf ein Kohlenstofftarget und erzeugt dort durch Kernreaktionen ein Spektrum schneller Neutronen [16]. Die Neutronen, die unter $24,5^\circ$ emittiert werden, treffen nach einem Flugweg von 4,80 m auf einen 6 cm dicken Uran-Streuer. Die unter sehr kleinen Winkeln ($\vartheta \approx 1^\circ$) im Uran gestreuten Neutronen werden in 2 Detektoren nachgewiesen. Hinter der Streukammer befindet sich ein Faradaykäfig mit dem die Zahl der primären Deuteronen bestimmt werden kann.

Experimentelle Anordnung

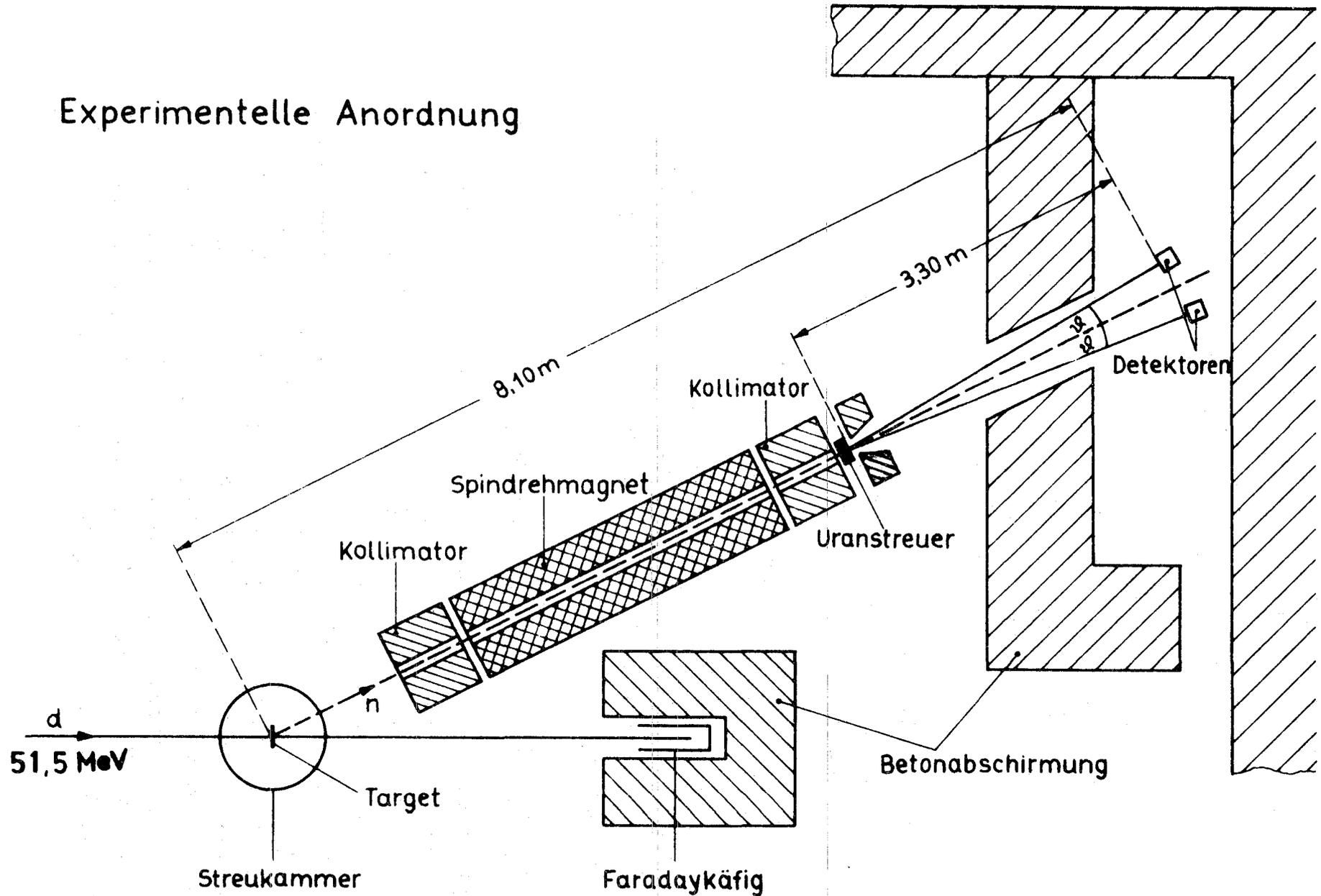


Fig. 1 Experimenteller Aufbau. Der Spindrehmagnet ändert die Spinrichtung der Neutronen um $\pm 90^\circ$. Die übliche Rechts-Links-Asymmetrie geht dadurch in eine Oben-Unten-Asymmetrie über. Die beiden Detektoren stehen daher übereinander.

Als Target diente eine dünne Scheibe von 3 cm Durchmesser und 0,3 mm Dicke ($37,5 \text{ mg/cm}^2$), die aus reinster Spektralkohle hergestellt war. Der Energieverlust der Deuteronen im Target betrug 0,7 MeV. Der aus dem Zyklotron extrahierte Deuteronenstrahl wurde auf eine Kreisfläche von 2 mm Durchmesser im Zentrum der Streukammer fokussiert. Es konnte auch bei langen Meßzeiten erreicht werden, daß der Strahlfleck seine Größe und Lage nur um weniger als 1 mm änderte. Die Stabilität und Größe des Strahlfleckes ist in diesem Experiment von besonderer Bedeutung, da eine Asymmetriemessung bei sehr kleinen Streuwinkeln ausgeführt wird.

Der Neutronenstrahl muß sehr gut kollimiert werden. Mit zwei Bleikollimatoren zwischen dem Target und dem Uranstreuer wird erreicht, daß keine Neutronen zu den Detektoren gelangen können, die nicht am Uran gestreut wurden. Begrenzend ist der Kollimator, der sich unmittelbar vor dem Uranstreuer befindet. Beide Kollimatoren sind 50 cm lang, 30 cm breit und 25 cm hoch. Der vordere nicht begrenzende Kollimator besitzt eine Öffnung von 3 cm Breite und 1 cm Höhe. Der hintere Kollimator hat eine Öffnung von 6 cm x 2 cm. Um Streuung an den Innenflächen der Kollimatoren auf ein Minimum zu reduzieren, sind die Öffnungen der Kollimatoren der Divergenz des Neutronenstrahles angepaßt. Mit dieser Geometrie können Messungen bis zu einem minimalen Winkel von $0,8^\circ$ vorgenommen werden, ohne daß die Szintillatoren in den primären Neutronenstrahl ragen.

Geometrisch bedingte falsche Asymmetrien, die bei den kleinen Streuwinkeln von etwa 1° unvermeidlich wären, werden durch einen Spindrehmagneten ausgeschaltet. Dieser 2,48 m lange Magnet gestattet es, die Spinrichtung der Neutronen in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung um $\pm 90^\circ$ zu drehen. Der Magnet besteht aus einem Solenoid, das von einem Eisenmantel umgeben ist.

Die Größe $\int \vec{H} \cdot d\vec{l}$ (\vec{H} magnetische Feldstärke, $d\vec{l}$ Weg-element), die bei vorgegebener Neutronen-Energie den Drehwinkel des Spins festlegt, wurde durch eine genaue Ausmessung des Magnetfeldes ermittelt. Bei der maximalen Stromstärke von 400 A wurde eine magnetische Feldstärke von 4,5 kG erreicht. Die Größe $\int \vec{H} \cdot d\vec{l}$ beträgt in diesem Falle $8,09 \pm 0,09 \cdot 10^5$ AW. Um etwaige Beeinflussungen der Multiplier durch magnetische Streufelder zu erfassen, wurde das Magnetfeld auch außerhalb des Solenoids gemessen. In 10 cm Abstand von den Magnetenden hatte das Streufeld bei maximaler Stromstärke nur die doppelte Erdfeldstärke. Damit ist eine Beeinflussung der in 3,30 m Entfernung aufgestellten Multiplier nicht mehr möglich.

Als Neutronendetektoren wurden Szintillationszähler verwendet. Die Szintillatoren haben die Abmessungen: 6 cm Breite, 6 cm Tiefe und 4 cm Höhe. Sie sind aus dem Material NE 102A hergestellt. Diese Detektoren sind oberhalb bzw. unterhalb des primären Neutronenstrahles verschiebbar montiert. Es läßt sich ein Streuwinkelbereich von 0° bis 3° überstreichen. Die Position der Detektoren kann relativ zu einer festen Marke auf $1/10 \text{ mm} \cong 0,002^\circ$ genau bestimmt werden. Die beiden Detektoren müssen gegen Untergrundstrahlung sehr gut abgeschirmt sein. Sie stehen deshalb in einem eigenen Meßbunker, der 1 m dicke Wände besitzt. Zusätzlich ist der Faradaykäfig mit einer 50 - 100 cm dicken Betonwand umgeben.

Die folgende Erläuterung der Meßmethode beschränkt sich auf eine prinzipielle Darstellung des Verfahrens. Bei einer Deuteronenenergie von 51,5 MeV und Kohlenstoff als Target ist ein ganzes Energiespektrum der Neutronen zu erwarten. Die Polarisation soll jedoch nur an einer einzelnen monoenergetischen Neutronengruppe gemessen werden.

Infolgedessen wird die Energie der Neutronen über eine Flugzeitmessung bestimmt. Der aus dem Karlsruher Zyklotron extrahierte Strahl ist für solche Flugzeitmessungen sehr gut geeignet, da sich Strahlimpulse von sehr kurzer Dauer (minimal 0,2 nsec) herstellen lassen [16, 17, 18]. Der zeitliche Abstand dieser Strahlimpulse ist durch die Frequenz der Zyklotron-Beschleunigungsspannung gegeben und beträgt 30 nsec.

Für die Messung der Zeit, die die Neutronen für den Flugweg zwischen Target und Detektor brauchen, werden ein Startsignal und ein Ankunftssignal benötigt. Die Neutronen starten am Target alle zu Zeitpunkten, die einer festen Phase der HF-Beschleunigungsspannung des Zyklotrons entsprechen. Das Startsignal läßt sich infolgedessen aus der HF-Spannung ableiten. Das Ankunftssignal muß von dem Detektor geliefert werden. An dieses Stoppsignal ist die Anforderung zu stellen, daß seine zeitliche Lage nicht von der auftretenden Impulshöhe beeinflusst wird. Durch Anwendung einer speziellen Nulldurchgangsmethode wird diese geforderte Amplitudenunabhängigkeit und ein minimaler "time-jitter" erreicht [19].

Ein Flugzeitkreis wandelt die Zeitdifferenz zwischen dem Startimpuls (HF) und dem Stoppimpuls in eine Impulshöhe um. Damit ist jedoch die Flugzeit der Neutronen noch nicht eindeutig bestimmt. Neutronen aus verschiedenen Primärimpulsen können sich wegen des kurzen zeitlichen Abstandes der Strahlimpulse (30 nsec) auf dem Flugweg überholen. Die dadurch entstehende Vieldeutigkeit kann durch eine verhältnismäßig grobe Energiemessung aufgehoben werden. Dazu wird den Detektoren ein Signal entnommen, das der Rückstoßprotonen-Energie in den organischen Szintillatoren proportional ist.

Dieses Energiesignal und der zugehörige Impuls aus dem Flugzeitkreis werden in einem 2-dimensionalen Vielkanalanalysator gespeichert. Die Einzelheiten unseres speziellen Verfahrens sind in der Literatur beschrieben [16, 18]. Für das vorliegende Doppelstreuexperiment ist eine hohe Neutronenansprechwahrscheinlichkeit erforderlich, infolgedessen werden statt eines Rückstoßprotonenteleskops einzelne dicke Szintillatoren verwendet.

Das Ergebnis einer solchen Messung mit Kohlenstoff als Target zeigt Fig. 2. In diesem Bild sind deutlich zwei senkrechte Bänder zu erkennen, die von zwei monoenergetischen Neutronengruppen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ herrühren. Dem linken Band sind Reaktionen zuzuordnen, bei denen ^{13}N im Grundzustand zurückbleibt. Das rechte stärkere Band rührt von Reaktionen her, bei denen der Restkern ^{13}N in einem angeregten Zustand verbleibt (3 nicht aufgelöste Zustände). An die beiden Bänder schließt sich nach rechts eine kontinuierliche Verteilung an, die hauptsächlich von Deuteronen-break-up Reaktionen herrührt. Das Kontinuum setzt sich nach Erreichen des rechten Bildrandes am linken Rande fort und ist schließlich dem unteren Teil der beiden Bänder überlagert. Für die Auswertung der Bänder und des Kontinuums wurde nur der Bereich verwendet, in dem die Neutronen-Energie eindeutig der Flugzeit zugeordnet ist. Das aus Fig. 2 gewonnene Neutronen-Energiespektrum, bei dem die Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren allerdings noch nicht berücksichtigt ist, wird in Fig. 3 gezeigt.

Um eine einwandfreie Asymmetriemessung zu gewährleisten, wurde das beschriebene Verfahren auf beide Detektoren angewendet. Die beiden Neutronenspektren konnten dann mit Hilfe einer Steuereinheit simultan in dem Vielkanalanalysator registriert werden.

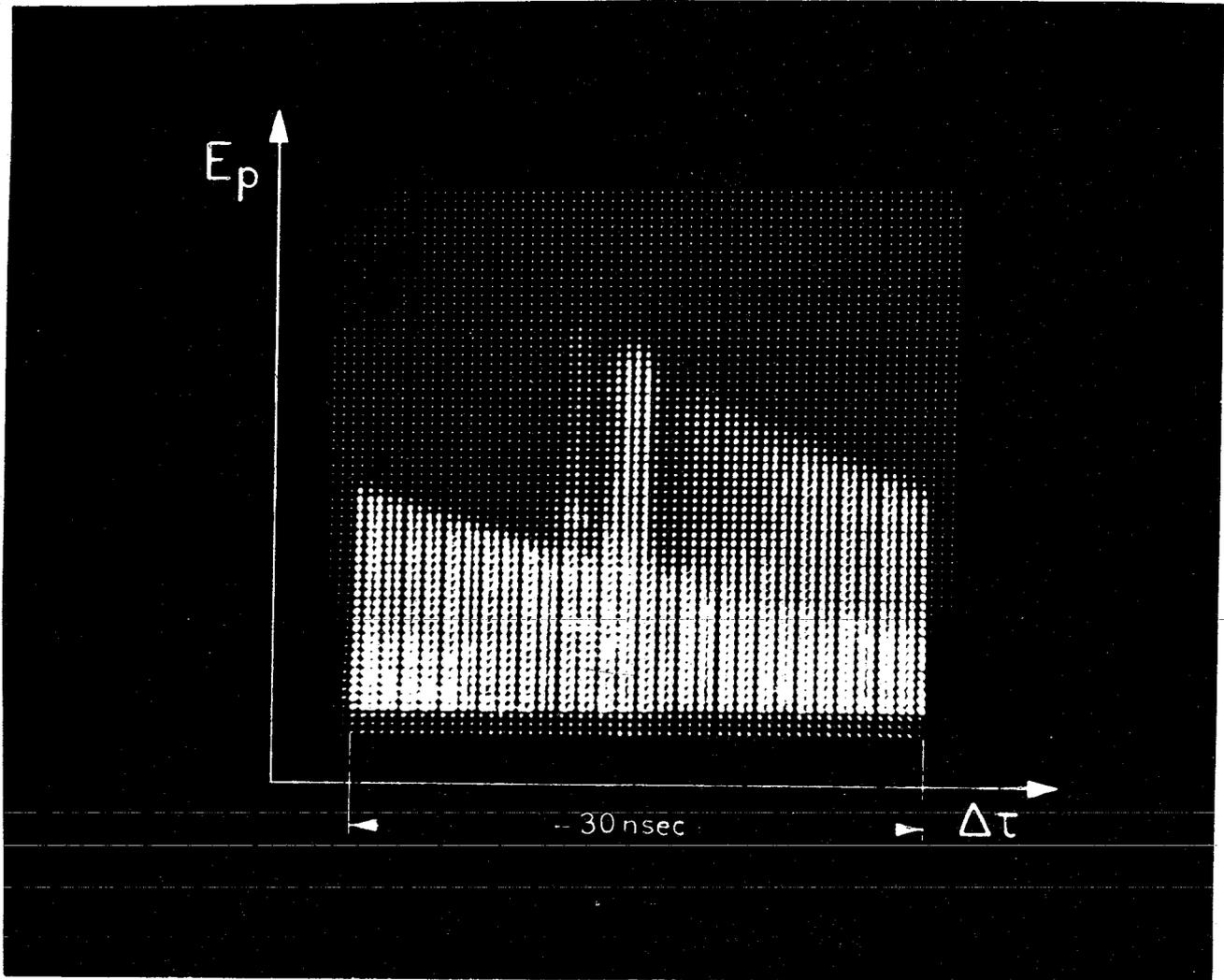


Fig. 2 Vielkanalbild eines Neutronenflugzeitspektrums

Aufgetragen ist nach oben die von den Neutronen im Szintillator abgegebene Energie E (Energie der Rückstoßprotonen) und nach rechts die Zeitdifferenz $\Delta\tau$. In den untersten Kanälen sind die Ereignisse durch einen Integraldiskriminator und eine Torschaltung unterdrückt, damit die große Anzahl der niederenergetischen Ereignisse den Vielkanalanalysator nicht blockiert. Dadurch konnten Totzeiten von $< 3 - 5 \%$ erreicht werden.

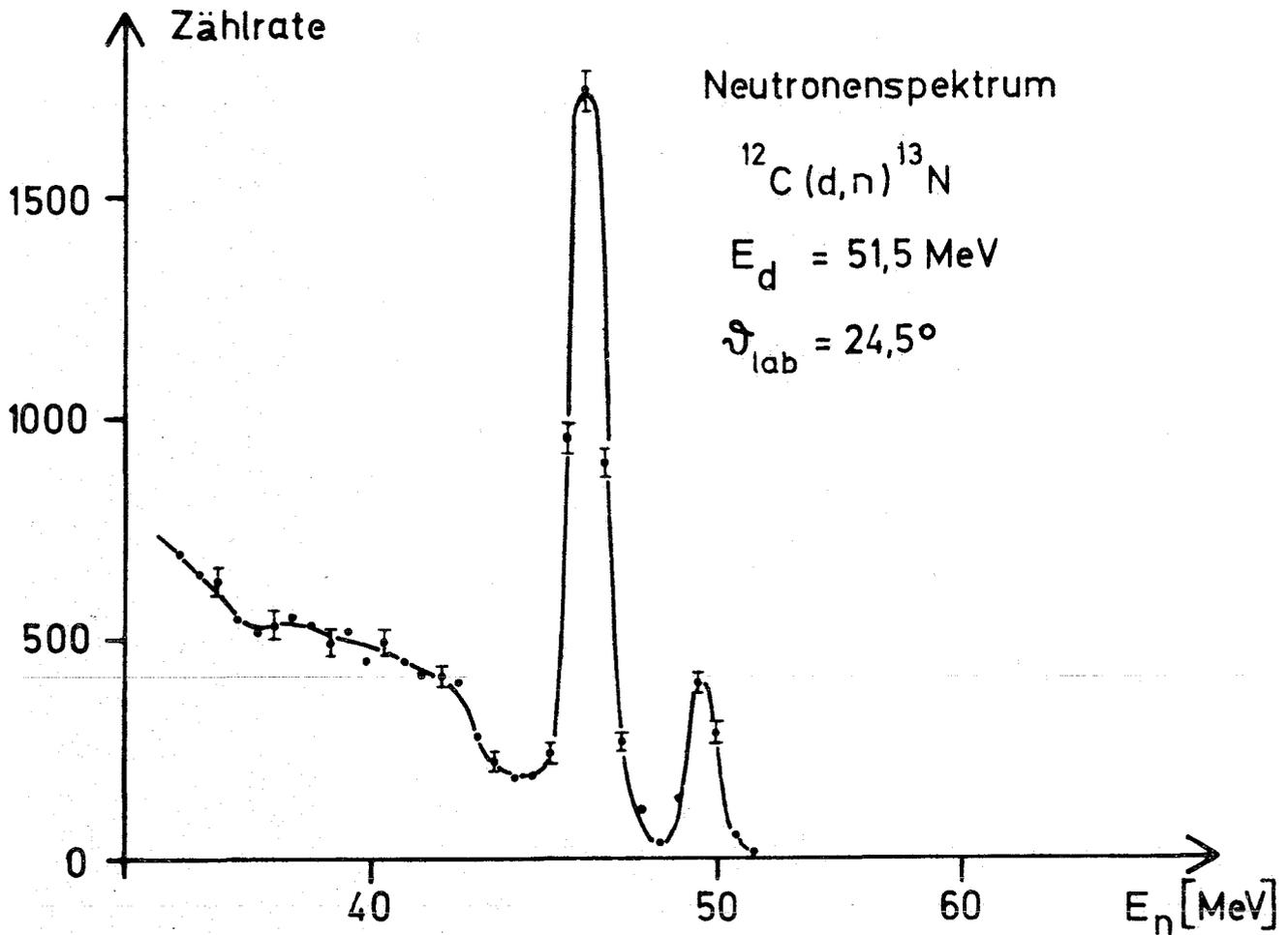


Fig. 3 Neutronen-Energiespektrum

Meßergebnisse und Diskussion

Zur Berechnung des Analysatorwirkungsgrades von Uran und zur Bestimmung der Neutronenpolarisation ist die Kenntnis des totalen Neutronenwirkungsquerschnittes, des differentiellen Wirkungsquerschnittes und die Messung der Asymmetrie erforderlich. Der totale Wirkungsquerschnitt von Uran wurde mit einer Transmissionsmessung bestimmt. Dabei gilt für den totalen Wirkungsquerschnitt σ_t die Beziehung

$$\sigma_t = \frac{1}{N_u} \cdot \ln \frac{1}{T}$$

(T Transmission, N_u Zahl der Urankerne pro cm^2)

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen an Uran wurde zwischen 28 und 49,5 MeV gemessen. Das Ergebnis ist in Fig. 4 dargestellt. Die eingezeichneten Fehler stellen nur die statistischen Meßfehler dar, sie betragen zwischen 2 und 4 %. Die Fehler, die von absoluten Eichungen herrühren, wurden zu ≤ 3 % ermittelt. Der gemessene Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt bei 49,5 MeV beträgt $\sigma_t = 4,80 \pm 0,22$ barn. Zu kleineren Energien hin steigt der Wirkungsquerschnitt langsam an und besitzt bei 28 MeV einen Wert von 5,7 barn. Zum Vergleich sind in Fig. 4 auch die von Bowen et al. [20] gemessenen Werte eingezeichnet. Es zeigt sich über den ganzen Energiebereich eine gute Übereinstimmung zwischen diesen beiden unabhängigen Messungen.

Für die Ermittlung des differentiellen Wirkungsquerschnittes müssen bei einem dicken Target die Absorption im Target und die Mehrfachstreuung berücksichtigt werden. Von Brathenal et al. [21] und DeJuren und Knable [22] wird für ein dickes Target ein Ausdruck für die gestreute Intensität $dI_s(\vartheta)/d\Omega$ angegeben, in dem die Mehrfachstreuung und die Absorption berücksichtigt sind. Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wird dieser Ausdruck umgeschrieben und man erhält

$$\frac{dI_s(\vartheta)}{I_p \cdot d\Omega \cdot e^{-L/\lambda_t} \cdot N_u} = \quad (10)$$

$$= \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{L}{\lambda_{el}} \right) \frac{d\sigma(\vartheta/\sqrt{2})/d\Omega}{d\sigma(\vartheta)/d\Omega} + \frac{1}{18} \left(\frac{L}{\lambda_{el}} \right)^2 \frac{d\sigma(\vartheta/\sqrt{3})/d\Omega}{d\sigma(\vartheta)/d\Omega} \right]$$

Darin bezeichnet $dI_s(\vartheta)/d\Omega$ die unter dem Winkel ϑ in den Raumwinkel $d\Omega$ fallende Streuintensität, I_p die Primärintensität, λ_{el} die mittlere freie Weglänge für elastische Streuung, λ_t die mittlere freie Weglänge, L die Dicke des Targets, $d\sigma(\vartheta/\sqrt{n})/d\Omega$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Winkel ϑ/\sqrt{n} mit $n = 1, 2, 3, \dots$ der Zahl der elastischen Streuungen und N_u die Zahl der Urankerne pro cm^2 .

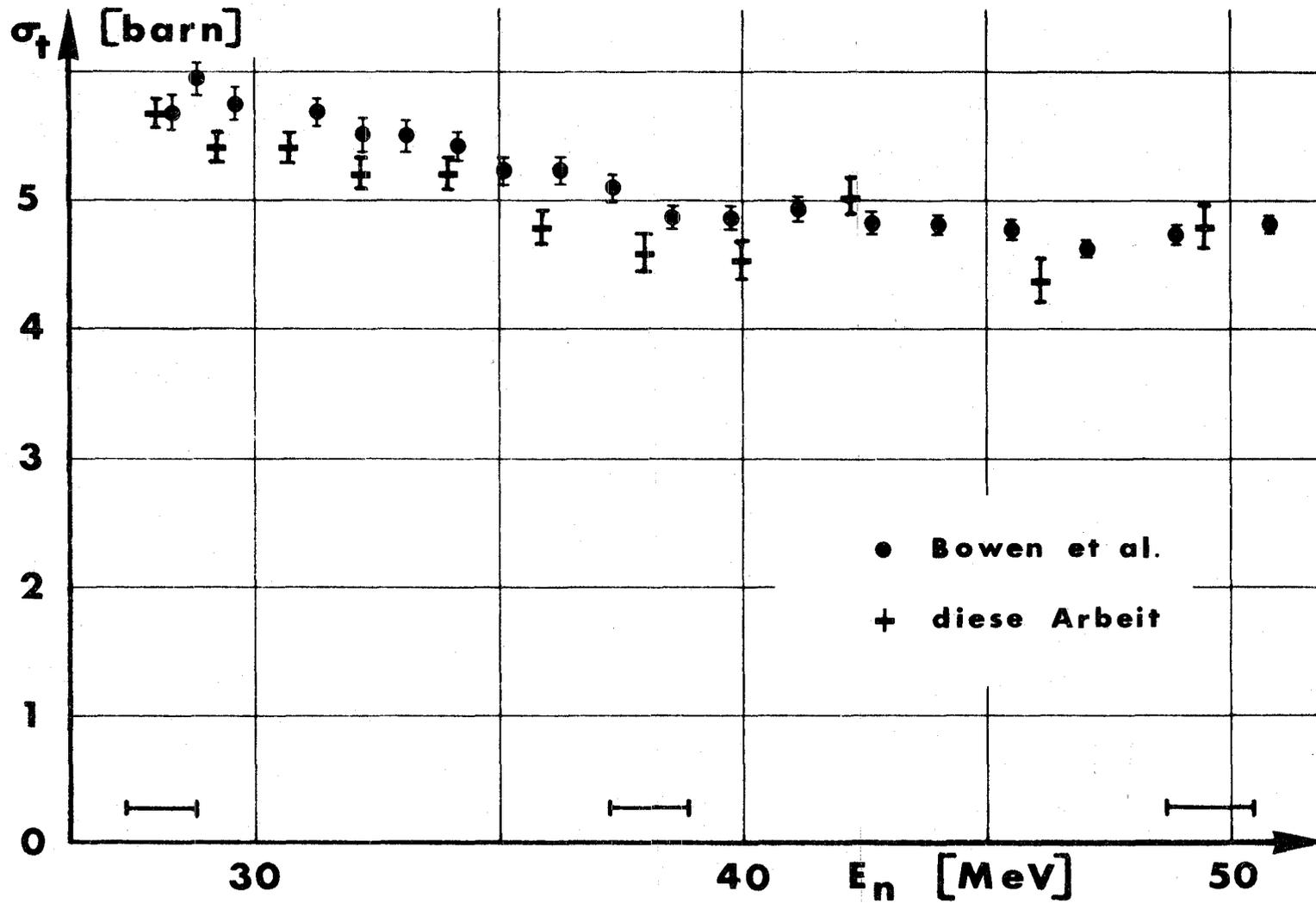


Fig. 4 Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes für Uran und Neutronen zwischen 28 und 51 MeV. Die waagerechten Fehlerbalken an der Abszisse kennzeichnen das bei unserer Messung erzielte Energieauflösungsvermögen.

In sukzessiver Näherung kann nun $d\sigma(\vartheta)/d\Omega$ berechnet werden, wenn die Form der Winkelverteilung sowohl für die Mott-Schwinger-Streuung als auch für die Kernstreuung als bekannt angenommen wird. Soweit bis heute aus Messungen entnommen werden kann, läßt sich für die reine Kernstreuung die Form der Winkelverteilung bei schnellen Neutronen gut durch die Formel

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Kern}} = \left[\frac{2J_1(kR\vartheta)}{kR\vartheta}\right]^2$$

wiedergeben. Es bedeuten darin k die Wellenzahl der Neutronen, R der Radius des Kernes, ϑ der Streuwinkel und J_1 die Besselfunktion erster Ordnung. Die Bestimmung von $dI_S(\vartheta)/I_P$ in Gleichung (10) geschieht durch Messung der auf gleiche Ladung normierten Zählraten N_P im Primärstrahl und N_S im gestreuten Strahl. Die gemessene Primärintensität muß noch mit einem Faktor a , der das Verhältnis von Strahlprofilfläche zu Detektorstirnfläche angibt, multipliziert werden. Damit wird berücksichtigt, daß der Szintillator nicht die ganze Strahlprofilfläche überdeckt. Die Bestimmung dieser Größe a setzt die Kenntnis des Neutronenstrahlprofils voraus. Die Ansprechwahrscheinlichkeit A des Detektors geht in erster Näherung nicht in die Bestimmung von $dI_S(\vartheta)/I_P$ ein, da sie bei der Messung von N_P und N_S fast gleich ist. Der Unterschied von A in zweiter Näherung wurde durch eine Korrektur berücksichtigt. Es wurde ein Korrekturfaktor von 1,04 berechnet. Während man λ_t direkt aus dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt σ_t erhält, kann λ_{el} bzw. σ_{el} aus der Gleichung $\sigma_x = \sigma_t - \sigma_{el}$ bestimmt werden, wenn zusätzlich zum totalen Wirkungsquerschnitt σ_x bekannt ist. Von Voss und Wilson [23] wurde für C, Al, Cu, Cd und Pb bei 140 MeV, 105 MeV, 81 MeV und 55 MeV der

nichtelastische Wirkungsquerschnitt σ_x gemessen. Die Meßwerte wurden von uns auf 50 MeV für Uran extrapoliert. Es ergab sich dann für σ_{e1} ein Wert von 2,1 barn. Es sei darauf hingewiesen, daß dieser Wert für σ_{e1} allerdings nur in die Korrektur-Terme eingeht, die von der Mehrfachstreuung herrühren.

Vor der Diskussion der Meßergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sind die Eigenschaften des Neutronenstrahles anzuführen. Der Strahl muß sehr gut kollimiert sein, so daß in dem interessierenden Winkelbereich ($\vartheta = 0,5^\circ$ bis 2°) die Untergrundstrahlung wesentlich kleiner ist als die vom Uran **ausgehende Streustrahlung**. Die Wirkung unserer Kollimatoren ist aus der Messung des Neutronenstrahlprofiles zu erkennen. In **Fig. 5** ist die mit einem 4 cm hohen Szintillator gemessene Intensität in Abhängigkeit von der Position des Detektors aufgetragen. Die Ausdehnung des Szintillators führt zu einer dreieckigen Form des Daches und einer Verbreiterung des gemessenen Profils (**Fig. 5a**). Durch Entfaltung kann daraus die wirkliche Strahlform bestimmt werden (**Fig. 5b**). Die gute Kollimatorwirkung zeigt sich dadurch, daß die Intensität an den Rändern innerhalb eines Zentimeters um 3 Zehnerpotenzen abfällt. Durch zusätzliche Messungen wurde nachgewiesen, daß sich die Intensität außerhalb des Zentralstrahles, die hier kleiner als 10^{-3} ist, nicht weiter verringern läßt, da diese Streustrahlung von den Kollimator-Innenflächen stammt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den unpolarisierten Strahl wurde bei 7 Winkeln zwischen $0,88^\circ$ und $2,10^\circ$ gemessen. Die Ergebnisse sind in **Abb. 6** aufgetragen. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ändert sich bei dem überstrichenen Winkelbereich nur sehr wenig.

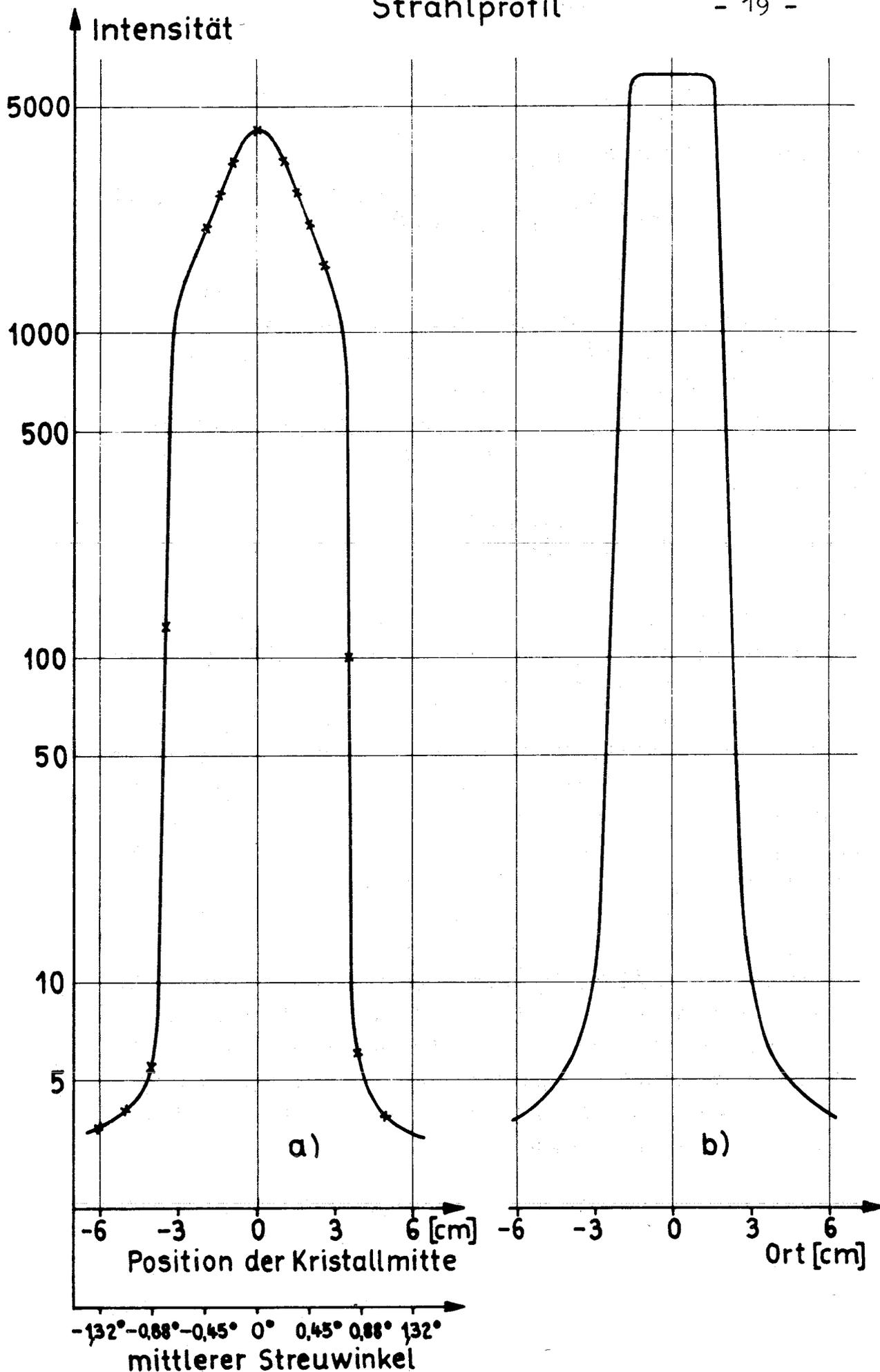


Fig. 5 a) Strahlprofil in vertikaler Richtung für Neutronen oberhalb 45 MeV, gemessen mit einem 4 cm hohen Kristall.
 b) Aus Fig. 5a durch Entfaltung berechnetes wirkliches Strahlprofil

Die gestrichelt eingezeichnete Kurve gibt den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes an, der nach der Formel (5) für $P = 0$ mit

$$|f_0(\vartheta)|^2 = \frac{d\sigma(0)}{d\Omega_k} \left[\frac{2j_1(kR\vartheta)}{kR\vartheta} \right]^2 \quad (11)$$

berechnet wurde. In Formel (11) stellt $d\sigma(0)/d\Omega_k$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die reine Kernstreuung bei $\vartheta = 0^\circ$ dar. Bei der Absolutanpassung der Meßwerte aus Fig. 6 ergibt sich für $d\sigma(0)/d\Omega_k$ der Wert $43,4 \pm 2,6$ barn/sr. Für den Kernradius R wurde bei der Anpassung der Wert $R = 7,8$ f verwendet. Der Verlauf von

$$\left[\frac{2j_1(kR\vartheta)}{kR\vartheta} \right]^2$$

ist in unserem Winkelbereich nicht sehr empfindlich gegenüber einer Änderung des Kernradius. Die in Fig. 6 eingezeichneten Fehler betragen zwischen 3 und 4 % und stellen die statistischen Fehler der Einzelmessungen dar. Der Fehler des Absolutwertes des Wirkungsquerschnittes kann mit 6 % angegeben werden. Der hier ermittelte Anteil der Kernstreuung an der elastischen Streuung unter $\vartheta = 0^\circ$ stimmt gut mit dem von Bowen et al. [8] bei 52,5 MeV ermittelten Wert von $(41,7 \pm 1,2)$ b/sr überein.

Da die Transmission von 6 cm Uran für 50 MeV Neutronen 0,25 ist, verringern sich die Intensitäten über dem ganzen Strahlprofil (Fig. 5) beim Einfügen eines 6 cm dicken Uranstreuers um einen Faktor 4. Bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Asymmetrie wurde infolgedessen von der gemessenen Zählrate immer $1/4$ derjenigen Intensität abgezogen, die ohne Uran bei demselben Winkel beobachtet wurde.

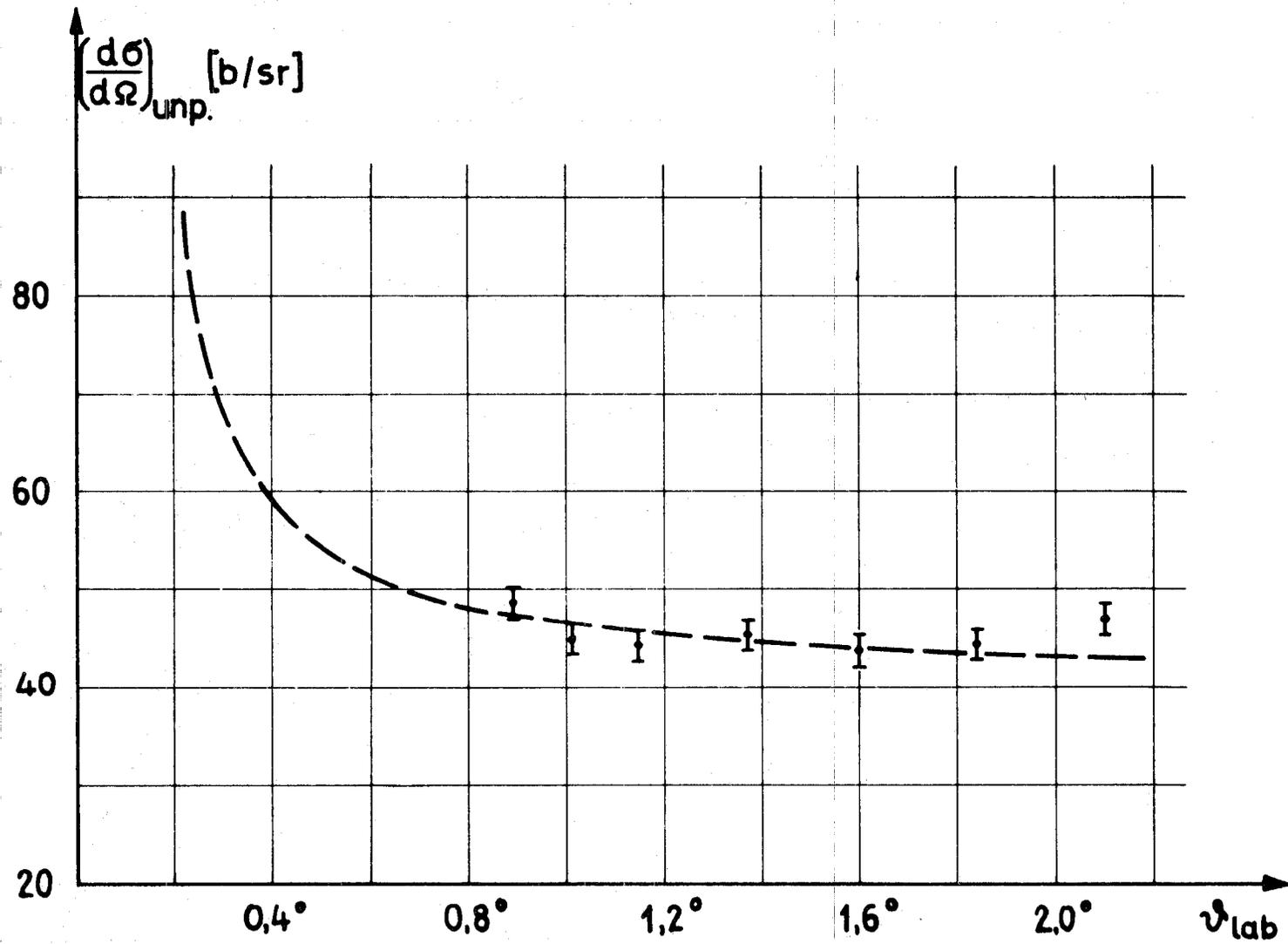


Fig. 6 Differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von unpolarisierten Neutronen an Uran. Die gestrichelte Linie stellt die theoretisch berechnete Kurve dar.

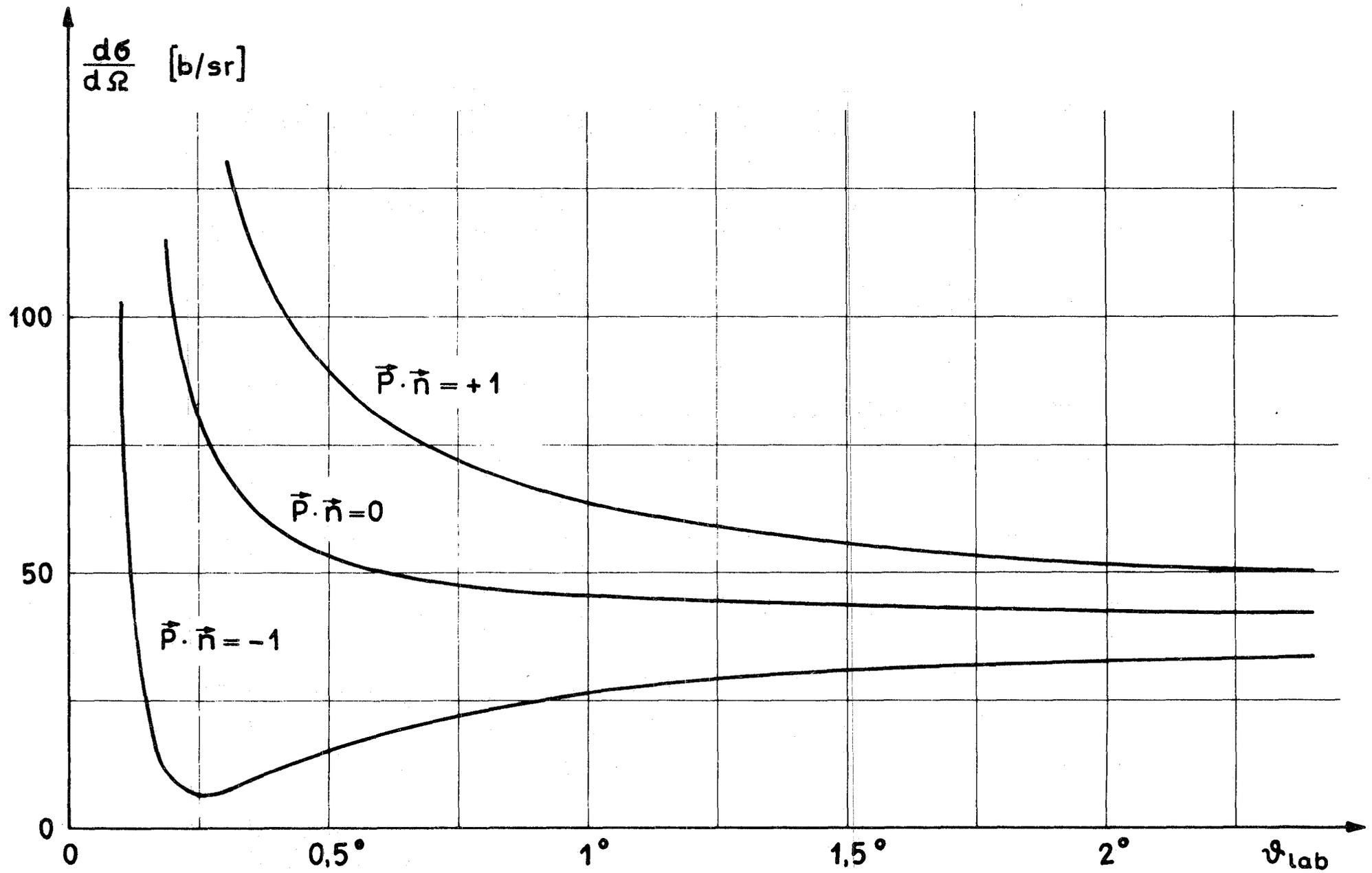


Fig. 7 Theoretisch berechneter differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von 49,5 MeV Neutronen an Uran bei unpolarisiertem bzw. vollständig polarisiertem Strahl.

Mit den Ergebnissen für den totalen Wirkungsquerschnitt und den differentiellen Wirkungsquerschnitten für unpolarisierten Strahl wurde der theoretische differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierten Strahl nach Gl. (5) ermittelt. Es ergeben sich für $\vec{P} \cdot \vec{n} = 0$ und $\vec{P} \cdot \vec{n} = \pm 1$ die in Fig. 7 gezeigten Kurven.

Aus der Gleichung

$$P_S(\vartheta) = - \frac{2 \Im m f_0(\vartheta) \gamma \cot \frac{\vartheta}{2}}{|f_0(\vartheta)|^2 + \gamma^2 \cot^2 \frac{\vartheta}{2}}$$

ergibt sich nun auch der Analysatorwirkungsgrad, der in Fig. 8 dargestellt ist. Die so ermittelte Kurve für den Analysatorwirkungsgrad ist naturgemäß mit den Fehlern aus der Messung von $(d\sigma/d\Omega)_{unp.}$ und der Bestimmung von σ_t behaftet. Der relative Fehler von P_S ist von dem Streuwinkel abhängig. Im Winkelbereich zwischen $\vartheta = 0,88^\circ$ und $\vartheta = 2^\circ$ läßt sich als mittlerer Fehler des Analysatorwirkungsgrades 7,5 % angeben.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen polarisierten Neutronenstrahl wurde gemessen, indem die Neutronenspinrichtung um $\pm 90^\circ$ gegenüber der Normalen der Reaktionsebene gedreht wurde (± 335 A Magnetstrom im Spindrehmagneten). Das Ergebnis wird in Fig. 9 gezeigt. Die Werte von $(d\sigma/d\Omega)_{pol.}$ wurden für die Streuwinkel $\vartheta = 0,88^\circ, 1,01^\circ, 1,15^\circ$ und $1,84^\circ$ ermittelt. Die eingezeichneten Fehler stellen die statistischen Fehler dar. Man erkennt deutlich, daß die beiden Wirkungsquerschnitte für entgegengesetzte Spinrichtungen stark voneinander abweichen. Die mittlere Kurve stellt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes für einen unpolarisierten Neutronenstrahl dar, sie ist aus Fig. 6 übernommen.

Der Untergrundanteil wurde genauso wie bei der Messung von $(d\sigma/d\Omega)$ ermittelt und ist bei den Meßpunkten in Fig. 9 bereits berücksichtigt.

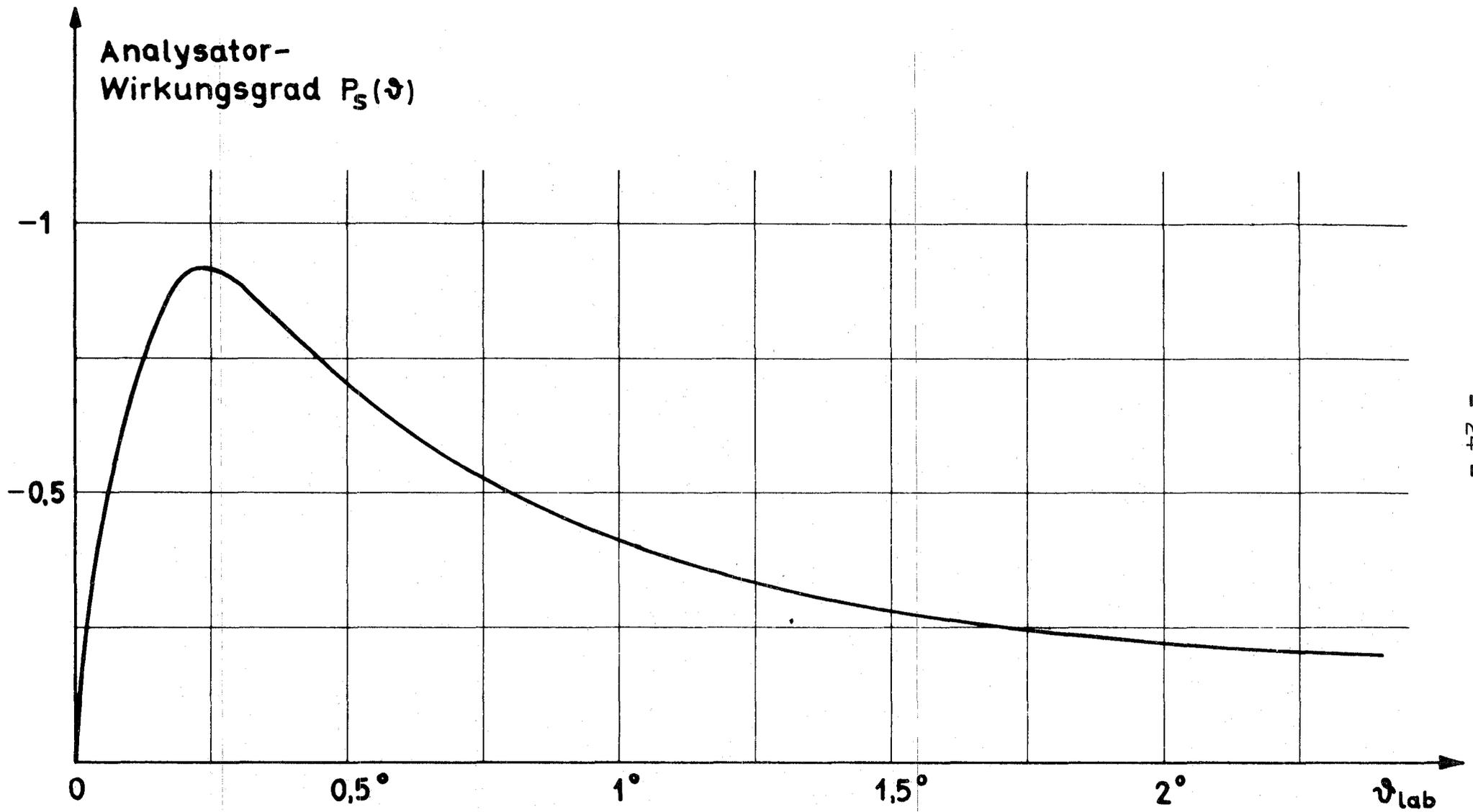


Fig. 8 Analyserwirkungsgrad für die Mott-Schwinger-Streuung an Uran bei 49,5 MeV

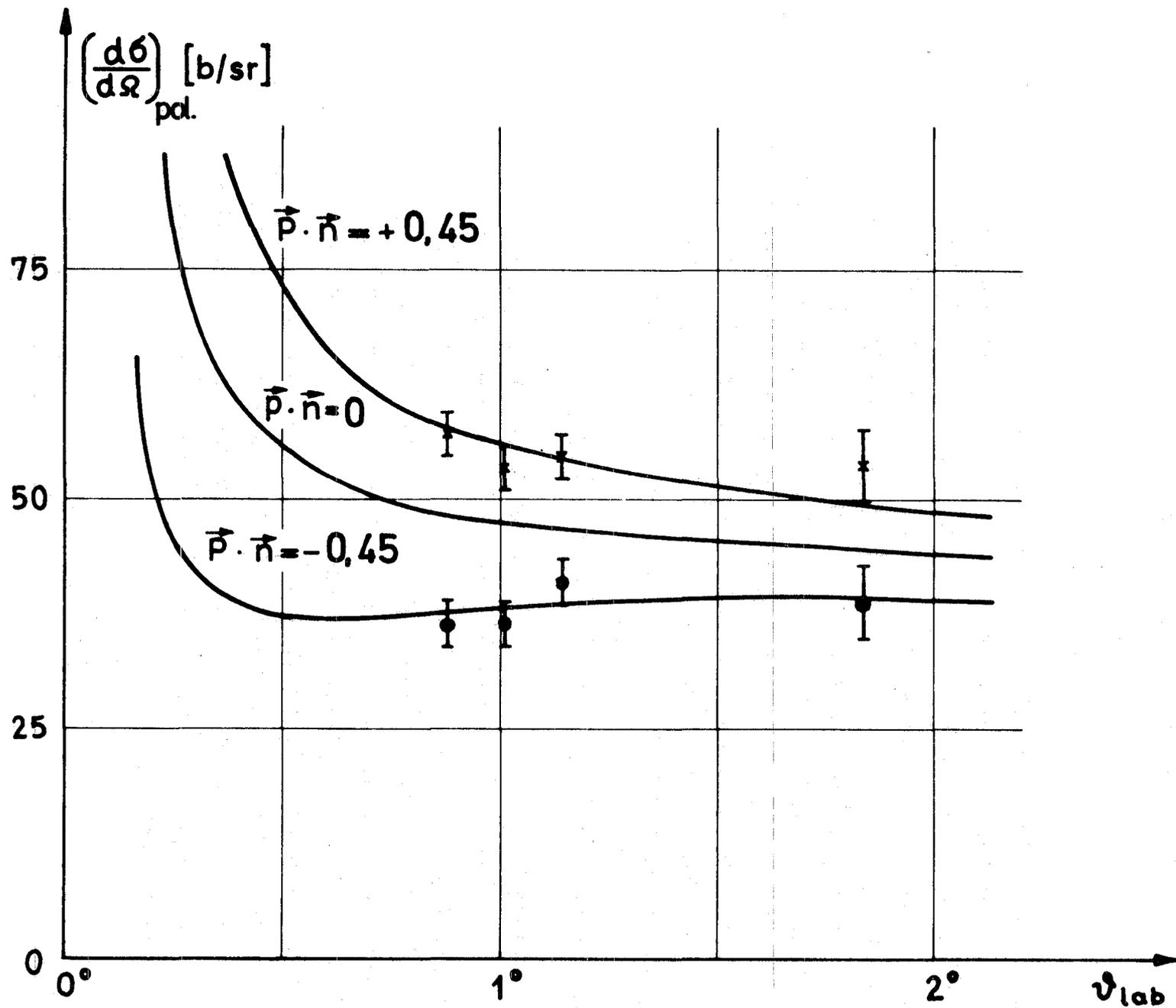


Fig. 9 Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen aus der Reaktion $C^{12}(d,n)N^{13}$ an Uran für die beiden Stromrichtungen im Spindrehmagneten. Die eingezeichneten Kurven stellen den theoretischen Wirkungsquerschnitt für einen unpolarisierten Strahl und einen Strahl mit $P = \pm 0,45$ dar.

Der Anteil betrug im Mittel 15 % und es wurde durch eine getrennte Messung sichergestellt, daß dieser Untergrundanteil keine nachweisbare Asymmetrie aufwies. Die Asymmetrie A wurde mit der Formel

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

bestimmt. Darin bedeutet N die auf die Einheitsladung normierte Zählrate eines Zählers und der Index von N kennzeichnet die Richtung des Magnetfeldes im Spindrehmagneten. Die Zählraten des anderen Zählers wurden in entsprechender Weise für die Bestimmung der Asymmetrie herangezogen. Die gemessenen Asymmetriewerte bei den Winkeln $\vartheta = 0.88^\circ$, 1.01° , 1.15° und 1.84° liegen zwischen 0,215 und 0,140. Die Polarisation der Neutronen wurde aus den Asymmetriewerten berechnet. Unter Beachtung der Baseler Konvention ergibt sich für P ein negatives Vorzeichen, das Meßresultat ist $P = -0,45 \pm 0,07$. Für diesen Polarisationswert ist der Verlauf von $d\sigma/d\Omega$ ebenfalls in Fig. 9 eingezeichnet.

Im folgenden werden noch die Korrekturen diskutiert, die in der Auswertung berücksichtigt sind. Wegen der relativ großen Szintillatoren und der großen beleuchteten Fläche des Uranstreuers, mußten Öffnungswinkelkorrekturen angebracht werden. Bei endlicher Detektorgröße und Streuerfläche ist der gemessene Asymmetriewert A_{gem} immer kleiner als der ideale Asymmetriewert A, da außer dem Azimutalwinkel $\varphi = 0^\circ$ bzw. $\varphi = 180^\circ$ auch Winkel ungleich 0° bzw. 180° auftreten und der Mittelwert der auftretenden Cosinuskwerte $\overline{\cos\varphi}$ kleiner als 1 ist. Die Asymmetrie A ergibt sich aus

$$A = \frac{A_{\text{gem}}}{\overline{\cos\varphi}}$$

$\overline{\cos\varphi}$ wurde für die einzelnen Winkel der Asymmetriemessung numerisch berechnet und es ergaben sich folgende Werte:

Winkel	0.88°	1.01°	1.15°	1.84°
$\overline{\cos\varphi}$	0,86	0,90	0,93	0,98

Die Winkelauflösung betrug bei allen Messungen $\Delta\vartheta = 0,55^\circ$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann innerhalb eines Winkelintervalls von $0,55^\circ$ in guter Näherung durch eine Gerade dargestellt werden. Infolgedessen treten bei der Messung von $d\sigma/d\Omega$ aufgrund der endlichen Winkelauflösung nur Fehler höherer Ordnung auf, die hier vernachlässigt wurden.

Die zeitliche Breite der Zyklotronimpulse (≤ 1 nsec) bewirkt eine Energieauflösung von etwa 1,5 MeV. In dem zur Auswertung herangezogenen Energiebereich können daher auch Neutronen registriert werden, die im Uran inelastisch gestreut wurden. Dieser inelastische Anteil wurde berücksichtigt. Die Korrektur beträgt $1 \pm 0,5\%$ [4].

Die Mehrfachstreuung ist bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für einen unpolarisierten Neutronenstrahl bereits berücksichtigt worden. Bei der Asymmetriemessung mit polarisierten Neutronen müßte aber noch eine zusätzliche Korrektur für diese Mehrfachstreuung angebracht werden. Allerdings ist die genaue Berechnung der Asymmetrie von doppelt oder dreifach gestreuten Neutronen nicht leicht möglich. Eine Abschätzung zeigt jedoch, daß die Asymmetrie bei Doppel- oder Dreifachstreuung sehr klein ist. Der Grund hierfür läßt sich aus Fig. 10 ersehen. In dieser Zeichnung ist $d\sigma/d\Omega$, $d\sigma/d\vartheta$ und $(d\sigma/d\vartheta)^2$ im Winkelbereich von $\vartheta = 0^\circ$ bis 16° dargestellt.

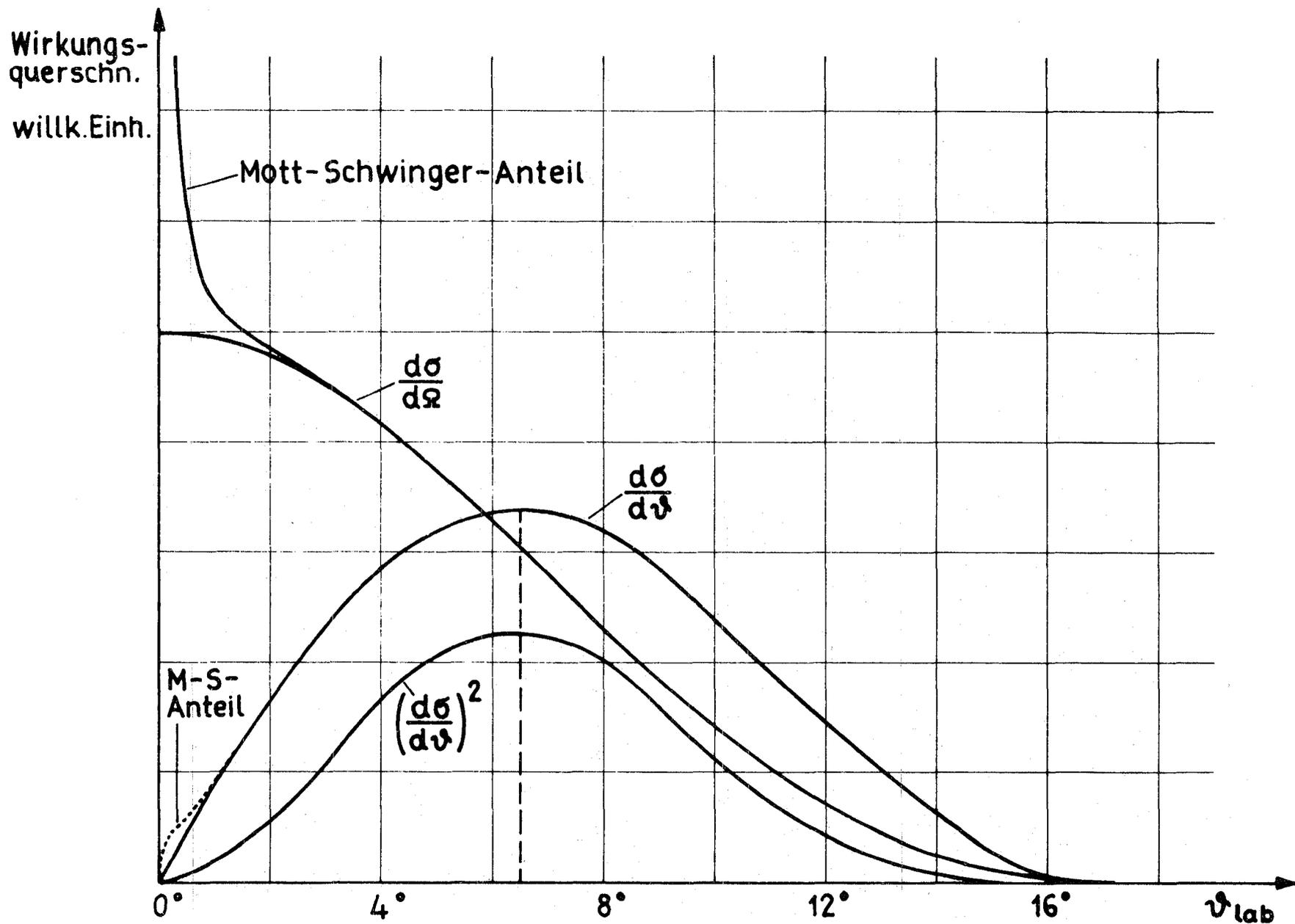


Fig. 10 Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische Neutronenstreuung an Uran. Aufgezeichnet ist der Verlauf von $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\frac{d\sigma}{d\theta}$ und $(\frac{d\sigma}{d\theta})^2$. Die Fläche unter der Kurve für $\frac{d\sigma}{d\theta}$ ist ein Maß für den totalen elastischen Wirkungsquerschnitt. Man erkennt den sehr kleinen Anteil der Mott-Schwinger-Streuung.

Für eine Doppelstreuung ($\vartheta_I, \vartheta_{II}$), die zu einem Gesamtwinkel $|\vartheta_I - \vartheta_{II}| \leq 1,8^\circ$ führt, trägt hauptsächlich der Winkelbereich zwischen 3° und 10° bei. In diesem Winkelbereich ist der Mott-Schwinger-Anteil jedoch so klein, daß doppelt gestreute Neutronen keine nennenswerte Asymmetrie bewirken.

Die Dreifachstreuung ist gegenüber der Doppelstreuung um einen Faktor 6 kleiner, infolgedessen sind weniger als 3 % der nachgewiesenen Neutronen dreifach gestreut (im Mittel unter relativ großen Winkeln). Dies führt ebenfalls nur zu sehr kleinen Asymmetrien. Unter der Annahme, daß der doppelt und dreifach gestreute Anteil keine Asymmetrie aufweist, muß der gemessene Asymmetriewert mit einem Faktor $(1 + b)$ multipliziert werden. Dabei ist b der Anteil der doppelt und dreifach gestreuten Neutronen; in diesem Experiment ist $b = 0,17$ und berechnet sich aus dem additiven Korrekturterm, der in Formel 10 auftritt.

Depolarisationskorrekturen, die infolge einer Depolarisation der Neutronen im Spindrehmagneten notwendig sein könnten, wurden nicht angebracht. Eine Abschätzung nach Rechnungen von Atkinson und Sherwood [24] zeigte, daß diese Depolarisation der Neutronen in unserem Fall kleiner als 1 % ist.

Diskussion

Das hier erhaltene Meßergebnis der Neutronenpolarisation wird in Bezug auf Größe und Vorzeichen diskutiert. Bereits Newns [9] erhielt für (d,n) und (d,p) Reaktionen mit halbklassischen Überlegungen als Maximalwert für die Polarisation P den Wert $1/3$.

Ein negatives Vorzeichen für P folgt aus dieser Theorie, wenn der Gesamtdrehimpuls des eingefangenen Protons (oder Neutrons) $j = \ell - 1/2$ ist. Das positive Vorzeichen folgt, wenn $j = \ell + 1/2$ ist. Bei der Ableitung dieser Regel wurden nur reine Zentralkräfte angenommen, und im übrigen lag die Annahme zugrunde, daß die Protonen bzw. Neutronen sehr viel weniger im Kern absorbiert werden als die Deuteronen. Huby et al. [25] zeigten, daß auch in einer quantenmechanischen Rechnung bei der Annahme reiner Zentralkräfte die Polarisation den Wert $1/3$ nicht übersteigen kann. Sie erhielten

$$|P| \leq 1/3 \quad \text{für } j = \ell - 1/2$$

$$|P| \leq 1/3 \cdot \frac{\ell}{\ell+1} \quad \text{für } j = \ell + 1/2$$

Die bis heute vorliegenden Polarisationsmessungen bei Stripping-Reaktionen zeigen, daß insbesondere an dem rechten Rand des Haupt-Stripping-Peaks [26] in den meisten Fällen die Regel P positiv für $j = \ell + 1/2$ und P negativ für $j = \ell - 1/2$ gilt. Dieser experimentelle Befund zeigt, daß offensichtlich die Deuteronenabsorption gegenüber der Protonen- bzw. Neutronen-Absorption überwiegt. Wenn die Protonenabsorption überwiegt, würde sich das Vorzeichen von P umkehren. Außerdem zeigt sich, daß die Polarisation im allgemeinen für $j = \ell - 1/2$ wesentlich größer ist als für $j = \ell + 1/2$. Dies kann als Bestätigung der Rechnungen von Huby et al. gelten.

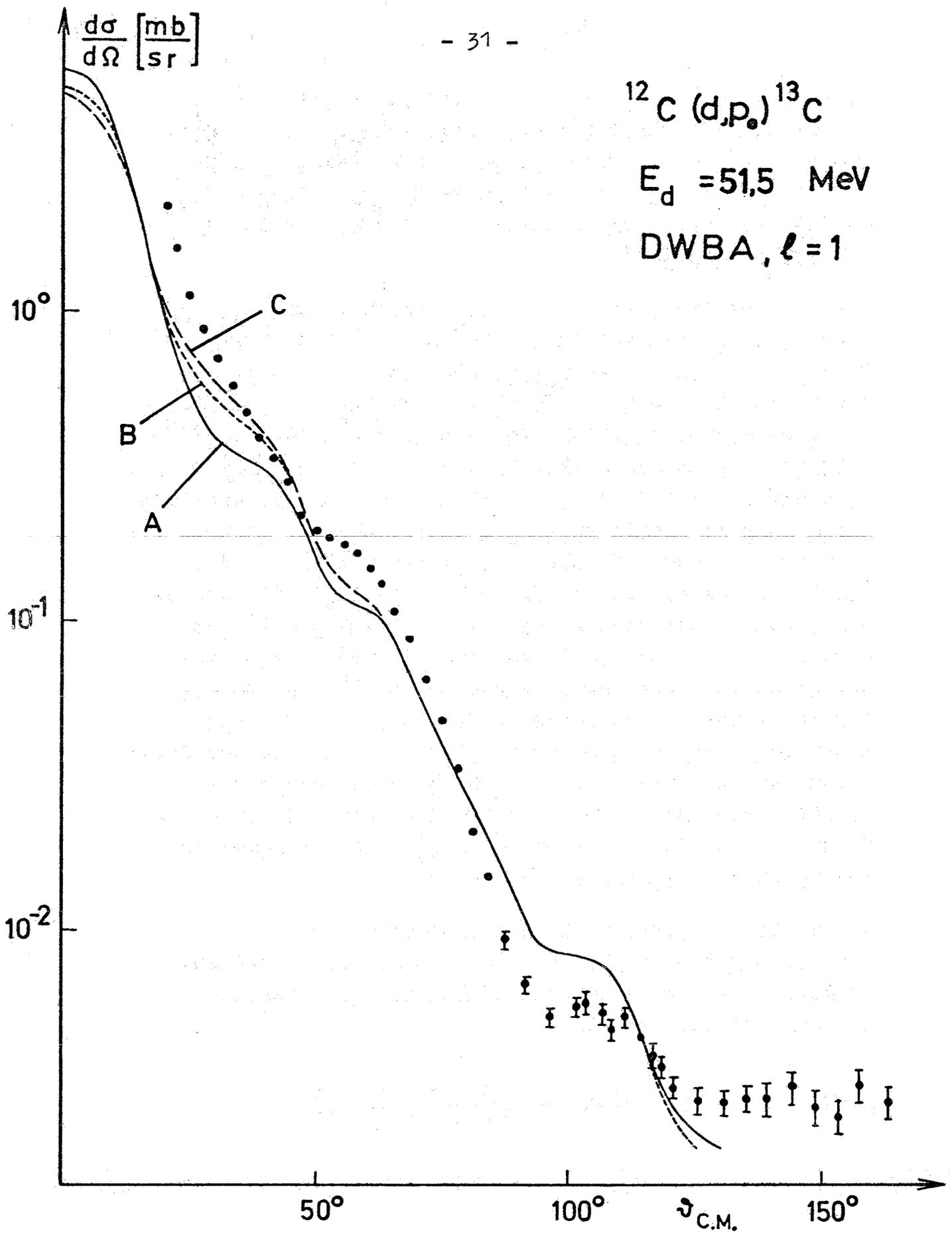


Fig. 11 Winkelverteilung der Protonen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$.

Ergebnisse von drei verschiedenen DWBA Analysen sind eingezeichnet [16]. Im Ausgangskanal wurde bei A ein ^{12}C -Potential für elastische Protonenstreuung [28] verwendet. Außerdem wurde mit einem Potential, das nur Volumenabsorption [27] enthält (Kurve B), gerechnet. Kurve C stellt das entsprechende Ergebnis für reine Oberflächenabsorption [27] dar.

Allerdings wurden in vielen Fällen Polarisationswerte gemessen, die größer als $1/3$ sind. Größere Polarisationen liefert die Theorie, wenn außer Zentralkräften und Absorption noch spinabhängige Kräfte herangezogen werden. Dem optischen Potential wird dann ein Spin-Bahn-Term hinzugefügt.

Bei dem Reaktionswinkel von 24.5° befinden wir uns am Rande des Haupt-Stripping-Peaks der Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$. Dies ist aus der Winkelverteilung der (d,p)-Reaktion, die zu dem Spiegelkern ^{13}C führt, ersichtlich. In Fig. 11 ist eine Winkelverteilung für die Reaktion $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ gezeigt, die am Karlsruher Zyklotron von Brückmann et al. gemessen wurde [16]. Zusätzlich zu den experimentellen Daten sind in dieser Abbildung die Ergebnisse unserer Analysen mit dem optischen Modell eingezeichnet. Für den Eingangskanal wurden Potentiale benutzt, die aus der elastischen Deuteronstreuung bei 51.5 MeV abgeleitet wurden [16]. Für den Ausgangskanal wurden Potentiale für elastische Protonenstreuung bei 40 MeV und 50 MeV aus der Literatur entnommen [27, 28]. Mit der von Rosen angegebenen Energieabhängigkeit [29] wurden diese Potentiale auf die vorliegenden Energien umgerechnet. Es kann angenommen werden, daß die Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{N}$ näherungsweise den in Fig. 11 gezeigten Verlauf hat.

Die Größe des gemessenen Polarisationswertes $P = -0,45 \pm 0,07$ zeigt, daß für die Erklärung spinabhängige Kräfte herangezogen werden müssen. Benutzt man den Potentialansatz

$$V(r, \vec{\sigma} \cdot \vec{L}) = -(V+iW)g(r) + V_s \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{dg}{dr} \vec{\sigma} \cdot \vec{L}$$

so folgt unter der Annahme, daß der Spin-Bahn-Term im Deuteronenpotential den größten Einfluß hat und die Deuteronen-Absorption überwiegt, für die Größe V_s des Spin-Bahn-Terms ein positives Vorzeichen. Dieses Resultat ist mit Analysen der (d,p) Reaktion bei 8,9 MeV in Einklang [30].

Das Vorzeichen stimmt mit der Regel P negativ für $j = \ell - 1/2$ überein. Das abgestreifte Proton wird nach dem Schalenmodell bei der Reaktion zum Grundzustand von ^{13}N in die $p_{1/2}$ -Schale eingebaut. Damit ist hier gezeigt, daß die Regel: negative Polarisation für $j = \ell - 1/2$ auch im Energiebereich von 50 MeV gilt. Die bisher aus der Literatur bekannten Polarisationsmessungen an dieser Reaktion wurden alle unterhalb von 12 MeV durchgeführt und ergaben für Vorwärtswinkel ebenfalls ein negatives Vorzeichen. Es wurden Polarisationswerte bis zu maximal 0,52 gemessen. Einige Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Die Messung der Winkelverteilung der Polarisation bei 51,5 MeV erfordert eine so erhebliche Strahlzeit, daß sie aus diesem Grunde von uns bisher noch nicht durchgeführt werden konnte. Wenn zu einem späteren Zeitpunkt genügend Strahlzeit zur Verfügung steht, ist vorgesehen, dieses Doppelstreuexperiment fortzusetzen. Da einige physikalisch besonders interessante Experimente einen hochenergetischen polarisierten Neutronenstrahl erfordern, prüfen wir zur Zeit auch die Frage, ob sich solche Experimente mit unserem hochenergetischen Neutronenstrahl verwirklichen lassen.

Tabelle 1

Ergebnisse von Neutronenpolarisationsmessungen an der Reaktion
 $C^{12}(d,n_0)N^{13}$

E_d (MeV)	ψ_{lab}	P_n	Autor
2,8	30°	- 0,42 ± 0,03	Häberli and Rolland 31)
3,0	30°	- 0,39 ± 0,03	Häberli and Rolland 31)
3,5	30°	- 0,08 ± 0,02	Sawers et al. 32)
	70°	- 0,52 ± 0,03	
4,0	30°	- 0,21 ± 0,03	Sawers et al. 32)
	60°	- 0,40 ± 0,03	
5,0	40°	- 0,28 ± 0,03	Kelsey and Mahajan 33)
6,0	40°	- 0,20 ± 0,02	Kelsey and Mahajan 33)
7,0	30°	- 0,18 ± 0,04	Kelsey and Mahajan 33)
11,8	30°	- 0,00 ± 0,02	Levintov and Trostin 34)
	50°	- 0,35 ± 0,03	
52	24,5°	- 0,45 ± 0,07 ⁺	diese Arbeit

⁺ Der angegebene Fehler enthält die Unsicherheit im Analysatorwirkungsgrad. Der rein statistische Fehler bei der Asymmetriemessung beträgt 0,035. Die Ergebnisse der anderen Autoren enthalten nur die rein statistischen Fehler.

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. H. Schopper für seine Unterstützung und sein reges Interesse an dieser Arbeit. Herrn Dr. H.J. Zeh danken wir für zahlreiche Diskussionen über die theoretische Interpretation. Herrn Dipl.Phys. F.K. Schmidt danken wir für die tatkräftige Hilfe bei der Durchführung der Messungen und Herrn Dr. E.L. Haase für die Mitarbeit bei der Projektierung des Spindrehmagneten.

Nicht zuletzt gilt unser Dank auch der Betriebsgruppe des Zyklotrons unter der Leitung von Herrn Dr. G. Schatz für die Bereitstellung der Maschine.

Literaturverzeichnis

- 1) G.L. Morgan, R.L. Walter, G.S. Soltesz and G.L. Donghue, Phys. Rev. 150 (1966) 830.
- 2) R.L. Walter, W. Benenson, T.H. May and C.A. Kelsey, Nucl. Phys. 59 (1964) 235.
- 3) N.V. Alekseyev, U.R. Arifkanov, N.A. Vlasov, V.V. Davydov and L.N. Samoilo, Soviet Phys. JETP 45 (1963) 1416.
- 4) L. Schänzler, Dissertation, Karlsruhe 1968.
- 5) J. Schwinger, Phys. Rev. 73 (1948) 407
- 6) R.G.P. Voss and R.W. Wilson, Phil. Mag. 1 (1956) 175
- 7) P.H. Bowen, G.C. Cox, G.B. Huxtable, J.P. Scanlon and J.J. Thresher, Nucl. Instr. 15 (1962) 31.
- 8) P.H. Bowen, G.C. Cox, G.B. Huxtable, J.P. Scanlon, J.J. Thresher, A. Langsford and H. Appel, Nucl. Phys. 40 (1963) 186.
- 9) N.C. Newns, Proc. Phys. Soc. (London) 66 A (1953) 477
- 10) H.J. Longley, R.N. Little and J.M. Slye, Phys. Rev. 86 (1952) 419.
- 11) J.T. Sample, G.C. Neilson and J.B. Warren, Can.J.Phys. 33 (1955) 350.
- 12) I.A. Aleksandrov and I.I. Bondarenko, Soviet Phys. JETP 4 (1957) 612.
- 13) G.V. Gorlov, N.S. Labedeva, V.M. Morosov, Proc. Conf. on Nucl. Reactions at Low Energies, Moskau 1958, S.93.
- 14) A.J. Elwyn, J.E. Monahan, R.O. Lane, A. Langsford and F.P. Mooring, Phys. Rev. 142 (1966) 758.
- 15) G.V. Gorlov, N.S. Labedeva, V.M. Morosov, JETP Letters, 5 (1967) 106.
- 16) H. Brückmann, Habilitationsschrift, Technische Hochschule, Karlsruhe 1966.
- 17) H. Schopper, IEEE Transactions on nuclear science NS-13, No 4, (1966) 318.

- 18) H. Brückmann, E.L. Haase, W. Kluge und L. Schänzler, Nucl. Instr. (1968) und Report KFK 607 (1967).
- 19) H. Brückmann u.a., wird noch veröffentlicht.
- 20) P.H. Bowen, G.C. Cox, G.H. Stafford, J.J. Thresher and P.E. Hodgson, Nucl. Phys. 22 (1961) 640.
- 21) A. Brathenahl, S. Fernbach, R.H. Hildebrand, C.E. Leith and B.J. Moyer, Phys. Rev. 77 (1950) 597.
- 22) J. DeJuren and N. Knable, Phys. Rev. 77 (1950) 606.
- 23) R.G.P. Voss and R. Wilson, Proc. Roy. Soc. 236 (1956) 41.
- 24) J. Atkinson and J.E. Sherwood, Nucl. Instr. 34 (1965) 137.
- 25) R. Huby, M.Y. Refai and G.R. Satchler, Nucl. Phys. 9 (1958/59) 94.
- 26) A. Isoya, S. Micheletti and L. Reber, Phys. Rev. 128 (1962) 802.
- 27) M.P. Fricke, G.R. Satchler, Phys. Rev. 139 (1965) B 567.
- 28) E.J. Burge, M. Calderbank, V.R.W. Edwards, J.A. Fannon, V.E. Lewis and D.A. Smith, PLA Progress Report 1965, S. 31.
- 29) L. Rosen, Proc. Conf. Pol. Phenomena of Nucleons, Karlsruhe 1965, Birkhäuser, Basel 1966.
- 30) D. Robson, Nucl. Phys. 22 (1961) 34.
- 31) W. Häberli and W.W. Rolland, Bull. Am. Phys. Soc. 2 (1957) 234.
- 32) J.R. Sawers, F.O. Purser and R.L. Walter, Phys. Rev. 141 (1966) 825.
- 33) C.A. Kelsey and A.S. Mahajan, Nucl. Phys. 71 (1965) 157.
- 34) I.I. Levintov and I.S. Trostin, Soviet Phys. JETP 13 (1961) 1102.