

INDSWG-26
INDC (GER)004/R

KURZFASSUNGEN
DER
VORTRÄGE
BEI
DER

DISKUSSIONSTAGUNG ÜBER NEUTRONENPHYSIK

VERANSTALTER

DEUTSCHES ATOMFORUM E. V.
ARBEITSKREIS I
„WISSENSCHAFT UND TECHNIK“

FACHAUSSCHUSS FÜR KERNPHYSIK
IM VERBAND
DEUTSCHER PHYSIKALISCHER GESELLSCHAFTEN
KERNREAKTOR BAU- UND
BETRIEBSGESELLSCHAFT MBH

8.-10. OKTOBER 1963
KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE

V o r w o r t

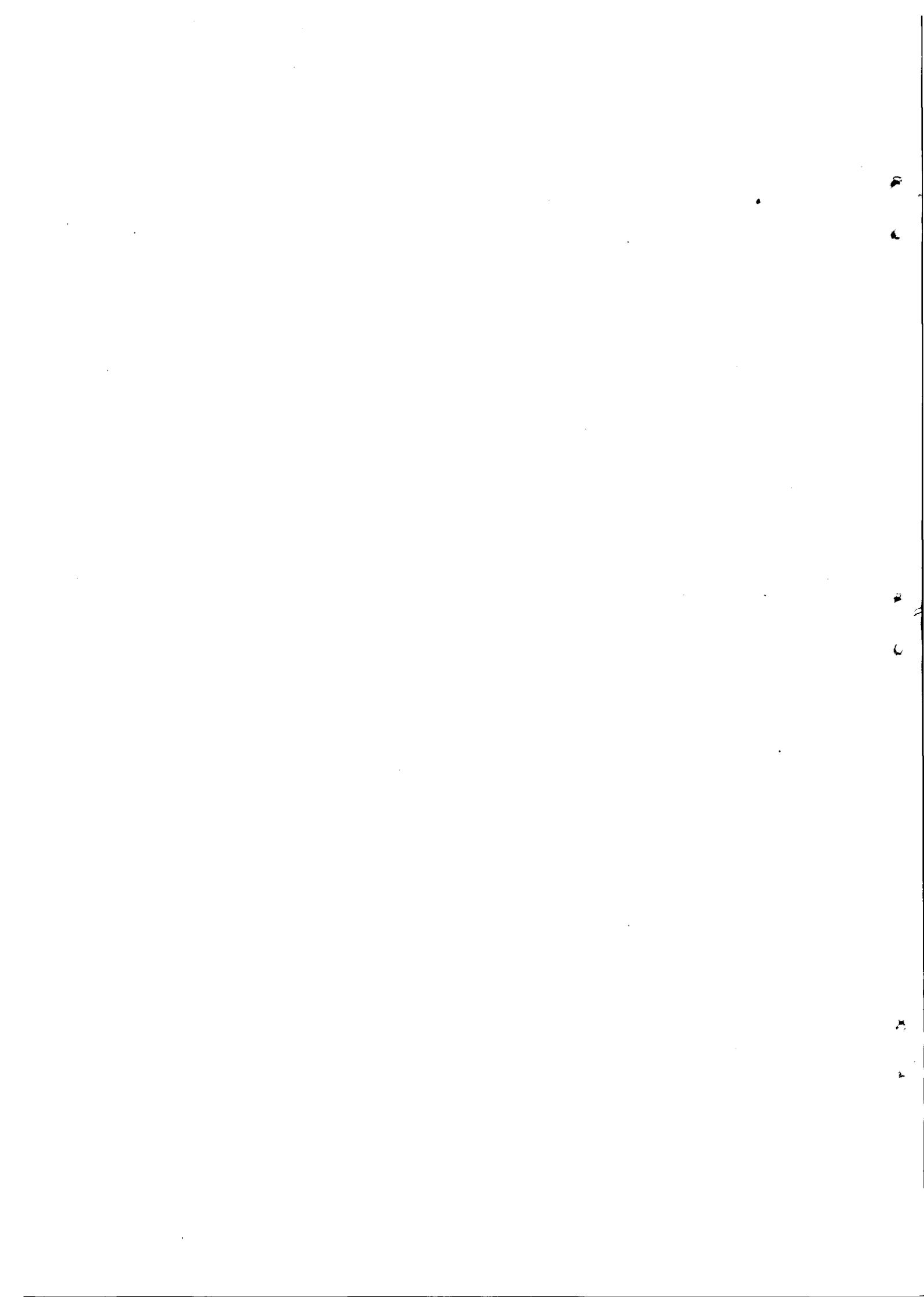
Vom 8. bis 10. Oktober 1963 fand am Kernforschungszentrum Karlsruhe eine "Diskussionstagung über Neutronenphysik" statt. Die Tagung wurde veranstaltet vom Deutschen Atomforum, vom Fachausschuß "Kernphysik" im Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften und von der Kernreaktor Bau- und Betriebsgesellschaft mbH. Die wissenschaftliche Leitung der Veranstaltung lag in der Hand der Unterzeichneten, die bei der Vorbereitung der Tagung durch Herrn Maier-Leibnitz sehr unterstützt wurden.

Das Ziel dieser ersten größeren Neutronenphysik-Tagung in Deutschland war zunächst vorwiegend die Diskussion der bisherigen und zukünftigen Arbeitsprogramme der mit Neutronen arbeitenden Institute in größerem Zusammenhang; dabei war an einen begrenzten Teilnehmerkreis gedacht. Die Reaktion auf die Einladungen war aber so ungewöhnlich stark, daß der Teilnehmerkreis wesentlich erweitert wurde und in größerem Umfang auch Originalarbeiten zum Vortrag vorgesehen wurden. Das Tagungsprogramm wurde dadurch allerdings sehr gedrängt, und es wurde erforderlich, Parallelsitzungen abzuhalten. Trotzdem kam eine sehr lebhaft Diskussions zustande, und das ursprüngliche Ziel der Tagung wurde sehr weitgehend erreicht.

Das Gelingen der Tagung ist sehr weitgehend der guten Organisationsleitung zuzuschreiben, die Herr Dr. Sorg (Kernforschungszentrum) in dankenswerter Weise ausführte. Wir danken weiter allen Rednern für ihre schönen Beiträge und den Diskussionsleitern für ihre tatkräftige Unterstützung. Die Herausgabe der vorliegenden Vortragskurzfassungen erfolgt durch die Literaturabteilung des Kernforschungszentrums Karlsruhe, wobei bei der Redaktion der einzelnen Sitzungen die jeweiligen wissenschaftlichen Sekretäre mitgearbeitet haben. Auch diese mühevollen Arbeit verdient besonderen Dank.

K.H.Beckurts

H.Neuert



I n h a l tSitzung I: Theoretische Arbeiten über Neutronenreaktionen

Leitung: G. Süßmann, Frankfurt

Wiss.Sekretär: S.Cierjacks

- G.Süßmann, Universität Frankfurt: 1
 "Neutronenreaktionen und optisches Kernmodell"
- H.Meldner, Universität Frankfurt: 6
 "Transmissionskoeffizienten (Tl-Werte) und Absorptionsquerschnitte für Neutronen, Photonen und andere Teilchen nach dem optischen Modell"
- H.Büttner, Universität Frankfurt: 14
 "Neuere Arbeiten zu den Termdichten"
- G.Bundschuh, D.Emendörfer, W.Glöckle, H.J.Siegert, T.H.Stuttgart;
 vorgetragen von W.Glöckle: 15
 "Eine Anwendung des Optischen Modells und des Kollektivmodells zur Bestimmung unelastischer Streuquerschnitte an Na²³ bis 4 MeV"
- F.Bühler, D.Emendörfer, G.Hehn, H.J.Siegert, T.H.Stuttgart;
 vorgetragen von F.Bühler: 16
 "Berechnung der anisotropen elastischen Streuung schneller Neutronen für einige Struktur- und Abschirmmaterialien"
- H.Jahn, Kernforschungszentrum Karlsruhe: 17
 "Statistik der Kernniveaubstände und -breiten"

Sitzung II: Experimentelle Arbeiten mit schnellen Neutronen

Leitung: P. Huber, Basel

Wiss.Sekretär: W.Kolar

- G.Andersson-Lindström, Physikalisches Staatsinstitut Hamburg: 26
 "Neutroneninduzierte Reaktionen in Si-Halbleitern"
- G.Betz, W.Mausberg, E.Rössle, Universität Frankfurt;
 vorgetragen von E.Rössle: 39
 "Untersuchung von Neutronen-Wirkungsquerschnitten an Silizium im Energiebereich 5-9 MeV mit Halbleiterzählern"

II

- M.Bormann, Physikalisches Staatsinstitut Hamburg: 41
"Einige Betrachtungen über die Systematik der Wirkungsquerschnitte von durch mittelschnelle Neutronen ausgelöste Kernreaktionen"
- M.Bormann, E.Fretwurst, Physikalisches Staatsinstitut Hamburg; 43
vorgetragen von E.Fretwurst:
"Untersuchungen über die Energieabhängigkeit einiger Neutronenwirkungsquerschnitte"
- R.Bass, Universität Frankfurt: 50
"Untersuchung von Kernreaktionen schneller Neutronen im Energiebereich 4-6 MeV an den Kernen K^{39} und Ca^{40} "
- G.A.Grün, C.Joseph, J.C.Alder, B.Vaucher, J.F.Loude, Université 51
de Lausanne, vorgetragen von G.A.Grün:
"Un spectromètre de neutrons rapides par temps de vol. Application à l'étude de la distribution angulaire de la diffusion inélastique de neutrons de 14 MeV sur le carbone"
- A.Hofmann, Universität Erlangen: 54
"Erlanger Untersuchungen mit 14 MeV-Neutronen aus $H^3(d,n) He^4$ "

Sitzung III: Streuung langsamer Neutronen

Leitung: W.Kley, Ispra

Wiss.Sekretär: F.Carvalho

- H.Stiller, Kernforschungsanlage Jülich: 56
"Zur Streuung langsamer Neutronen an rotierenden Molekülen"
- W.Gläser, Kernforschungszentrum Karlsruhe: 58
"Inelastische Streuung langsamer Neutronen an organischen Moderatoren"
- R.Rubin und W.Kley, CCR Ispra; vorgetragen von R.Rubin: 59
"Inelastische Streuung von Neutronen an Vanadiumhydrid"
- M.Pucher, T.H.Stuttgart: 72
"Einfluß der Interferenz auf die Winkelverteilung langsamer Neutronen (10-100 meV) bei der Streuung an D_2O "
- T.Springer, Kernforschungsanlage Jülich: 73
"Die Bedeutung von gesamten und einfachen differentiellen Wirkungsquerschnitten für langsame Neutronen"

B. Broecker, Universität Kiel:	75
"Wechselwirkung langsamer Neutronen mit chemisch gebundenen Protonen"	
J. Landkammer, T.H. München:	76
"Vergleich kohärenter Streulängen am Neutroneninterferometer"	
G. Weber, Universität Kiel:	78
"Durchgang polarisierter Neutronen durch magnetisiertes Eisen"	

Sitzung IV: Kernreaktionen langsamer Neutronen

Leitung: E. Schopper, Frankfurt

Wiss. Sekretär: F. Horsch

P. Armbruster, T.H. München:	80
"Kernphysikalische Experimente am FRM"	
N. Fiebiger, Universität Frankfurt:	104
"Kernphysikalische Untersuchungen mittels der (n,γ)-Reaktionen"	
W. Michaelis, Kernforschungszentrum Karlsruhe:	109
"(n,γ)-Experimente am Karlsruher Reaktor"	
F. Mitzel und H.S. Plendl, Kernforschungszentrum Karlsruhe; vorgetragen von F. Mitzel:	110
"Messung von (n,γ)-Wirkungsquerschnitten und Resonanzintegralen mit einem Bleispektrometer"	
W. Biel, W. Komenda und H. Nohadani, Universität Kiel; vorgetragen von W. Biel:	112
"Chopper-Wirkungsquerschnittmessungen an Paladium bei epithermischen Neutronenenergien"	
E. Albold, P.v. Blankenhagen, Kernforschungszentrum Karlsruhe:	114
"Eine Messung des isomeren Aufspaltungsverhältnisses bei den ersten 3 Indium Resonanzen"	

Sitzung V: Meßverfahren und Geräte der Neutronenphysik

Leitung: P.Armbruster, München

Wiss.Sekretär: G.Ehret

- K.Baierlein, J.Christ, W.Schilling, W.Schmatz, T.Springer, 116
K.Takum, T.H.München,
"Streuung subthermischer Neutronen an Gitterfehlern"
- J.N.Mathur, Universität Kiel: 118
"Kleinwinkelstreuung thermischer Neutronen in Eisen"
- H.Kuersten, Universität Kiel: 119
"Kalte Neutronen durch Totalreflektion"
- R.Stockmeyer, Kernforschungsanlage Jülich: 121
"Ein bewegter Neutronenspiegel als gepulster Monochromator"
- L.Koester, T.H.München: 122
"Aufbau und Wirkungsweise eines Neutronenrefraktometers"
- A.Scherm, Kernforschungsanlage Jülich: 125
"Diskussionsbemerkung über die in Vorbereitung befindlichen
Strahlrohrversuche des Instituts für Neutronenphysik am
DIDO-Reaktor der KFA Jülich"
- H.Ripfel und G.Ehret, Kernforschungszentrum Karlsruhe; 126
vorgetragen von H.Ripfel:
"Ein Drehkristallspektrometer für Streuexperimente mit lang-
samen Neutronen"
- G.Quittner, Reaktorzentrum Seibersdorf: 127
"Unterdrückung von Reflexionen höherer Ordnung in einem
rotierenden Kristallspektrometer mittels eines mechanischen
Vorselektors"
- E.Albold, Kernforschungszentrum Karlsruhe: 128
"Ein Präzisionskristallspektrometer für langsame Neutronen"
- Maria Tisljar und F.Woloch, Reaktorzentrum Seibersdorf; 130
vorgetragen von M.Tisljar:
"Strahlrohrexperimente mit einem geteilten Core"

Sitzung VI: Experimentelle Arbeiten mit schnellen Neutronen
(Fortsetzung)

Leitung: H.Neuert, Hamburg

Wiss.Sekretär: D.Kompe

- P.Huber, Universität Basel: 131
"Reaktionen mit polarisierten Deuteronen"
- R.H.Siemssen, M.Cosack, R.Felst, Physikalisches Staatsinstitut
Hamburg, vorgetragen von R.Felst: 132
"Untersuchung der (d,n)-Reaktion an den Kernen Be⁹, B¹⁰, B¹¹,
Si²⁸, P³¹"
- J.Jänecke, Florida State University, Tallahassee und Kern-
forschungszentrum Karlsruhe: 134
"Die Reaktion Ti⁴⁶ (pn) V⁴⁶"
- G.Mack, Universität Tübingen: 135
"Arbeitsprogramm des Physikalischen Instituts der Universität
Tübingen"
- K.H.Böckhoff, Euratom, Geel: 136
"Instrumentierung und Programm der Neutronengruppe des
Zentralbüros für Kernmessungen, Euratom, Geel, Belgien"
- G.Brudermüller, R.Gauggel, D.Kompe, W.Pönitz, B.Reuter, G.Rohr 137
H.P.Wahl, Kernforschungszentrum Karlsruhe und E.Wattecamps,
Assoziation Euratom - Karlsruhe, vorgetragen von G.Brudermüller:
"Das Karlsruher van de Graaff-Projekt für Flugzeitmessungen
an mittelschnellen Neutronen"
- R.W.Fink, Marquette University Milwaukee und Physikalisches 139
Staatsinstitut Hamburg
"Rare Nuclear Reactions Induced by 14.7 MeV Neutrons"

Sitzung VII: Meßverfahren und Geräte der Neutronenphysik
(Fortsetzung)

Leitung: K.H.Beckurts, Karlsruhe

Wiss.Sekretär: H.P.Wahl

- W.Eyrich, Kernforschungszentrum Karlsruhe: 140
"Ein kompakter, leistungsstarker Neutronengenerator mit
Duoplasmatron-Ionenquelle"

VI

A.Schmidt, Kernforschungszentrum Karlsruhe:	141
"Die Neutronenblitzröhre - eine starke, gepulste Neutronenquelle"	
R.H.Siemssen, M.Cosack, R.Felst und S.Skorka, Physikalisches Staatsinstitut Hamburg, vorgetragen von M.Cosack:	144
"Ein Flugzeitspektrometer für schnelle Neutronen"	
W.Franke, M.Greim, Reaktorstation Geesthacht, vorgetragen von W.Franke:	147
"Rückstoßprotonenspektrometer zur Ausmessung schneller Neutronenspektren"	
U.Schmidt-Rohr, G.Wagner und W.Zuckschwerdt, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, vorgetragen von G.Wagner:	158
"Spektroskopie schneller Neutronen mit Rückstoßprotonenspektrometern"	
J.Moritz, Reaktorstation Geesthacht:	159
"Spektrometrie schneller Neutronen mit Halbleitern"	
L.Greim, Reaktorstation Geesthacht:	178
"Schwellwertdetektoren zur Ausmessung schneller Neutronenflüsse"	

Sitzung VI: Experimentelle Arbeiten mit schnellen Neutronen
(Fortsetzung)

Leitung: H.Neuert, Hamburg

Wiss.Sekretär: D.Kompe

- P.Huber, Universität Basel: 131
"Reaktionen mit polarisierten Deutronen"
- R.H.Siemssen, M.Cosack, R.Felst, Physikalisches Staatsinstitut 132
Hamburg, vorgetragen von R.Felst:
"Untersuchung der (d,n)-Reaktion an den Kernen Be⁹, B¹⁰, B¹¹,
Si²⁸, P³¹"
- J.Jänecke, Florida State University, Tallahassee und Kern- 134
forschungszentrum Karlsruhe:
"Die Reaktion Ti⁴⁶ (pn) V⁴⁶"
- G.Mack, Universität Tübingen: 135
"Arbeitsprogramm des Physikalisches Insituts der Universität
Tübingen"
- K.H.Böckhoff, Euratom, Geel: 136
"Instrumentierung und Programm der Neutronengruppe des
Zentralbüros für Kernmessungen, Euratom, Geel, Belgien"
- G.Brudermüller, R.Gauggel, D.Kompe, W.Pönitz, B.Reuter, G.Rohr 137
H.P.Wahl, Kernforschungszentrum Karlsruhe und E.Wattecamps,
Assoziation Euratom - Karlsruhe, vorgetragen von G.Brudermüller:
"Das Karlsruher van de Graaff-Projekt für Flugzeitmessungen
an mittelschnellen Neutronen"
- R.W.Fink, Marquette University Milwaukee und Physikalisches 139
Staatsinstitut Hamburg
"Rare Nuclear Reactions Induced by 14.7 MeV Neutrons"

Sitzung VII: Meßverfahren und Geräte der Neutronenphysik
(Fortsetzung)

Leitung: K.H.Beckurts, Karlsruhe

Wiss.Sekretär: H.P.Wahl

- W.Eyrich, Kernforschungszentrum Karlsruhe: 140
"Ein kompakter, leistungsstarker Neutronengenerator mit
Duoplasmatron-Ionenquelle"

VI

A.Schmidt, Kernforschungszentrum Karlsruhe:	141
"Die Neutronenblitzröhre - eine starke, gepulste Neutronenquelle"	
R.H.Siemssen, M.Cosack, R.Felst und S.Skorka, Physikalisches Staatsinstitut Hamburg, vorgetragen von M.Cosack:	144
"Ein Flugzeitspektrometer für schnelle Neutronen"	
W.Franke, M.Greim, Reaktorstation Geesthacht, vorgetragen von W.Franke:	147
"Rückstoßprotonenspektrometer zur Ausmessung schneller Neutronenspektren"	
U.Schmidt-Rohr, G.Wagner und W.Zuckschwerdt, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, vorgetragen von G.Wagner:	158
"Spektroskopie schneller Neutronen mit Rückstoßprotonenspektrometern"	
J.Moritz, Reaktorstation Geesthacht:	159
"Spektrometrie schneller Neutronen mit Halbleitern"	
L.Greim, Reaktorstation Geesthacht:	178
"Schwellwertdetektoren zur Ausmessung schneller Neutronenflüsse"	

Neutronenreaktionen und Optisches Kernmodell

G. Süßmann, Universität Frankfurt/a.M.

Einleitung

Das Optische Modell ist eine naheliegende Übertragung der Idee des Schalenmodells (also des Einteilchenmodells) auf den Fall, daß das individuell laufende Nukleon nicht im Kern gebunden ist, sondern von ihm gestreut wird (also für $E > 0$). Im Gegensatz zum Schalenmodell läßt man aber im Optischen Modell die Möglichkeit einer Absorption des individuell laufenden Teilchens zu. Dies wird wellenmechanisch durch einen komplexen Brechungsindex $n + i\kappa$ ausgedrückt (daher der Name "Optisches" Modell); d.h. das mittlere Einteilchenpotential $-V-iW$ enthält einen negativen Imaginärteil: $n + i\kappa = \sqrt{1+(V+iW)/E}$.

Auf die quantenmechanischen Fragen, die im Zusammenhang mit der Nicht-Hermitizität des Hamiltonoperators auftreten, soll hier nicht eingegangen werden. Die Optische-Modell-Schrödingergleichung liefert im Außenraum eine vom Kernpotential gestörte "optische Welle", deren Amplituden S_1 des auslaufenden Anteils (Elemente der Streumatrix) gebraucht werden, um die Wirkungsquerschnitte anzugeben. Man erhält einen Streuquerschnitt σ_p , einen Absorptionsquerschnitt σ_A und deren Summe, den totalen Wirkungsquerschnitt σ_T . Und zwar umfaßt der Streuquerschnitt nur die potential-elastische Streuung; der Absorptionsquerschnitt hingegen alles, was nicht gerade "potentialelastisch" gestreut wurde, also alle Reaktionen und auch die compound-elastische Streuung (die allerdings mit zunehmender Energie etwa gleichzeitig mit der Auflösbarkeit der einzelnen Compoundresonanzen verschwindet). Die Summe $\sigma_p + \sigma_A = \sigma_T$ entspricht dem experimentell gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt (im Bereich der Compoundresonanzen stellt σ_T allerdings das Energiemittel der gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte über das Intervall I dar, wobei für I die Bedingung $T, D \ll I \ll \sigma_T \cdot \frac{dE}{d\sigma_T}$ gilt, wenn T und D mittlere Halbwertsbreite und mittlerer Abstand der Compoundresonanzen in dem Intervall I bedeuten). Für den Streuquerschnitt (σ_p) gibt das Modell auch die Winkelverteilung ($d\sigma_p/d\omega$) an.

Über das Optische Modell ist in den letzten Jahren viel gearbeitet worden. Es sollen im folgenden nur die wichtigsten Entwicklungslinien kurz referiert werden.

1. Spin-Bahn-Kopplung

Das Schalenmodell der Atomkerne zeigt, daß der Spin \vec{S} des Einzel-nukleons mit dem Bahndrehimpuls \vec{L} gekoppelt ist und zwar wird die Parallelstellung der Drehimpulsvektoren angestrebt. Für die Nukleonen im Innern der Atomkerne setzt man für die Kopplungsenergie an:

$H_{ls} = - C \cdot \frac{\hbar^2}{2 \cdot 2 m_p} r^{-1} U'(r) \vec{L} \vec{S}$, wobei $U(r)$ das mittlere Potential des Schalenmodells und C eine positive dimensionslose Konstante von ungefähr 25 bis 30 (vergleichsweise bedeutend stärker als für ein Elektron in der Atomhülle und mit entgegengesetztem Vorzeichen) darstellt. Die Kopplung wird bestätigt durch die kräftige Polarisierung von Nukleonen bei Streuungen durch Atomkerne. Infolgedessen hat man auch das Optische Modell durch einen geeigneten Spin-Bahn-Term zu ergänzen. Sein Einfluß auf die Wirkungsquerschnitte scheint jedoch gering zu sein, solange die eingeschlossenen Nukleonen nicht polarisiert sind und man sich nicht für die Polarisierung der gestreuten Nukleonen interessiert. Das demonstriert folgender Vorfall: In ihrer bekannten Analyse der Neutronenquerschnitte nach dem Optischen Modell haben Bjorklund und Fernbach¹⁾ den Spin-Bahn-Term mit falschem Vorzeichen eingesetzt²⁾. Trotzdem hat sich die Güte der optimalen Anpassung nicht erheblich verschlechtert.

Die Rechnungen werden bei Anwesenheit einer Spin-Bahn-Kopplung nicht erheblich komplizierter, sondern lediglich, entsprechend den 2 Einstellmöglichkeiten ($j = l \pm \frac{1}{2}$) etwa um den Faktor 2 länger; denn l bleibt eine gute Quantenzahl.

2. Kerndeformation und Ladungsabhängigkeit

Das Optische Kernmodell liefert für die sog. Stärkefunktion³⁾ langsamer Neutronen (s-Wellen, $l = 0$), also für die Größe $T_0 = 2\pi \frac{\hbar^2}{m_p v} / D = 1 - |S_0|^2$, in Abhängigkeit von A zwei Maxima, und zwar für $A = 50$ und für $A = 160$. Beobachtet werden hingegen drei Maxima, nämlich bei $A = 50$; 145; 185. Eine einleuchtende Erklärung hierfür wurde u.a. von Chase, Wilets und Edmonds⁴⁾ gegeben. In der Umgebung von $A = 150$ sind sämtliche Kerne stark deformiert und zwar mit positivem Quadrupolmoment (sie bilden also ein verlängertes Rotationsellipsoid).

Aus der einen (für die langsamen Neutronen zuständigen) Resonanzbedingung eines kugelförmigen Potentials werden dadurch zwei Resonanzbedingungen. Dabei müßte die gesamte Einteilchenbreite im Verhältnis 1:2 aufspalten (eine lange, zwei kurze Achsen), und zwar 1 für die kleineren und 2 für die größeren Kerne. Das stimmt mit der Verteilung der Meßpunkte ungefähr überein. In der zitierten Arbeit⁴⁾ werden über die "statisch-kollektive" Erklärung hinaus "dynamische Effekte"

(Rotationsanregung) untersucht. Eine gründliche Untersuchung dieses Mehrkanal-Streuproblems hat B. Buck⁵⁾ durchgeführt und zwar für Protonen (anscheinend weil hier genauere Messungen vorliegen). Es gelang ihm, die Winkelverteilung der elastisch - wie auch der inelastisch gestreuten Protonen sehr gut wiederzugeben.

Ein interessantes Problem stellt die Ladungsabhängigkeit des Realteils des optischen Potentials dar. Es scheint⁶⁾, als könnte man schreiben:

$$V_L^S = V(N, Z; E) = (53,3 + 0,4 \frac{Z}{A^{1/3}} + 27 \frac{N-Z}{A}) \text{ McV} - 0,55E;$$

(S → Saxon - Woods - Form; L → lokal)

Es wäre sehr interessant, wenn man diese Analysen auf Neutronen übertragen könnte, wenn also die Meßergebnisse für Neutronen ebenfalls genauer würden.

3. Nichtlokale Potentiale

Bekanntlich ist das komplexe Potential des optischen Modells abhängig von der Energie E des Projektils, d.h. das Modellpotential ist geschwindigkeitsabhängig (Bjorklund und Fernbach¹⁾). Jede Geschwindigkeitsabhängigkeit eines Potentials ist aber logisch äquivalent einer Nichtlokalität. Das heißt, die Wirkung U auf die Wellenfunktion ψ an der Stelle \vec{r} hängt auch von $\psi(\vec{r}')$ an den benachbarten Stellen $\vec{r}' \neq \vec{r}$ ab. Das ist bereits die allgemeinste Möglichkeit; denn jeder lineare Operator läßt sich als Integraloperator auffassen: $U\psi(\vec{r}) = \int K(\vec{r}, \vec{r}') \psi(\vec{r}') d\vec{r}'$. Die E-Abhängigkeit steckt dann bereits in der Nichtlokalität von $K(\vec{r}, \vec{r}')$, d.h. in der Abweichung dieser Funktion vom δ -funktionsartigen Verlauf.

Perey und Buck⁷⁾ haben die Neutronenstreuung über einen recht weiten E- und A-Bereich mit Hilfe eines einfachen nichtlokalen Potentials untersucht; sie setzten:

$$K(\vec{r}, \vec{r}') = U \left(\frac{r+r'}{2} \right) \beta^{-3} G \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{\beta} \right),$$

mit $G(\vec{r}) = \pi^{-3/2} \exp[-(\vec{r})^2]$

und $-U(\rho) = V \cdot f^S(\rho) + iWf^D(\rho)$; $f^D(\rho)$ = Funktion für Oberflächenabsorption (Ableitung des Saxon-Woods-Formfaktors $f^S(\rho)$)

Für $\beta \rightarrow 0$ erhält man ein lokales, energieunabhängiges Potential. Die insgesamt verwendeten (konstant gewählten) 7 Parameter wurden durch Anpassung an die differentiellen Streuquerschnitte und die Polarisation von Pb^{208} bei 7 und 14,5 MeV bestimmt. Die Übereinstimmung ist dann auch für die anderen Atomgewichte und Energien erstaunlich gut, vergleichbar der

von Bjorklund und Fernbach ¹⁾. Ein Nachteil des nichtlokalen Modells ist es, daß eine Integralgleichung gelöst werden muß. Hierfür haben die Autoren jedoch ein schnell konvergierendes Iterationsverfahren entwickelt, dessen nullter Schritt darin besteht, in einfacher Weise ein energieabhängiges Ersatzpotential $U_L(E, r)$ aufzusuchen. Da der Übergang zu der "lokalen" Näherung U_L von einem gewissen grundsätzlichen Interesse ist (man erhält die Energieabhängigkeit des Bjorklund-Fernbach - Potentials), wird sie hier kurz vorgeführt (einfachheitshalber ohne Spin-Bahn-Kopplung). Voraussetzung: Beschränkung auf das Kerninnere (oder unendlich ausgedehnte Kernmaterie, bzw. $U(\rho) = \text{const}$ im Integrationsgebiet). Dann lautet die Schrödingergleichung:

$$\left(E - \frac{p^2}{2m}\right) \psi(\vec{r}) = U \int \frac{\exp\left[-\frac{(\vec{r}-\vec{r}')^2}{\beta}\right]}{\pi^{3/2} \beta^3} \psi(\vec{r}') d\vec{r}'; \quad \vec{r} = \frac{\hbar}{i} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}}$$

Variablentransformation: $\vec{r}' \equiv \vec{r} + \beta \vec{s}$, mit $\frac{\partial(\vec{r}')}{\partial(\vec{s})} = \beta^3$

ergibt: $\left(E - \frac{p^2}{2m}\right) \psi(\vec{r}) = U \int \frac{\exp[-(\vec{s})^2]}{\pi^{3/2}} \psi(\vec{r} + \beta \vec{s}) d\vec{s}$

Taylorentwicklung:

$$\psi(\vec{r} + \beta \vec{s}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\beta \vec{s} \cdot \nabla)^n}{n!} (\vec{s} \cdot \vec{p})^n \psi(\vec{r}) \equiv \exp\left[\frac{\hbar}{i} \cdot \beta \cdot \vec{s} \cdot \vec{p}\right] \psi(\vec{r})$$

Damit erhalten wir nach Ausführung des Integrals über $d\vec{s}$ und Aufsummation der Reihe:

$$\left(E - \frac{p^2}{2m}\right) \psi(\vec{r}) = U \exp\left[-\frac{1}{4\hbar^2} \beta^2 p^2\right] \psi(\vec{r}).$$

Man sieht gut, wie die Nichtlokalität einer Geschwindigkeitsabhängigkeit des Potentials entspricht:

$$U_L(E) = U \exp\left[-\frac{1}{4\hbar^2} \beta^2 p^2\right] = U \exp\left[\frac{\hbar^2}{2\hbar^2} \beta^2 (U_L - E)\right];$$

Die Näherung der effektiven Masse entsteht hieraus durch Entwicklung der Exponentialfunktion bis zum ersten Glied in $(\vec{p})^2$. Auf diese Weise kann das lokale energieabhängige Potential V_L in dem Bereich $0 \leq E \leq 20$ MeV recht gut durch die Formel $V_L = 48 \text{ MeV} - 0,29 E$ approximiert werden.

Im Gegensatz zu Bjorklund und Fernbach ¹⁾ haben Perey und Buck ⁷⁾ den compoundelastischen Querschnitt (σ_{CE}) nicht vernachlässigt, sondern einem Vergleich der gemessenen Reaktionsquerschnitte (σ_R) mit den gerech-

neten Absorptionsquerschnitten (σ_A) entnommen: $\sigma_{CE} = \sigma_A - \sigma_R$.
Seine Winkelverteilung wird als isotrop (im Schwerpunktsystem) angesehen:
 $d\sigma_{CE}/d\omega = \sigma_{CE}/4\pi$. Diese Unterscheidung scheint unterhalb 4 MeV zu einer wesentlichen Verbesserung der Anpassung zu führen. Sie gelingt mit einem Imaginärteil $W_L(E)$, der mit abnehmender Energie (im Gegensatz zu Bjorklund und Fernbach) nicht abnimmt, sondern sogar schwach zunimmt.

4. Direkte Kernreaktionen

Zur Beschreibung der direkten Reaktionen wird mit Erfolg die sogenannte modifizierte Bornsche Näherung (englisch "distorted wave Born approximation", DWBA) benutzt. Anstelle ebener Wellen in der eigentlichen Bornschen Störungstheorie werden hier nach dem optischen Modell berechnete Wellenfunktionen verwendet. Im Gegensatz zur älteren Butlerschen Theorie erhält man so auch den richtigen Betrag für die Wirkungsquerschnitte, also nicht nur die relativen Winkelverteilungen.

- 1) F. Bjorklund und S. Fernbach: Phys. Rev. 109 (1958) 1295
- 2) Diese Vermutung wurde in einem Brief von R.J. Howerton (Lawrence Rad. Lab., Livermore, Calif.) an Herrn H. Meldner (Frankfurt) bestätigt.
- 3) Stärkefunktion = Transmissionskoeffizient, (besser) = Einfangwahrscheinlichkeit, (oder) = Absorptionswahrscheinlichkeit = Sticking probability
- 4) D.M. Chase, L. Willets und A.R. Edmonds: Phys. Rev. 110 (1958) 1080
- 5) Buck, B.: Phys. Rev. 130, 712 (1963)
- 6) F.G. Perey: Phys. Rev. 131, 745 (1963)
- 7) F. Perey, B. Buck: Nucl. Phys. 32, 353 (1962)

Transmissionskoeffizienten (T_1 -Werte) und
Absorptionsquerschnitte für Neutronen,
Protonen und andere Teilchen nach dem
Optischen Modell

H. Meldner, Universität Frankfurt/a.M.

Mit Einteilchen-Kernmodellen wurden sog. Transmissionskoeffizienten, d.h. Absorptionswahrscheinlichkeiten für einzelne Partialwellen sowie Absorptionswirungsquerschnitte berechnet. Diese Werte, die u.a. für die Berechnung von Neutronenreaktionen und Ericson-Fluktuationen erforderlich sind, wurden für Protonen und Neutronen für mehrere Kerne sowie Energien von 1 bis 25 MeV bestimmt.

Die T_1 -Werte wurden bereits im vorangegangenen Vortrag definiert. Hierfür liefert das Modell des total schwarzen Kerns in der quasiklassischen Näherung bekanntlich einfach Sprung-Funktionen, nämlich $T_1 = 0$ für l kleiner kR und $T_1 = 1$ für l größer kR (k = Wellenzahl, R = Kernradius). Eine quantenmechanische Berechnung mit diesem Modell, wo also jedes Teilchen absorbiert wird, das den Kernrand erreicht - das ist die sog. Kontinuumstheorie - ergibt weniger extreme Verhältnisse, aber die T_1 -Werte ändern sich danach noch ganz monoton mit Kerngröße und Energie, außerdem ist stets T_{l+1} kleiner als T_l ; es gibt weder Überschneidungen noch sonstige Resonanzerscheinungen.

Auf dem ersten Dia (1) sehen Sie T_1 -Werte für $l = 0$ bis 4 zweier optischer Kernmodelle. Die gestrichelten Kurven beziehen sich auf ein optisches Modell mit Oberflächenabsorption von BJORKLUND und FERNBACH¹⁾, das im folgenden noch näher beschrieben wird; die anderen T_1 -Werte ergaben sich für ein Potential mit Volumenabsorption von CAMPBELL, FESHBACH, PORTER und WEISKOPF²⁾. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Kontinuumstheorie zeigt sich ein weit unübersichtlicheres Bild und man sieht, wie erheblich sich die T_1 -Werte allein schon für zwei verschiedene optische Potentiale unterscheiden, obwohl beide zu etwa gleich guten Anpassungen an experimentelle Daten der Winkelverteilung führen.

Nun zunächst die Rechnungen für Protonen. Hier habe ich die Potentialparameter benutzt, die F.G. PEREY³⁾, der mir seine Ergebnisse freundlicherweise vor der Veröffentlichung übersandte, durch Anpassung an sehr viele experimentelle Streudaten ermittelte. Er hatte dazu die Winkelverteilung gestreuter Protonen von 19 Kernen für Einschußenergien von etwa

9 bis 22 MeV zur Verfügung und benutzte den in Bild (2) gegebenen Potentialansatz. Also ein lokales optisches Potential, bei dem die sog. geometrischen Parameter, Radiuskonstante, a und b , schon so gewählt wurden, daß daraus die Entwicklung eines äquivalenten nichtlokalen Potentials für Protonenstreuung möglich ist, wie es bereits - ebenfalls von PEREY zusammen mit BUCK - für die Neutronenstreuung angegeben wurde. Das Potential für Neutronen hat nämlich praktisch die gleichen geometrischen Parameter und Formfaktoren für Real- und Imaginärteil. Der Realteil für Protonen hat einen entsprechenden energieabhängigen Betrag und wächst mit steigender Ladungszahl und dem Neutronenexcess. Für den Imaginärteil gibt PEREY mehrere Möglichkeiten an, ich habe $W = 3 A^{1/3}$ MeV gewählt.

Auf den nächsten beiden Dias (3,4) sehen Sie Absorptionsquerschnitte sowie Transmissionskoeffizienten, die mit diesem Potential berechnet wurden. Und zwar wurden für Energien von 1 bis 25 MeV sechs Kerne untersucht, die aus dem periodischen System so gewählt wurden, daß man einerseits einigermaßen interpolieren kann und andererseits noch eine Übersicht möglich ist. Es sind die gleichen sechs Fälle, für die auch LINDNER⁴⁾ bereits vor einiger Zeit Protonenquerschnitte mit einem Optischen Modell und Volumenabsorption untersucht hat. Ausgewählt wurden also sechs Kerne mit Ladungszahl Z und Atomgewicht A gleich 10/20, 20/40, 30/65 usw. wie jeweils bei den Kurven angegeben. Man erkennt sofort, daß es sich um geladene Teilchen handelt, da ausgeprägte Schwellen für die Compoundkernbildung bzw. Absorption auftreten, die natürlich mit wachsender Ladungszahl bei entsprechend höheren Energien liegen.

Im nächsten Bild (4) wird ein Beispiel der Transmissionskoeffizienten für $l = 3$ und diese sechs Kerne gezeigt. Praktisch geben zwar - je nach Energie und Kerngröße - bis zu 10 ... 15 Partialwellen nicht-vernachlässigbare Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten, aber die anderen T_l -Werte sehen qualitativ nicht wesentlich anders aus, so daß ein Beispiel genügt. Man erkennt übrigens typische Resonanzerscheinungen des optischen Modells, die sich hier darin ausdrücken, daß keine monotone Abhängigkeit zu sehen ist, sondern z.B. der kleinste T_l -Wert nicht etwa für den kleinsten Kern auftritt.

Das folgende Dia (3) zeigt den Potentialansatz und die Parameter mit denen BJORKLUND und FERNBACH eine Anpassung an Streudaten für 4.1, 7 und 14 MeV Neutronen erreichten. Dies ist nun ein rein phänomenologisches Modell, was man z.B. daran sieht, daß sie in ihrer vielzitierten Arbeit entgegen dem hier angegebenen, das falsche Vorzeichen für den Spin-Bahn-Term benutzten. Aber aufgrund der Zahl der Parameter und einer geeigneten Energie-

abhängigkeit war eine Anpassung an die experimentellen Daten möglich. Dazu mußte der Imaginärteil - wie in der Zeichnung zu sehen - mit wachsender Energie ansteigen, während der Realteil absinkt. Die Extrapolation der Parameter für den Energiebereich von 1 bis 25 MeV ist natürlich etwas kühn, aber die nach diesem Modell gerechneten Werte sollen vor allem zu einem Vergleich mit den nach einem nichtlokalen Potential gerechneten dienen. Der Wert des Imaginärteils für kleine Energien wird zum Teil durch eine andere Anpassung bestätigt, die mit diesem Potentialansatz für 1 MeV-Neutronen von GILBOY und TOWLE⁵⁾ durchgeführt wurde. Die Ergebnisse dieser Untersuchung hatte mir freundlicherweise HOWERTON vor der Veröffentlichung zur Verfügung gestellt.

Mit diesem Potential wurden die im nächsten Bild (6) gezeigten Transmissionskoeffizienten für Neutronen berechnet. Und zwar wieder als Beispiel der Fall $l=3$ und die gleichen sechs Kerne wie bei den Protonen. Hier sollten zum Vergleich noch die mit einem nichtlokalen Potential gerechneten Werte eingetragen werden, leider wurden die entsprechenden Rechnungen nicht rechtzeitig fertig.

Bei dem eben gezeigten Potential ergab sich also ein mit wachsender Einschussenergie ansteigender Imaginärteil. Eine umgekehrte Energieabhängigkeit folgt jedoch für ein lokales Potential, das dem im nächsten Bild (7) gezeigten nichtlokalen äquivalent ist. Diese Diskrepanz erklärt sich aus der Tatsache, daß BJORKLUND-FERNBACH in dem untersuchten Energiebereich keinerlei compoundelastischen Beitrag in Betracht zogen. Ihr Modell gibt somit eine gute Interpolationsformel für den nichtelastischen Wirkungsquerschnitt. Dagegen soll das nichtlokale Modell von PEREY und BUCK⁶⁾ wirklich den vollen Absorptionsquerschnitt liefern, sie mußten dazu bei Energien unterhalb von etwa 7 MeV einen wachsenden compoundelastischen Beitrag annehmen. Wie bereits im vorangegangenen Vortrag von Prof. SÜSSMANN im einzelnen erläutert, wurde dieser Beitrag aus der Differenz der theoretischen Absorptionsquerschnitte zu den gemessenen nichtelastischen Querschnitten bestimmt und dann zu den berechneten Werten für den differentiellen Querschnitt addiert. Natürlich ist nicht sicher, ob dies auch quantitativ richtig ist, aber das nichtlokale Modell hat zweifellos mehr physikalische Bedeutung, was sich nach unseren Rechnungen aus dessen erstaunlicher Brauchbarkeit für die Bestimmung von Einteilchen-Energieniveaus erweist⁷⁾. Das nächste Bild (8) zeigt das Ergebnis einer näherungsweise Berechnung von Energie-Eigenwerten für den Realteil dieses nichtlokalen Potentials. Nach einer geringfügigen Vergrößerung des Spin-Bahn-Potentials um etwa 10 % ergaben sich ganz ausgeprägt die Schaleneffekte, wobei die theoretischen Bindungsenergien etwa auf ± 1 MeV den experimentellen Daten entsprachen. Für positive Energien

konnten damit PEREY und BUCK die experimentellen Streudaten für den Bereich von einigen 100 KeV bis hinaus zu etwa 30 MeV relativ genau wiedergegeben; d.h. mit einer Genauigkeit, die mit der mit speziellen lokalen Potentialen erreichten vergleichbar ist.

Im letzten Dia (9) werden die Wirkungsquerschnitte für das lokale Potential von BJORKLUND-FERNBACH mit denen des nichtlokalen Modells von PEREY-BUCK verglichen. Im oberen Energiebereich sind die Querschnitte praktisch gleich- jedenfalls bis etwa 15 MeV. Die Tatsache, daß darüberhinaus die lokalen Werte kleiner sind, erklärt sich aus der Art der Extrapolation der BJORKLUND-FERNBACH-Parameter: Bei einer etwas anderen Wahl, nämlich stärker anwachsendem Imaginärteil bei gleichzeitig stärker absinkendem Realteil mit wachsender Energie läßt sich diese Abweichung natürlich verringern. Unterhalb etwa 8 MeV zeigt sich nun deutlich, daß die Werte des lokalen Modells - hier gestrichelt gezeichnet - systematisch kleiner sind als die des nichtlokalen Potentials. Die Differenz gibt ein Maß für den compoundelastischen Wirkungsquerschnitt, der mit steigender Einschuß-Energie abnimmt.

1) F. Bjorklund, S. Fernbach, Phys. Rev. 109 (58) 1295

2) Campbell, Feshbach, Porter, Weisskopf, MIT Techn. Rep. 73 (TID 5820)

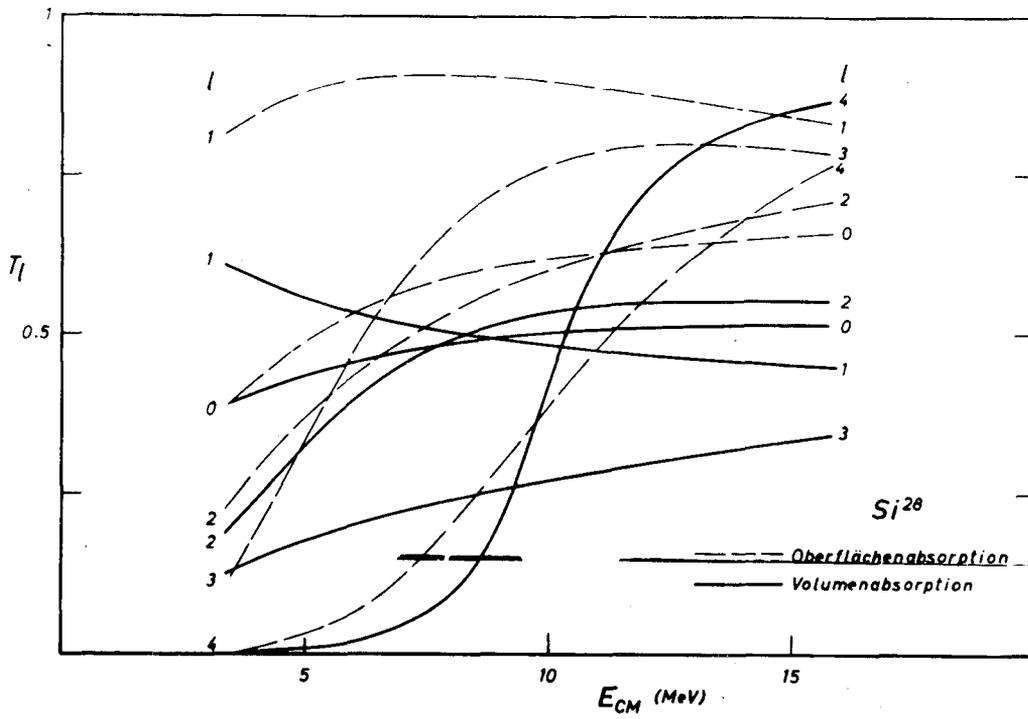
3) F.G. Perey, Phys. Rev. 131 (63) 745

4) A. Lindner, Dissertation Frankfurt M und Z. Phys. 171 (63) 379

5) W.G. Gilboy, J.H. Towle, Nucl. Phys. 42 (63) 86

6) F. Perey, B. Buck, Nucl. Phys. 32 (62) 353

7) H. Meldner, G. Süßmann, Phys. Letters 6 (63) 353



(1)

F.G. Perey, Phys. Rev. 131(63)745

$$-U(r) = V f_0(r) + iW 4b f_b'(r) - V_s \frac{f_0'(r)}{r} \left(\frac{\hbar}{2\mu c} \right)^2 T^2 + V_c(r) \quad V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) & r < R \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & r \geq R \end{cases}$$

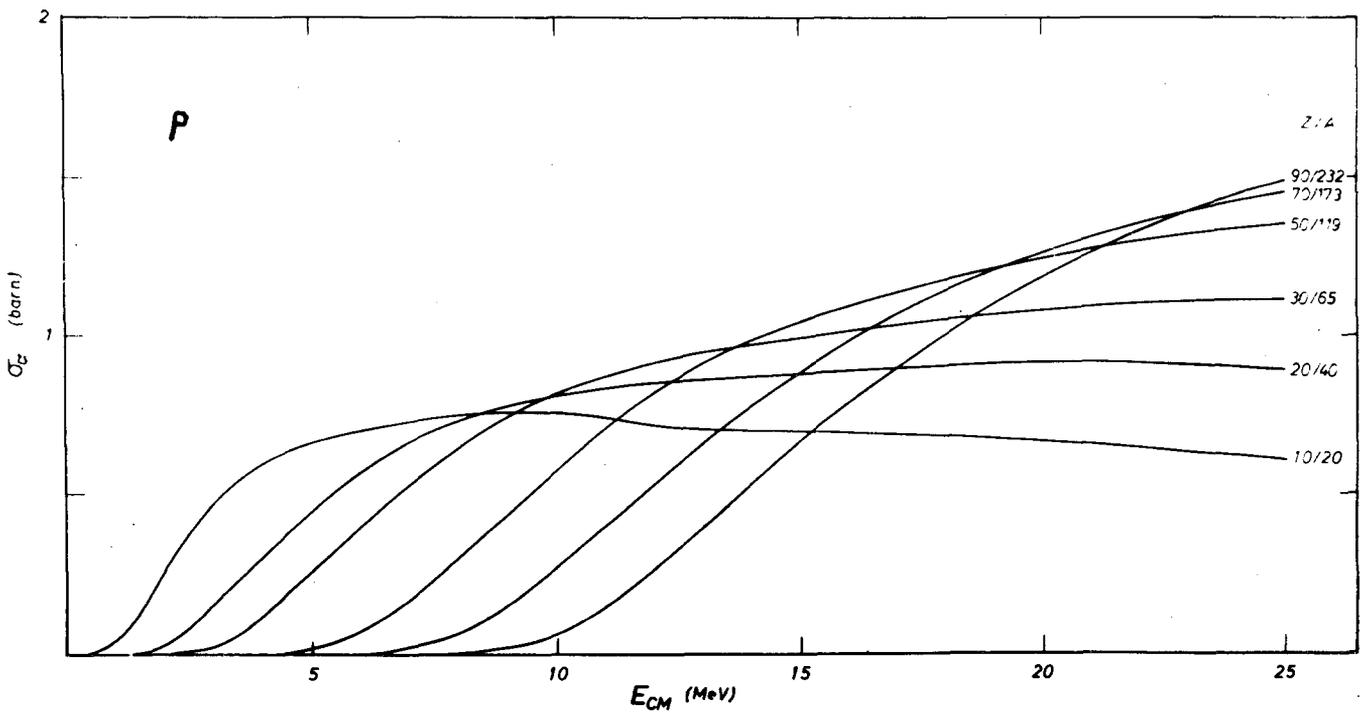
$$f_0(r) = (1 + \exp((r-R)/a))^{-1}$$

$$R = 1.25 A^{1/3} \text{ fm} \quad a = 0.65 \text{ fm} \quad b = 0.47 \text{ fm}$$

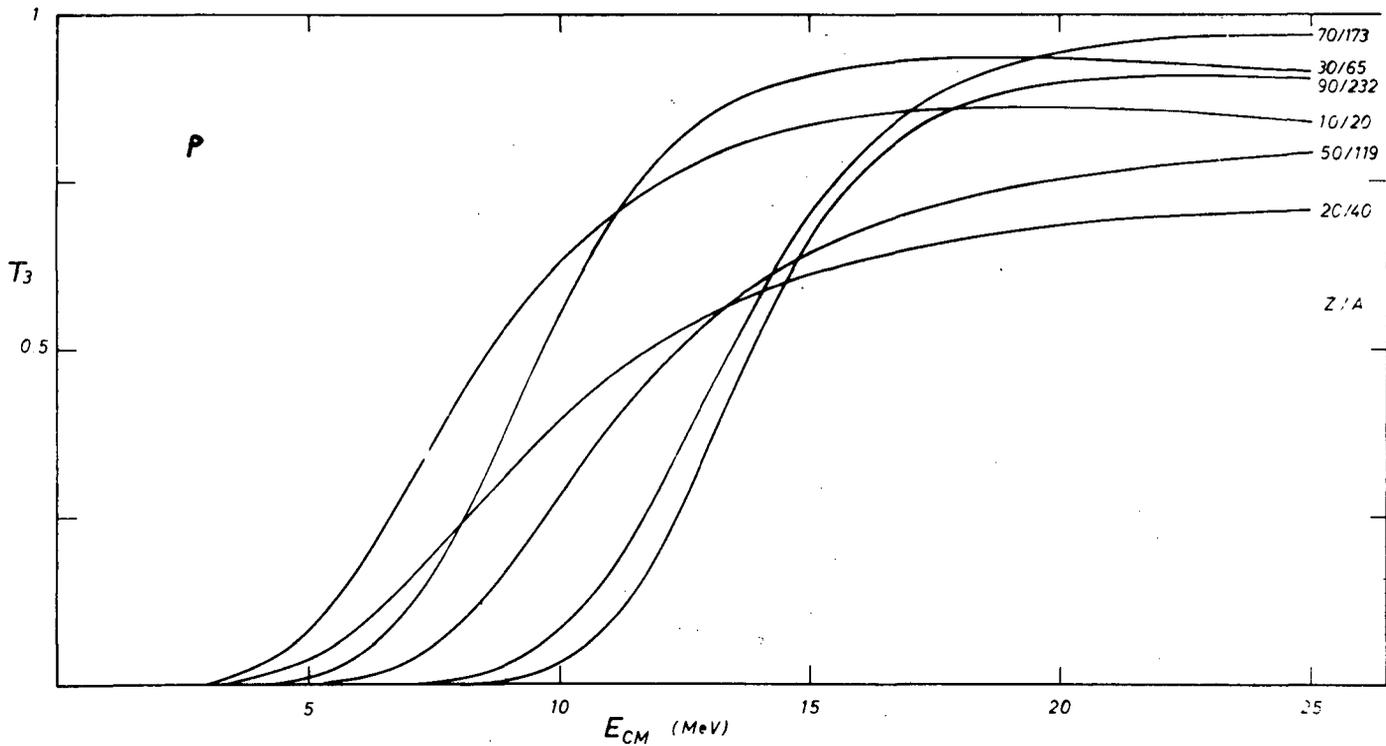
$$V = 53.3 - 0.55E + 0.4 Z/A^{1/3} + 27(N-Z)/A \text{ MeV}$$

$$W = 3 A^{1/3} \text{ MeV} \quad V_s = 7.5 + E/34 \text{ MeV}$$

(2)



(3)

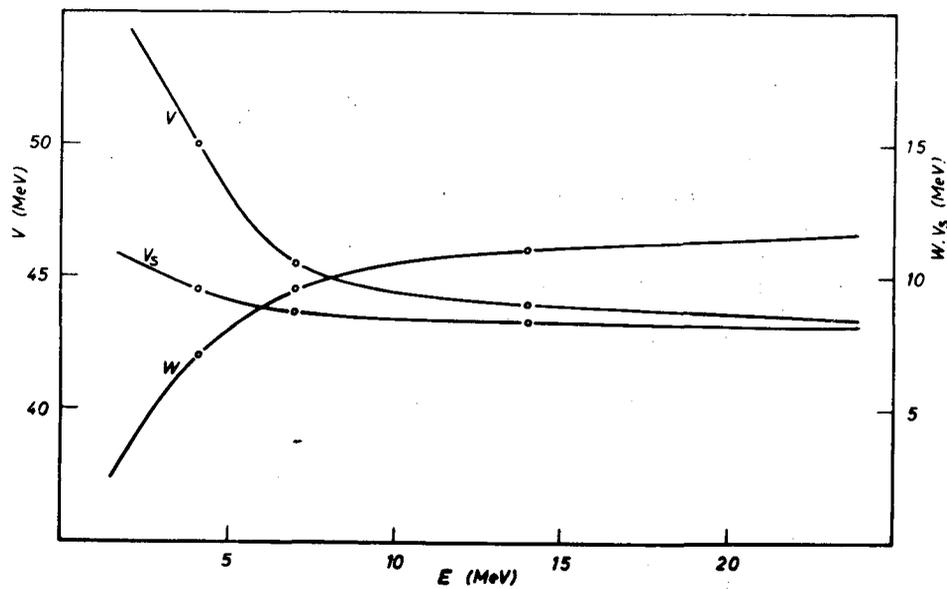


(4)

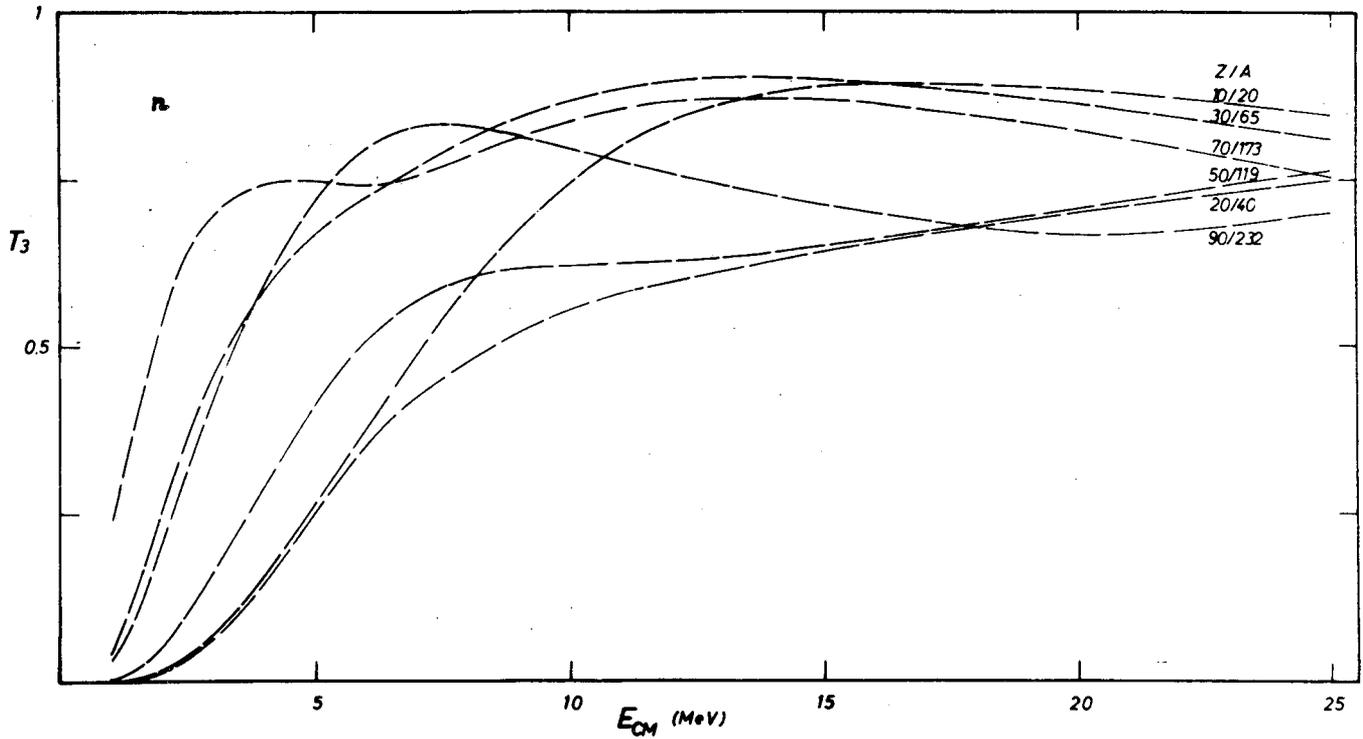
F. Bjorklund, S. Fernbach, Phys. Rev. 109(58)1295

$$-U(r) = V f(r) + iWg(r) - V_s f'(r)/r (\hbar/2\mu c)^2 T^2 S \quad f(r) = (1 + \exp(r-R)/a)^{-1} \quad g(r) = \exp(-(r-R)^2/b^2)$$

$$R = 1.25 A^{1/3} \text{ fm} \quad a = 0.65 \text{ fm} \quad b = 0.98 \text{ fm}$$



(5)



(6)

FG Perey and B. Buck, Nucl. Phys. 32(62)353

$$\left[\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + E \right] \Psi(\vec{r}) = -V_S \frac{f_0(r)}{r} \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \vec{s} \cdot \vec{\sigma} \Psi(\vec{r}) + \int d\vec{r}' K(\vec{r}, \vec{r}') \Psi(\vec{r}')$$

$$K(\vec{r}, \vec{r}') = U \left(\frac{r+r'}{2} \right) H(|\vec{r} - \vec{r}'|)$$

$$f_0(p) = (1 + \exp((p-R)/a))^{-1}$$

$$\rho = \frac{r+r'}{2}$$

$$-U(p) = V f_0(p) + iW 4b f_0'(p)$$

$$H(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \pi^{-3/2} \beta^{-2} \exp(-(|\vec{r} - \vec{r}'|/\beta)^2)$$

$$R = 1.22 A^{1/3} \text{ fm} \quad a = 0.65 \text{ fm}$$

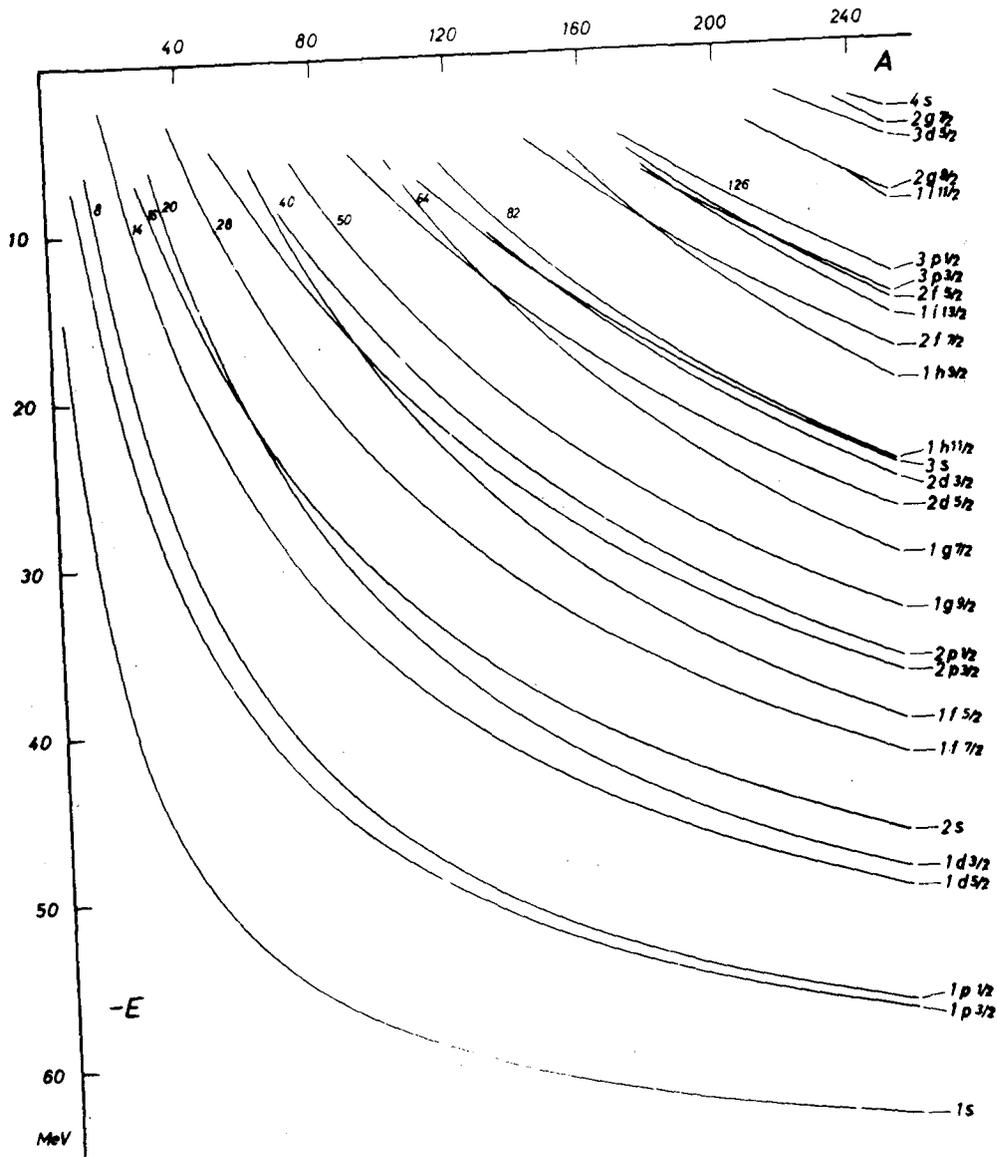
$$b = 0.47 \text{ fm} \quad \beta = 0.85 \text{ fm}$$

$$V = 71 \text{ MeV}$$

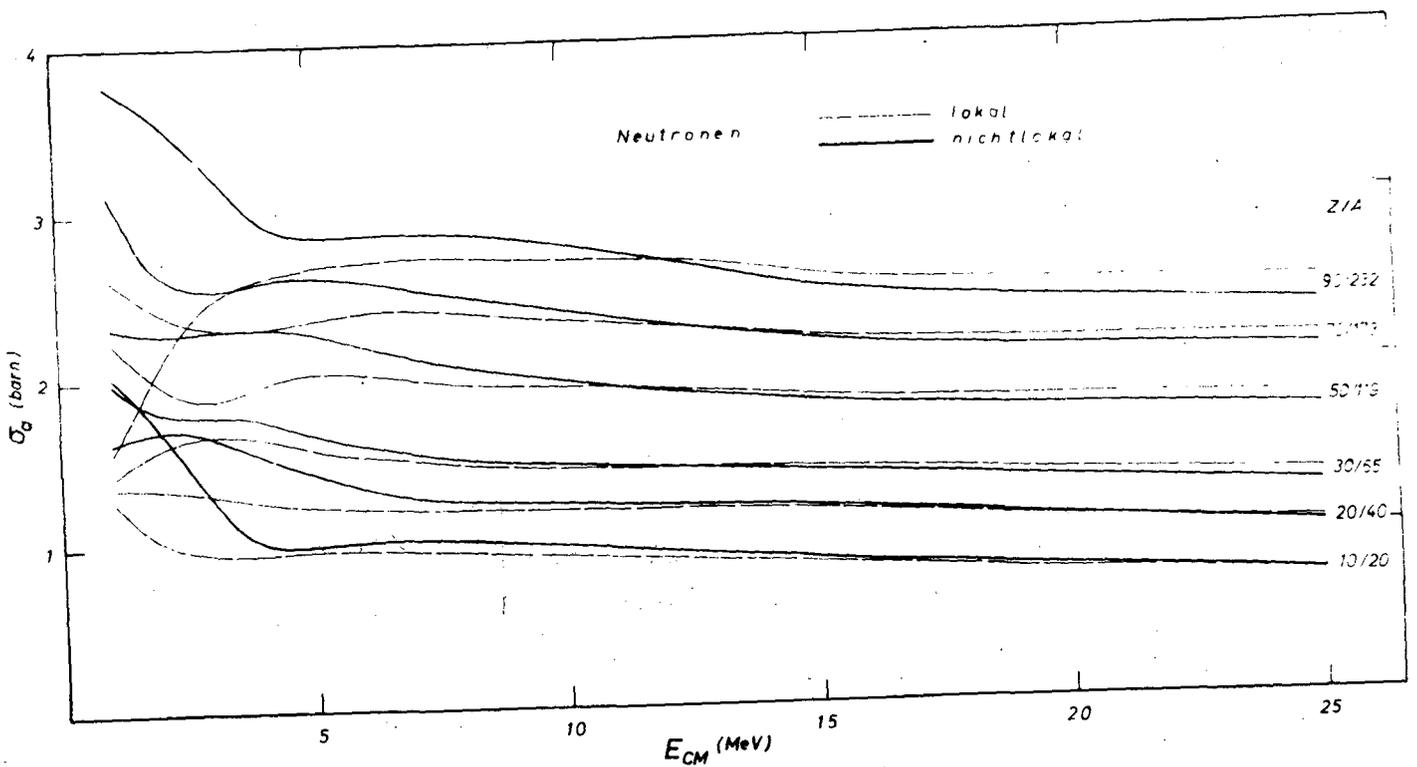
$$W = 15 \text{ MeV}$$

$$V_S = 1300 \text{ MeV}$$

(7)



(8)



(9)

Neuere Arbeiten zu den Termdichten

H. Büttner, Universität Frankfurt

Zunächst wurde ein Überblick über die neuere Literatur zur Kern-Niveau-Dichten-Formel gegeben. Die zitierten Arbeiten finden sich in der folgenden Zusammenstellung.

- Vergl. Vervielfältigung -

Außerdem berichteten wir über einige Rechnungen, die zur Bestimmung von (n, 2n) Wirkungsquerschnitten durchgeführt wurden. Dabei wurde neben der Verdampfung des zweiten Neutrons die Emission von γ -Strahlung berücksichtigt. Die Partial-Breite für γ -Emission entnahmen wir einer Arbeit von Lane und Lynn¹⁾:

$$T_{\gamma} = \frac{1}{\pi^2 g_c} \int_0^E k^2 \sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) \int (E - E_{\gamma}) dE_{\gamma}$$

mit

$$\sigma_{\gamma} = \frac{\frac{T_R}{2\pi E R}}{(E - E_R)^2 + \frac{1}{4} T_R^2} \quad E \cdot S \cdot e^{b(E - E_R)}$$

und T_R als Breite der Riesen-Resonanz bei der Energie E_R ; $S = 2,1 \cdot \frac{A}{100}$ MeV barn ist der über die Energie integrierte Wirkungsquerschnitt.

Der Parameter b diente zur Anpassung an niedrige Energien. Wir fanden nach einer Arbeit von Bergquist und Starfelt²⁾

$$b = 0,1 \text{ MeV}^{-1}$$

gegenüber dem Wert $0,3 \text{ MeV}^{-1}$ bei Lane und Lynn¹⁾.

Die Rechnung zeigt, daß der (n, 2n) Wirkungsquerschnitt durch die Berücksichtigung der γ -Emission zum Teil stark verringert wird gegenüber den früheren Werten, bei denen die γ -Emission unberücksichtigt blieb. Es scheint, daß eine noch bessere Übereinstimmung erreicht werden kann, wenn man außerdem (n, np) und (n, n α)-Prozesse berücksichtigt. (Rechnungen dazu sind im Gange).

¹⁾ A.M. Lane, J.E. Lynn

Nuclear Physics 11, 453(1959)

²⁾ T. Bergquist, N. Starfelt

Nuclear Physics 39, 353(1962)

Eine Anwendung des Optischen Modells und des
Kollektivmodells zur Bestimmung unelastischer
Streuquerschnitte an Na^{23} bis 4 MeV

G. Bundschuh, D. Emendörfer, W. Glöckle,
H.J. Siegert - Techn.Hochschule Stuttgart

Die Annahme von Zwischenkernprozessen im Energiebereich bis 4 MeV wird gestützt durch den ausgesprochenen Resonanzcharakter des elastischen und nichtelastischen Querschnitts und durch die zu 90° symmetrische Winkelverteilung inelastisch gestreuter Neutronen. Wir benützen deshalb die Hauser-Feshbach-Theorie. Deren Auswertung setzt die Kenntnis der Ladung und Spins der Restkernniveaus voraus. Durch eine Überlagerung von vier Rotationsbanden, aufgebaut auf dem Grundzustand und drei angeregten Zuständen im Nilsson-Modell, konnten wir das experimentelle Termschema bis etwa 3,5 MeV eindeutig wiedergeben und somit einige fehlende Spins bestimmen. Die Kopplungskonstanten und die relativen Lagen der Banden waren befriedigend aus den Wellenfunktionen des Nilssonmodells zu berechnen, das durch $\mu = 0$, $\kappa = 0,07$ und die Abschätzung $\hbar\omega = 41 \text{ A}^{-1/3} \text{ MeV}$ festgelegt wurde.

Wir benützten für alle Banden nur ein Trägheitsmoment:

$\hbar^2/2J = 0,25 \text{ MeV}$. Weiter berechneten wir sämtliche Eindringfaktoren $T_1^j(E) = 1 - |\eta_l^+(E)|^2$ nach dem Optischen Modell durch das Björklund-Fernbach Potential mit Spin-Bahn-Kopplung.

Die Anpassung der Potentialparameter erfolgte durch den gemittelten nichtelastischen und den gemittelten totalen Querschnitt; der gemittelte compoundelastische Querschnitt wurde dabei in Konsistenz mit der Hauser-Feshbach Theorie gewählt. Mit der Verwendung des Optischen Modells waren natürlich nur mittlere Anregungsquerschnitte in dem betrachteten Resonanzbereich zu erwarten. Unsere Rechnungen ergaben dieses mittlere Verhalten; gegen das Ende des Resonanzbereichs bei 4 MeV gehen unsere theoretischen Ergebnisse recht gut in die experimentellen Kurven über. Die Voraussetzungen der Hauser-Feshbach Theorie dürften somit im wesentlichen gerechtfertigt sein und eine Fortsetzung der Rechnungen zu höheren Energien sinnvoll.

Berechnung der anisotropen elastischen
Streuung schneller Neutronen für einige
Struktur- u. Abschirmmaterialien

F. Bühler, D. Emendörfer, G. Hehn,
H.J. Siegert, Techn.Hochschule Stuttgart

Mittels des Optischen Kernmodells werden differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung schneller Neutronen an Al, Fe, Zr und Pb im Energiebereich zwischen 2 und 14 MeV berechnet.

Die Potentialparameter sind durch Vergleich mit experimentellen Daten bei 4, 1, 7 und 14 MeV festgelegt. Bei den dazwischen liegenden Energien wird Übereinstimmung mit den integralen Querschnitten gefordert.

Durch Benutzung einer komplexen Spin-Bahn Wechselwirkung lassen sich für einige Kerne bessere Resultate als bisher erzielen.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden ins Laborsystem umgerechnet und nach Kugelfunktionen entwickelt.

Bei diesen hohen Energien ist die Anisotropie des differentiellen Wirkungsquerschnitts stark ausgeprägt. Zwischen Vor- und Rückstreuung der Neutronen variiert der Querschnitt oftmals um 3 Zehnerpotenzen. Dies hat zur Folge, daß höhere Koeffizienten bei der Kugelfunktionsentwicklung wesentliche Beiträge bringen. Die Energieabhängigkeit der Koeffizienten wird am Beispiel von Fe und Pb diskutiert.

Statistik der Kernniveaubstände und Breiten

Helmut Jahn

Kernforschungszentrum Karlsruhe

I. Begriffsbildung

Der Vortrag von Herrn Büttner handelte von denjenigen statistischen Eigenschaften der Atomkerne, die in den Termdichten der Neutronenresonanzniveaus und den damit zusammenhängenden Kerneigenschaften ihren Ausdruck finden. Darüber hinaus gibt es aber noch weitere statistische Eigenschaften der Atomkerne, die bei den Kernreaktionen der Neutronen eine Rolle spielen, und zwar handelt es sich dabei um die statistischen Eigenschaften der Abstände der Neutronenresonanzniveaus und um die Statistik von deren Breiten. Eine Niveaubandsstatistik erhält man, indem man die Häufigkeit bestimmter Niveaubandsabstände für ein vorliegendes Datenmaterial innerhalb eines bestimmten Energiebereiches auszählt.

II. Empirische Beispiele, Niveaubandstoßeffekt

Die Resultate einer solchen von Porter und Rosenzweig ¹⁾ vorgenommenen Auszählung sind in Fig. 1 wiedergegeben.

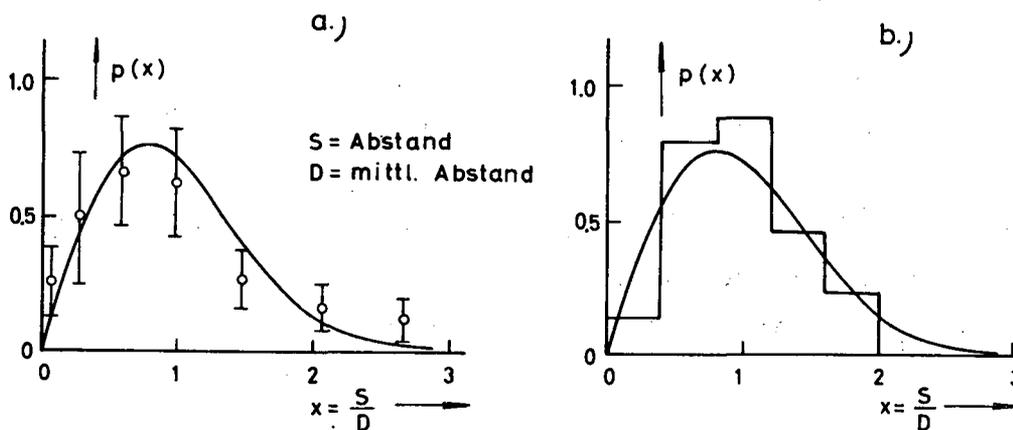


Fig.1: Kernniveaubandsverteilungen

a) Daten von Th^{232} , U^{234} , U^{236} , U^{238} nach Harvey und Hughes ²⁾

37 Zählungen bis zu 400 eV Neutronenenergien

b) Daten von U^{238} nach Rosen ³⁾

55 Zählungen zwischen 0 und 1 keV Neutronenenergien

Die ausgezogene Kurve ist die zuerst von Wigner ⁴⁾ vermutete Verteilung:

$$(1) \quad P(x) = \frac{\pi}{2} x e^{-\frac{\pi x^2}{4}}$$

Es ist zu betonen, daß die Daten dieser Figur sich auf Resonanzniveaus zum selben Spin und derselben Parität beziehen. Es zeigt sich deutliche Evidenz für den sogenannten Niveauabstoßungseffekt.

Dieser Effekt ist nicht so ausgeprägt, wenn die Compoundkernniveaus zwei verschiedene Spinwerte haben können. Bei der hier nur betrachteten S-Streuung der Neutronen haben wir diesen Fall bei Targetkernen vom Spin $\neq 0$ vor uns. Eine solche Verteilung zeigt Fig.2.

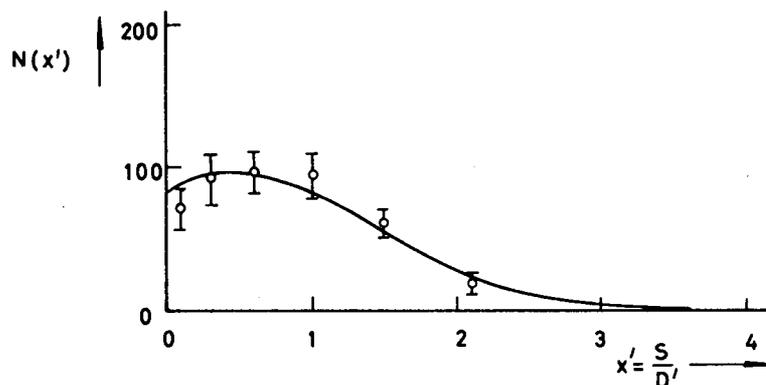


Fig.2: Niveauabstandsverteilung nach Harvey und Hughes ²⁾ für Kerne vom Spin $\neq 0$
 Daten von I ¹¹³ bis Ta ¹⁸¹ 162 Zählungen bis zu etwa 530 eV
 Die ausgezogene Kurve ist eine Kombination zweier Verteilungen vom Typ der Wignerschen Vermutung, wie sie von Lane ^{*} ausgearbeitet worden ist. Sie lautet:

$$(2) \quad P(x) = \frac{1}{2} e^{-\frac{\pi x^2}{8}} + \frac{\pi x}{8} e^{-\frac{\pi x^2}{16}} \quad 1 - \Phi(x \sqrt{\pi}/4)$$

$$x' = \frac{S}{D'} = \frac{\text{Abstand}}{\text{Mittlerer Abstand}}$$

$$0(x' \sqrt{\pi}/4) = \text{Fehlerfunktion}$$

Das Material ist also damit verträglich, daß bei nur einem Spinwert die volle Niveauabstoßung entsprechend der Wignerverteilung gelten würde.

III. Statistik der Vielteilchen-Hamiltonmatrizen

1. Die Matrixelemente

Nach Porter und Rosenzweig ¹⁾ kann man nun dieses Verhalten aus statistischen Annahmen über Vielteilchen-Hamiltonmatrizen der Kerne berechnen, deren Eigenwerte mit den Energien der Kernniveaus zu identifizieren sind. Die Matrixelemente eines solchen Vielteilchen-Hamiltonoperators kann man sich z.B. gebildet denken durch Integration des Kernhamiltonoperators mit irgendeinem nicht näher bekannten Funktionensystem einer Darstellung des Kernvielkörperproblems der A-Nukleonen.

$$(3) \quad H_{\alpha\beta} = \int \psi_{\alpha}^{J,T}(r_1, \dots, r_n) H \psi_{\beta}^{J,T}(r_1, \dots, r_n) dr_1, \dots, r_n$$

Die Bevorzugung nur eines einzigen Spinwertes beim Niveauabstoßungseffekt legt nahe, nur Untermatrizen zum selben Spin zu betrachten, deren Matrixelemente in einer geeigneten Darstellung reell geschrieben werden können.

2. Die statistischen Annahmen

Mit einer Gesamtheit von solchen Matrizen treiben wir Statistik und fragen nach der Wahrscheinlichkeit

$$(4) \quad P_N(H_{11}, H_{12}, \dots, H_{NN}) dH_{11} dH_{12} \dots dH_{NN}$$

für das Auftreten einer Matrix mit Matrixelementen $H_{11}, H_{12}, \dots, H_{NN}$ in den Intervallen $dH_{11} dH_{12} \dots dH_{NN}$.

1. Annahme: Unabhängigkeit

P_N soll aus unabhängigen Verteilungen für die einzelnen Matrixelemente bestehen:

$$(5) \quad P_N(H_{11}, H_{12}, \dots, H_{NN}) = f_{11}(H_{11}) f_{12}(H_{12}) \dots f_{\alpha\beta}(H_{\alpha\beta}) \dots f_{NN}(H_{NN})$$

$\alpha \leq \beta$

Ferner wird angenommen:

$$(6) \quad f_{\alpha\beta}(H_{\alpha\beta}) = f_{\alpha\beta}(-H_{\alpha\beta})$$

und

$$(7) \quad f_{\alpha\alpha}(H_{\alpha\alpha} - \bar{H}_{\alpha\alpha}) = f_{\alpha\alpha}(\bar{H}_{\alpha\alpha} - H_{\alpha\alpha})$$

In $H_{\alpha\beta}$ wird dabei immer $H_{\alpha\alpha}$ durch $(H_{\alpha\alpha} - \bar{H}_{\alpha\alpha})$ ersetzt.

2. Annahme:

Invarianz der Verteilungsfunktion gegenüber der speziellen Matrixdarstellung:

Also bei zwei Matrixdarstellungen H und H' mit

$$(8) H = S^{-1} H' S$$

soll $P(H'_{11}, H'_{12}, \dots, H'_N)$ dieselbe Funktion von den $H'_{\alpha\beta}$ wie

$$(9) P(H_{11}, H_{12}, \dots, H_N)$$
 von den $H_{\alpha\beta}$ sein.

3. Die Gesamtverteilungsfunktion für die Matrixelemente

Stellt man S als eine Folge von zweidimensionalen Drehungen im n-dimensionalen Vektorraum dar gemäß

$$(10) S = S_{N2} \dots S_{32} S_{12}$$

so lassen sich die einzelnen Faktoren durch Drehwinkel darstellen, wie es z.B. bei S_{12} gemäß

$$(11) S_{12} = \begin{vmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & & & & \\ 0 & 0 & & & & \\ \cdot & \cdot & & & & \\ \cdot & \cdot & & & & \\ 0 & 0 & & & & 1 \end{vmatrix}$$

der Fall ist.

Drücken wir dementsprechend gemäß (12), (15) und (17) die H_{ik} durch die H'_{ik} und die θ_{ik} aus, so läßt sich die Invarianzforderung durch

$$(12) \frac{\partial P}{\partial \theta_{ik}} = 0$$

ausdrücken und man erhält als Lösung davon, wenn man die davor aufgestellte Unabhängigkeitsforderung, d.h. die Zerlegbarkeit in Faktoren, berücksichtigt, die Gausverteilung:

$$(13) P_N(H_{11}, H_{12}, \dots, H_{NN}) = C e^{-\sum_{i,k} H_{ik}^2 / 4\sigma^2}$$

für die gesamte Verteilungsfunktion, wobei σ^2 das mittlere Quadrat der off-Diagonalelemente ist.

4. Die gemeinsame Eigenwertverteilung

Zur Berechnung der Abstandsverteilung muß man in der Gesamtverteilungsfunktion für die Matrixelemente, die Matrixelemente mittels der Hauptachsentransformation

$$(14) \quad X_\lambda = \sum_{\mu} a_{\mu\lambda} \psi_{\mu}$$

durch die Eigenwerte ausdrücken

$$(15) \quad H_{\mu\nu} = \sum_{\lambda} E_{\lambda} a_{\mu\lambda} a_{\nu\lambda}$$

Das ergibt mit

$$(16) \quad \sum_{\mu} a_{\lambda\mu} a_{\lambda,\mu} = \delta_{\lambda\lambda},$$

$$(17) \quad \sum_{\mu,\nu} H_{\mu\nu}^2 = \sum_{\lambda} E_{\lambda}^2$$

und

$$(18) \quad a_{\mu\lambda} = a_{\mu\lambda} (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{N(N-1)/2})$$

eine gemeinsame Gausverteilung für die Summe der Eigenwerte mal einer Funktionaldeterminante

$$I_N = \begin{vmatrix} \frac{\partial H_{11}}{\partial E_1} & \frac{\partial H_{11}}{\partial E_2} & \dots & \frac{\partial H_{11}}{\partial E_N} & \frac{\partial H_{11}}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial H_{11}}{\partial \alpha_2} & \dots & \frac{\partial H_{11}}{\partial \alpha_{N(N-1)/2}} \\ \frac{\partial H_{12}}{\partial E_1} & \frac{\partial H_{12}}{\partial E_2} & \dots & \frac{\partial H_{12}}{\partial E_N} & \frac{\partial H_{12}}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial H_{12}}{\partial \alpha_2} & \dots & \frac{\partial H_{12}}{\partial \alpha_{N(N-1)/2}} \\ \cdot & \cdot & & & & & & \\ \frac{\partial H_{NN}}{\partial E_1} & \frac{\partial H_{NN}}{\partial E_2} & \dots & \frac{\partial H_{NN}}{\partial E_N} & \frac{\partial H_{NN}}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial H_{NN}}{\partial \alpha_2} & \dots & \frac{\partial H_{NN}}{\partial \alpha_{N(N-1)/2}} \end{vmatrix}$$

Diese verschwindet aber immer, wenn zwei oder mehrere Eigenwerte zusammenfallen. Als Polynom muß sie daher einfach aus einem Produkt

aller Differenzen zwischen den Eigenwerten mal einem eigenwertunabhängigen Faktor bestehen.

Man erhält so die Wishart-Verteilung:

$$P_N(E_1, E_2, \dots, E_N) dE_1 \dots dE_N = K \left(\prod_{\mu < \nu} \pi |E_\mu - E_\nu| \right) e^{-\frac{1}{4\sigma^2} \sum_{\lambda=1}^N E_\lambda^2} dE_1 \dots dE_N$$

Der Faktor $\prod_{\mu < \nu} \pi |E_\mu - E_\nu|$ bringt hier schon die Abstoßung der Eigenwerte zum Ausdruck, d.h. das Verschwinden der Wahrscheinlichkeit für das Zusammenfallen von zwei oder mehr Eigenwerten.

5. Das Coulombmodell der Niveauabstoßung

Dyson ⁵⁾ hat die entsprechende Verteilung für die zugehörigen Eigenwerte $e^{i\varphi_\lambda}$ der S-Matrix abgeleitet. Er findet

$$(41) \quad Q(\varphi_1, \dots, \varphi_N) d\varphi_1 \dots d\varphi_N = c \prod_{i < j} \pi |e^{i\varphi_i} - e^{i\varphi_j}| d\varphi_1 \dots d\varphi_N$$

oder umgeschrieben

$$(42) \quad Q(\varphi_1, \dots, \varphi_N) = e^{-\sum_{i < j} \ln |e^{i\varphi_i} - e^{i\varphi_j}|}$$

Dies ist aber gerade die Boltzmann-Wahrscheinlichkeit für auf einem Einheitskreisring bei den Winkeln φ_i, φ_j sich befindende Coulombladungen, die sich gegenseitig abstoßen mit der potentiellen Energie $\sum \ln |e^{i\varphi_i} - e^{i\varphi_j}|$, und die die Temperatur $T = 1$ besitzen. Die Niveaus i, j stoßen sich also genau wie Coulombladungen gegenseitig ab. Dyson führt damit die Niveauabstandsstatistik auf die statistische Thermodynamik eines eindimensionalen Coulombgases zurück.

7. Berechnung der Abstandsverteilung

Die Abstandsverteilung erhält man aus der Wishart-Verteilung durch Integration über alle Eigenwerte mit Ausnahme zweier benachbarter. Das nach mühsamer Integration von Mehta und Gaudin ⁶⁾ erhaltene Resultat zeigt Fig. β :

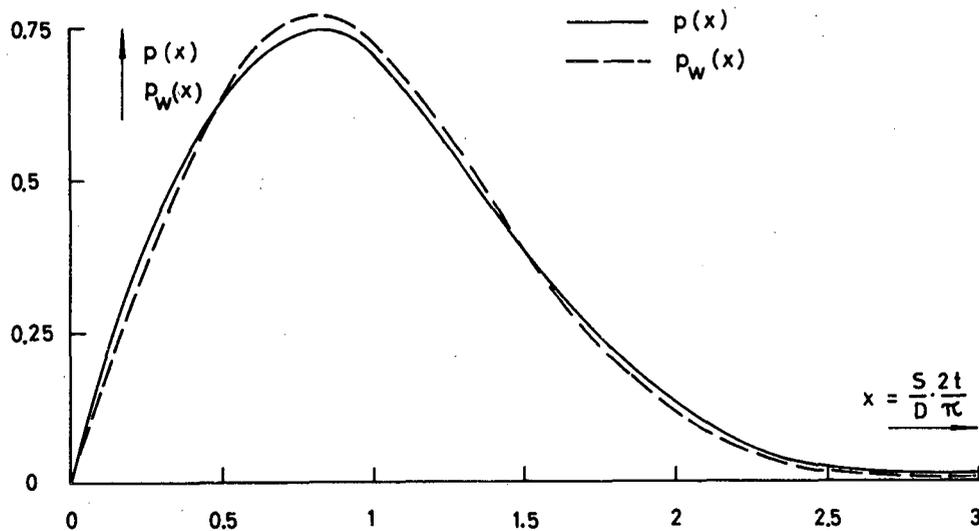


Fig.3: Theoretische Niveauabstandsverteilung von Mehta und Gaudin

Wie man sieht, wird die Wignersche Vermutung sehr gut bestätigt. Sie läßt sich also gewissermaßen als Ausdruck unserer Statistik der Hamiltonmatrizen verstehen.

8. Die Breitenverteilung

Aus der bei unserer Statistik der Hamiltonmatrizen wesentlichen Annahme der statistischen Gleichwertigkeit der Matrixdarstellungen folgt nach Porter und Rosenzweig ¹⁾, daß auch die Eigenvektorkomponenten in

$$(19) \quad X_{\lambda} = \sum_{\mu} a_{\mu\lambda} \psi_{\mu}$$

gausverteilt sind. Daraus wiederum folgt wegen

$$(20)(5) \quad \Gamma_{\lambda n} = 2 \operatorname{Tr} y_{\lambda n}$$

mit

$$(21) \quad y_{\lambda n} \approx \int X_{\lambda} \phi_n dS = \sum_{\mu} a_{\mu\lambda} \int \psi_{\mu} \phi_n dS$$

eine Gausverteilung für die Breitenamplitude (s. Fig. 4)

$$(22) \quad y = (\Gamma_n^{(0)} / \bar{\Gamma}_n^{(0)})^{1/2}$$

a) Daten von Th²³², U²³⁴,
U²³⁶, U²³⁸ nach Harvey
und Hughes
37 Zählungen bis zu
400 eV Neutronenenergien

b) Daten von U²³⁸ nach
Rosen
55 Zählungen zwischen
0 und 1 KeV Neutronen-
energien

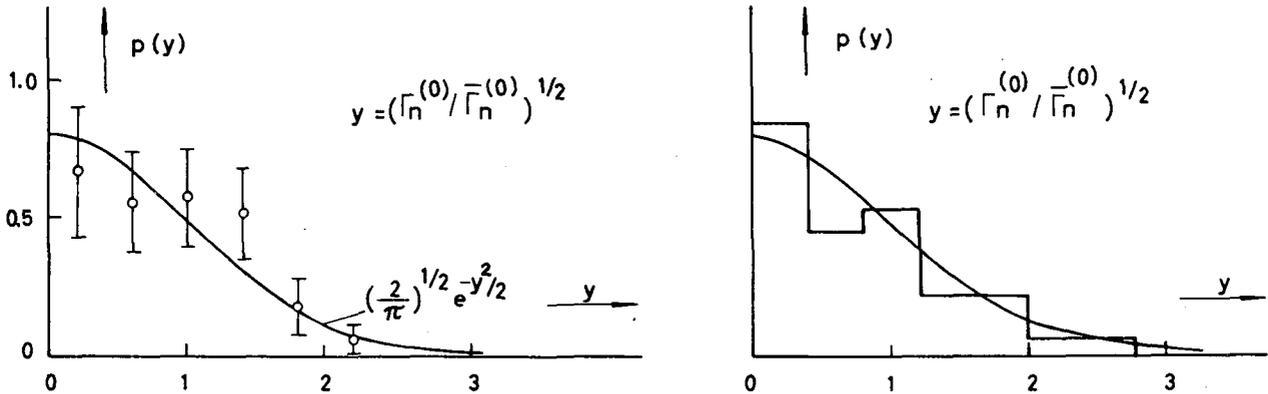


Fig.4: Verteilungen von Neutronenbreitenamplituden

Für die Breite selbst ergibt sich damit die Porter-Thomas-Verteilung ⁷⁾

$$(23) \quad P(x) = x^{-1/2} e^{-1/2x}, \quad x = y^2 = \frac{\Gamma_n^{(0)}}{\bar{\Gamma}_n^{(0)}}$$

also eine x^2 -Verteilung vom Freiheitsgrad $\frac{1}{2}$. Für beliebige Freiheitsgrade ist die x^2 -Verteilung

$$(24) \quad P(x; \nu) dx = \Gamma(\nu)^{-1} (\nu x)^{\nu-1} e^{-\nu x} dx$$

$\nu = 2\beta_2$ ist die Zahl der Freiheitsgrade. So z.B. haben totale Breiten eine X -Verteilung mit einem Freiheitsgrad gleich der Zahl der unabhängigen Kanäle. Sind jedoch die Kanäle korreliert wie bei Spaltungsbreiten, so ist die Zahl der Freiheitsgrade kleiner als die Zahl der

Spaltkanäle. Somit gibt die statistische Analyse wichtige Hinweise auf den Charakter der Resonanzen.

Die hier gezeigten einfachen empirischen Beispiele entsprechen dem unkorrelierten Fall besonders gut. Bei komplizierten Fällen können wir dann aber aus den Abweichungen Schlüsse zur Analyse der Daten wie z.B. über Beiträge kollektiver Freiheitsgrade wie Kernspaltung u. dergl. ziehen (siehe Porter und Rosenzweig ⁸⁾).

Literatur

- 1) C.F. Porter and N. Rosenzweig, Suomalaisen Tiedeakatemiaan Toimituksia (Annales Academiae Scientiarum Fennicae) A VI, No. 44 (1960), and Phys. Rev. 120, 1698 (1960)
- 2) J.A. Harvey and D.J. Hughes, Phys. Rev. 109, 471 (1958)
- 3) J.L. Rosen, Neutron Resonances in U^{238} ; Ph.D. Thesis; Columbia University, New York, New York (1959)
- 4) E.P. Wigner, Gatlinburg Conference on Neutron Physics by Time-of-Flight; Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-2309 (1957, unpublished), p. 59
- 5) F.J. Dyson, J. Math. Phys. 3, 140, 157, 166, 1191 (1962)
F.J. Dyson und M.L. Mehta 4, 701 (1963)
- 6) M.L. Mehta, Nucl. Phys. 18, 395 (1960)
M.L. Mehta und M. Gaudin, Nucl. Phys. 18, 420 (1960)
M. Gaudin, Nucl. Phys. 25, 447 (1961)
- 7) C.E. Porter und R.G. Thomas, Phys. Rev. 104, 483 (1956)
- 8) C.F. Porter und N. Rosenzweig, Phys. Rev. 120, 1698 (1960)

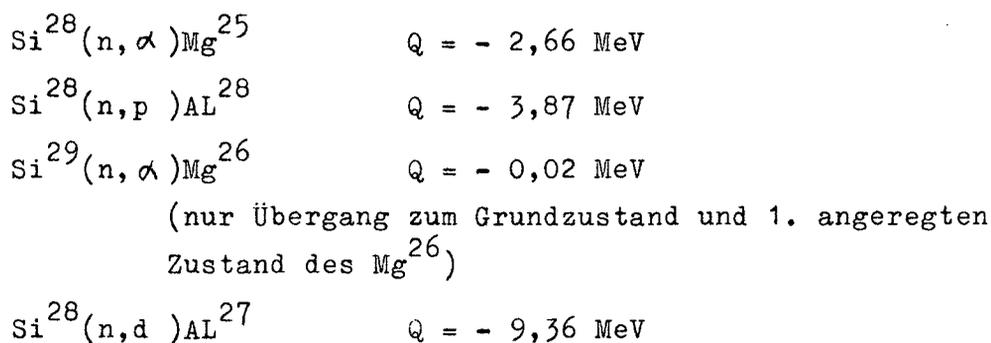
Neutroneninduzierte Reaktionen in Silizium-
Halbleiterzählern

G. Andersson-Lindström, Physikalisches
Staatsinstitut Hamburg

Siliziumhalbleiterzähler wurden in den letzten Jahren immer häufiger zum Nachweis geladener Teilchen aus Kernreaktionen verwendet. Insbesondere wurden sie auch zur Untersuchung neutroneninduzierter Reaktionen herangezogen. Hier liegt es nun nahe, zunächst die Reaktionen im Silizium selber zu studieren, den Halbleiterzähler also gleichzeitig als Target und Detektor zu verwenden.

Im folgenden soll ein Überblick über die beim Beschuß mit Neutronen im Zähler zu erwartenden Reaktionen, die bisher gemachten Experimente und erzielten Resultate gegeben werden.-

Anhand der Fig. 1 kann man die im Silizium möglichen Reaktionen diskutieren. Aus den Isotopenhäufigkeiten und den angegebenen Q-Werten ergibt sich dabei, daß zum im Zähler registrierten Spektrum der geladenen Teilchen die Reaktionen:



beitragen. Dabei kann man sowohl die (n, α) als auch die (n, p) Übergänge zu den bekannten niedrig liegenden angeregten Niveaus der Restkerne Mg^{25} und AL^{28} wegen der guten Energieauflösung der Zähler trennen. Für höhere Neutronenenergien (etwa 15 - 20 MeV) sind auch Übergänge zu dichter liegenden Niveaus (mittlerer Niveauabstand 50 - 100 keV) möglich, die dann nicht mehr getrennt werden können.

Das Prinzip der Registrierung der Teilchen im Halbleiterzähler beim Beschuß mit Neutronen zeigt Fig. 2. Es kommt sehr wesentlich auf die Dicke der Sperrschicht an. Da die geladenen Teilchen nur insoweit mit ihrer vollen Energie registriert werden, wie ihre Bahn vollständig in der

Sperrschicht des Zählers verläuft, bekommt man wegen der großen Reichweite der Protonen (s. Tabelle) große Randeffekte bereits bei 8 - 10 MeV Neutronenenergie, bei 15 - 20 MeV ist die Reichweite der Protonen groß gegen die Sperrschichtdicke, man erhält ein kontinuierliches Energieverlustspektrum bei niedrigen Energien, welches bis zu einer Maximalenergie reicht, deren zugehörige Protonenreichweite etwa gleich der Dicke der Sperrschicht ist. Nur oberhalb dieser Energie (etwa 6 MeV) kann das Spektrum ausgewertet werden. Es besteht hier nur aus den α -Übergängen und dem eventuellen (n,d)-Übergang zum Grundzustand des AL^{27} . Da die (n,np) und (n,n α)-Reaktionen stark negative Q-Werte (s. Tabelle Fig. 1) haben, fallen die Spektren aus diesen Reaktionen in den nicht auswertbaren niederenergetischen Teil. Diese Situation wird sich erst ändern, wenn man einige mm dicke Li gedriftete Zähler für die Untersuchung der Reaktionen am Silizium benutzt.

Fig. 3 gibt eine Aufstellung der bisher gemachten Experimente mit dem zugehörigen Neutronenenergiebereich (Literaturverzeichnis (1) - (6)). Da die Wirkungsquerschnitte, wie noch gezeigt wird, starke Fluktuationen zeigen, sind die Messungen durchweg in kleinen Neutronenenergieschritten (20 - 50 keV) durchgeführt worden. Außer den angeführten gibt es noch eine Reihe von Messungen bei einzelnen Neutronenenergien, vorwiegend um 14 MeV ((7) - (12)). Bis auf die Lücke von 9 - 12 MeV sind also die (n, α)-Reaktionen am Si^{28} von etwa 4 - 18 MeV untersucht, während die (n,p) - Reaktionen bisher nur bis 9 MeV und zwischen 13,5 und 14,4 MeV gemessen wurden.

Beispiele für die gemessenen Spektren bei den verschiedenen Neutronenenergien findet man in Fig. 4 - Fig. 7. Bei kleinen Neutronenenergien (etwa 6 MeV) sind die $Si^{28}(n,\alpha)$ Reaktion zum Grundzustand von Mg^{25} und $Si^{28}(np)$ -Reaktion zum Grundzustand und 1. angeregten Zustand von AL^{28} (sie liegen nur 30 keV auseinander, die Übergänge können nicht getrennt werden) vorherrschend. Für höhere Neutronenenergien treten dann immer mehr Übergänge zu angeregten Niveaus in den Restkernen auf. Die Fig. 5 zeigt den hochenergetischen Teil des Spektrums bei 13,6 MeV Neutronenenergie mit deutlich erkennbarem p_0p_1 und p_2p_3 -peak. Die Eigenschaft, daß ein dünner Zähler praktisch nur α -Teilchen, ein dicker Protonen und α -Teilchen (s.o.) registriert, ist (s. Fig. 6) ausgenutzt worden, um das Protonenspektrum vom α -Teilchenspektrum zu trennen. Das schließlich bei 18 MeV Neutronenenergie aufgenommene

Spektrum (Fig. 7) zeigt in einem 250 μ dicken Zähler das α -Spektrum (Übergänge zu bekannten Niveaus - Mg^{25} sind wieder markiert) und mit beträchtlicher Intensität den Übergang zum Grundzustand von Al^{27} in der Reaktion $Si^{28}(n,d)Al^{27}$.

Beispiele für die gemessenen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenenergie findet man in Fig. 8 - 10. Um den mittleren Verlauf herum, findet man starke Fluktuationen der Wirkungsquerschnitte (s. E. Rössle, Untersuchung von Neutronen-Wirkungsquerschnitten an Silizium im Energiebereich 5 - 9 MeV mit Halbleiterzählern; diese Konferenz). Der Verlauf der mittleren Wirkungsquerschnitte wurde nach der Theorie von Lane und Thomas mit bekannten T_1 -Werten für Neutronen, Protonen nach (15) und (16) und α -Teilchen berechnet (17).

Sowohl die absoluten Werte als auch der Verlauf mit der Neutronenenergie stimmen gut mit den Experimenten überein (s. Fig. 8 und 9).

Literaturverzeichnis:

- (1) R. Potenzen et al.; Nucl. Phys. 41, 298 (1963)
- (2) G. Betz, E. Rössle; unveröffentlicht
- (3) B. Mainsbridge et al.; Nucl. Phys., im Druck
- (4) G. Lindström, E. Rössle, Phys. Letters 5, 71 (1963)
- (5) L. Colli et al.; Phys. Letters 2, 12 (1962)
- (6) G. Lindström, B. Zausig, unveröffentlicht
- (7) M.G. Marcazzan et al.; Phys. Letters 1, 6 (1962)
- (8) G. Dearnaley, A.T.G. Ferguson; Proc. Rutherford Memorial Conf, 1961 C2/51
- (9) G. Dearnaley, A.T.G. Ferguson; Phys. Letters 1 (1962), 197
- (10) W.M. Deuchars, G.P. Lawrence; Nature (London) 192, 1278
- (11) J.M. Aitken, W.R. Dixon; Phys. Letters 2, 152 (1962)
- (12) G. Lindström; Zeitschrift f. Natf. 17 a, 238 (1962)
- (13) D. Blanc et al; Nuovo Cim. 23, 1140 (1962)
- (14) A.M. Lane, R.G. Thomas; Rev. Mod. Phys. 30, 257 (1958)
- (15) H. Meldner, A. Lindner; unveröffentlicht
- (16) J.R. Huizenga, G.J. Igo; ANL 6373
- (17) G. Lindström, unveröffentlicht

Neutroneninduzierte Reaktionen im Silizium

Si^{30} 3,12%

- $Si^{30}(n,p) Al^{30}$ $Q = -6.51$ MeV?
- $Si^{30}(n,\alpha) Mg^{27}$ $Q = -4.19$ MeV
- $Si^{30}(n,d) Al^{29}$ $Q = -11.43$ MeV

weitere mögliche Reaktionen
im Si^{28} :

- $Si^{28}(n,n,p) Al^{27}$ $Q = -11.59$ MeV
- $Si^{28}(n,n,\alpha) Mg^{24}$ $Q = -9.99$ MeV
- $Si^{28}(n,\alpha) Mg^{26}$ $Q = -12.12$ MeV
- $Si^{28}(n,t) Al^{26}$ $Q = -16.15$ MeV

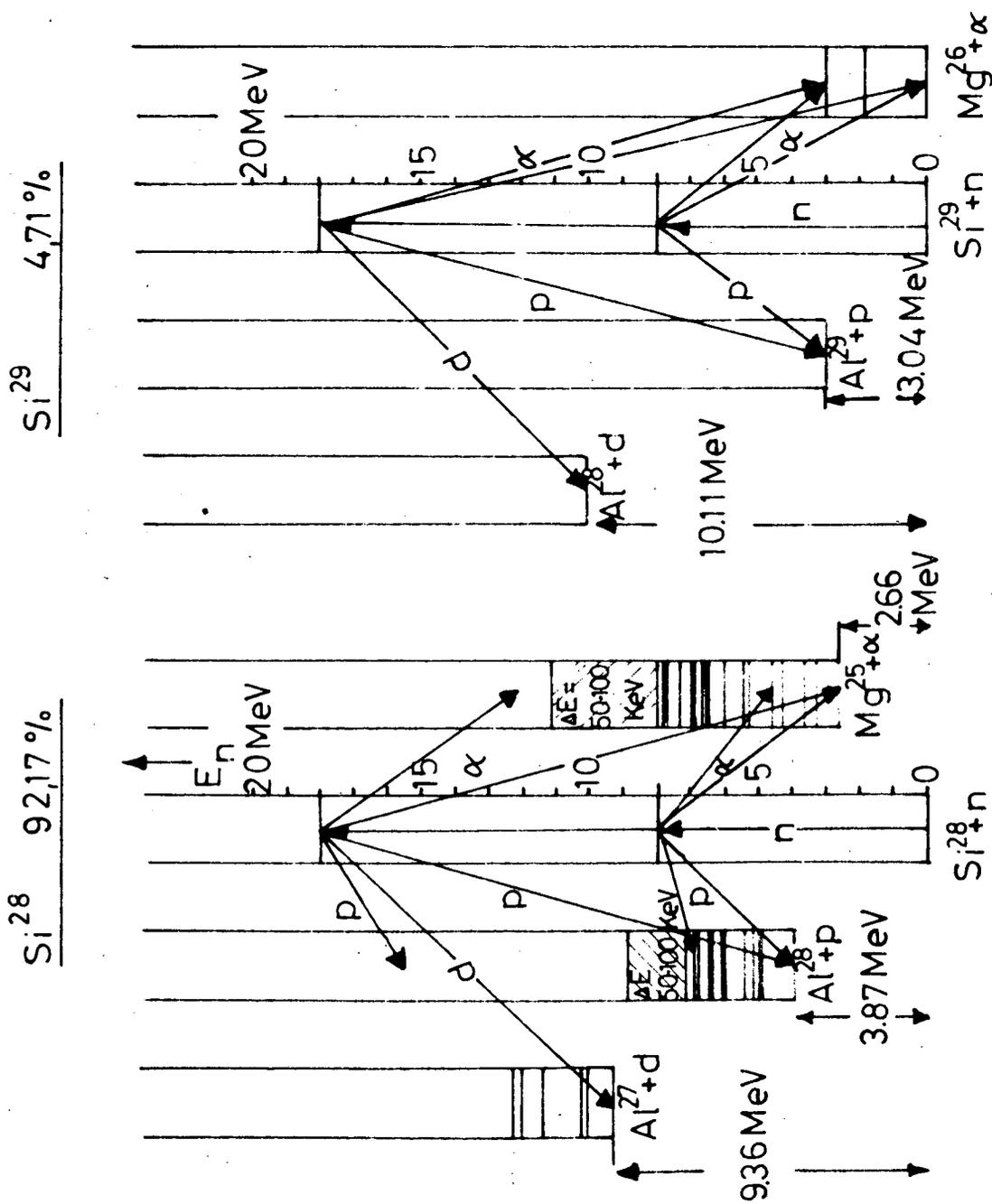


Abb. 1

(n,α) und (n,p) Reaktionen im Siliziumhalbleiterzähler

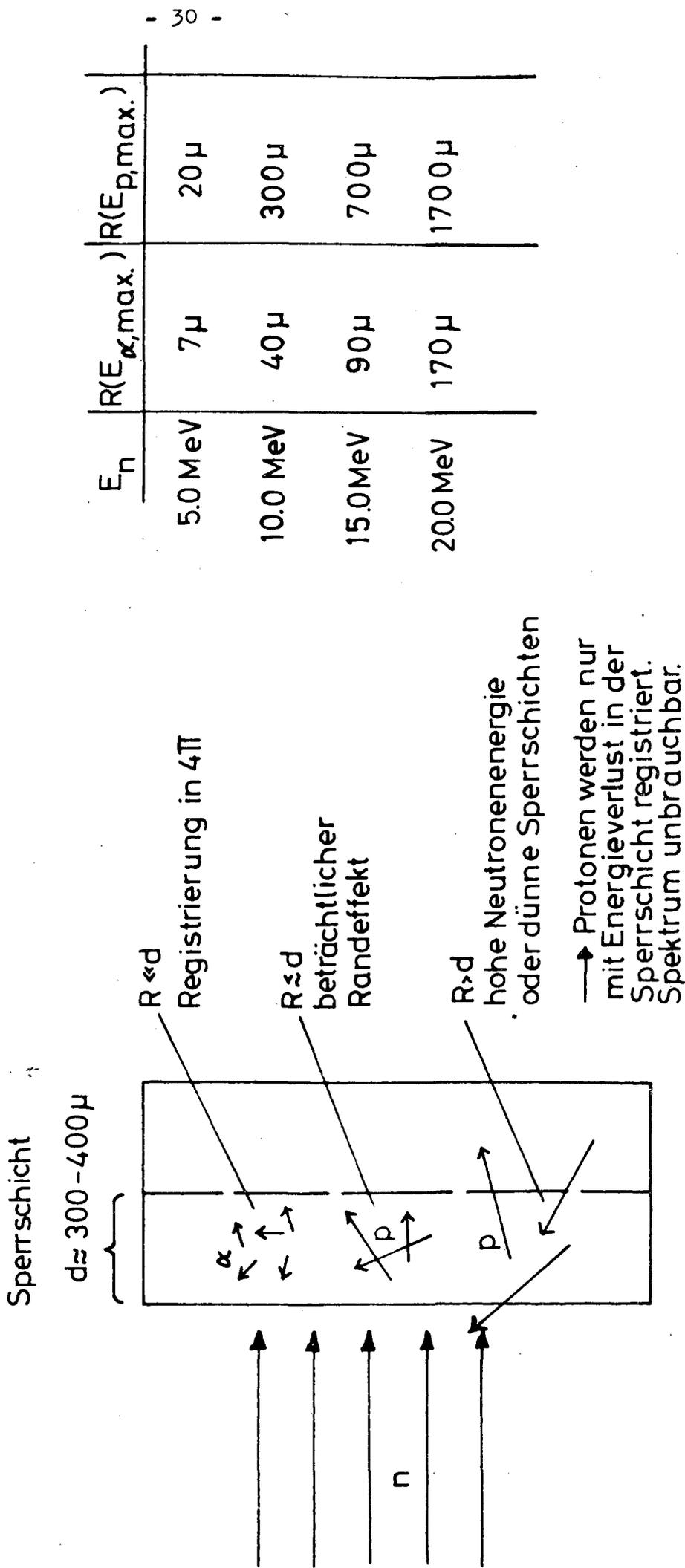
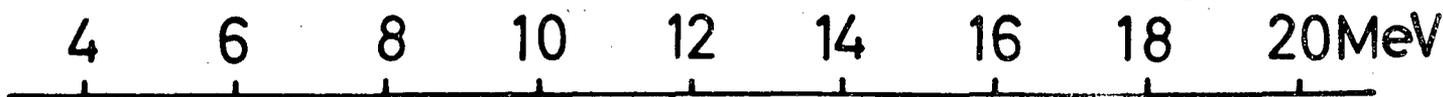


Abb. 2

Neutronenenergie →



3,7 - 5,5 MeV $\left. \begin{array}{l} \text{Si}^{29}(n, \alpha_0), (n, \alpha_1) \\ \text{Si}^{28}(n, p_0 + p_1) \\ \text{Si}^{28}(n, \alpha_0) \end{array} \right\} \text{Potenza et al.}$
 σ -Werte, relativ

5,2 - 7,2 MeV $\left. \begin{array}{l} \text{Si}^{29}(n, \alpha_0); (n, \alpha_1) \\ \text{Si}^{29}(n, \alpha_2) + (n, p_0) \\ \text{Si}^{28}(n, \alpha_0) \\ \text{Si}^{28}(n, p_0 + p_1) \end{array} \right\} \text{Betz, Rössle}$
 σ -Werte, absolut

4,6 - 8,5 MeV $\left. \begin{array}{l} \text{Si}^{29}(n, \alpha_0); (n, \alpha_1) \\ \text{Si}^{28}(n, \alpha_0) - (n, \alpha_3) \\ \text{Si}^{28}(n, p_0 p_1) - (n, p_6 p_7 p_8) \end{array} \right\} \text{Mainsbridge}$
 et al.
 σ -Werte, absolut

5,9 - 9,1 MeV $\left. \begin{array}{l} \text{Si}^{29}(n, \alpha_0); (n, \alpha_1) \\ \text{Si}^{28}(n, \alpha_0) - (n, \alpha_4) \\ \text{Si}^{28}(n, p_0 p_1) - (n, p_{15} p_{16}) \end{array} \right\} \text{Lindström,}$
 Rössle
 σ -Werte, absolut

$\left[\begin{array}{l} \text{Si}^{28}(n, \alpha) \\ \text{Si}^{28}(n, p) \end{array} \right] \text{Dearnaley}$
 geplantes Exp.
 9,0 - 12,0 MeV

Colli et al. $\left\{ \text{Si}^{28}(n, \alpha) - \right.$
 σ -Werte, relativ Reaktionen
 12,1 - 18,4 MeV

Lindström, Zausig $\left\{ \text{Si}^{28}(n, \alpha) - \right.$
 σ -Werte, absolut Reaktionen
 $\text{Si}^{28}(n, p_0 p_1); (n, p_2 p_3)$
 13,5 - 14,4 MeV

Abb. 3

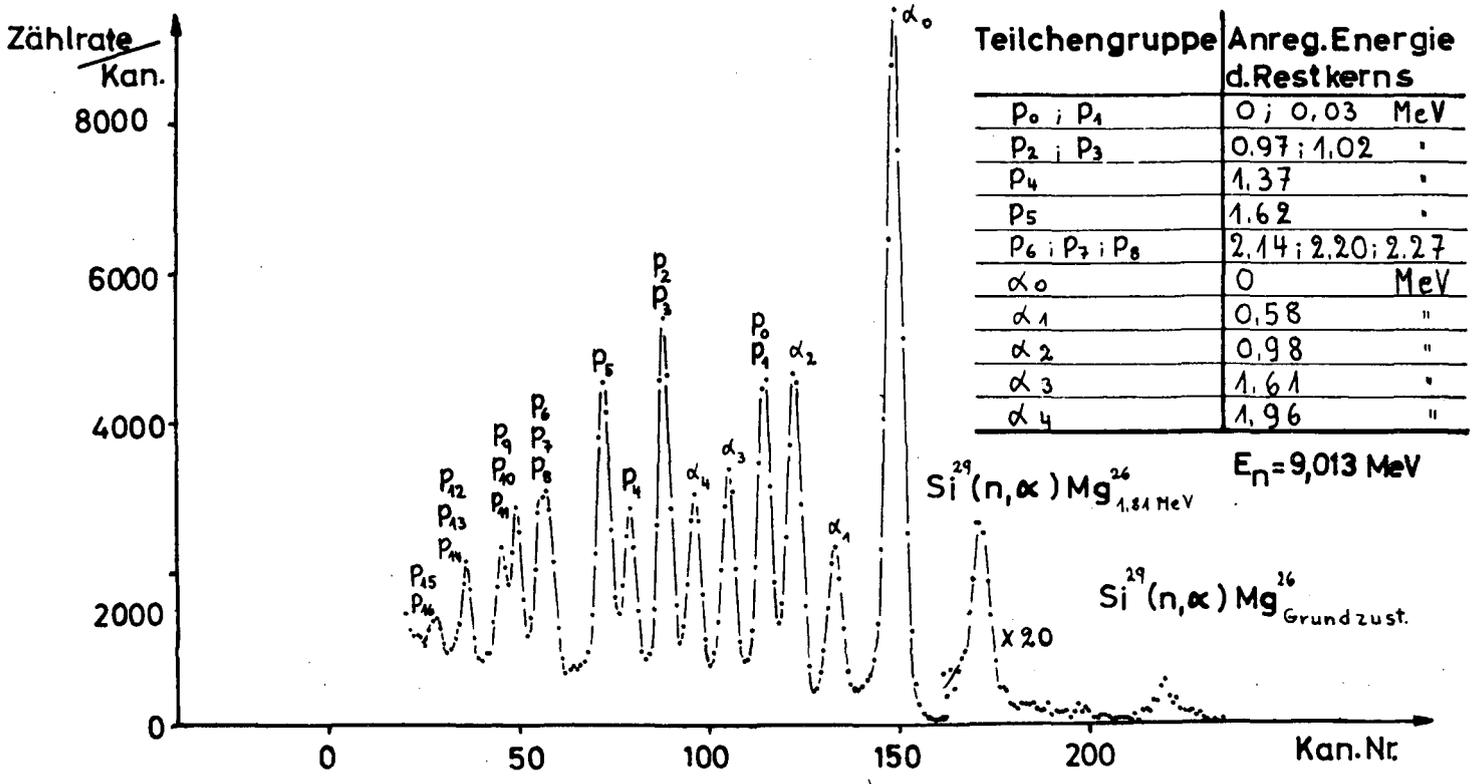
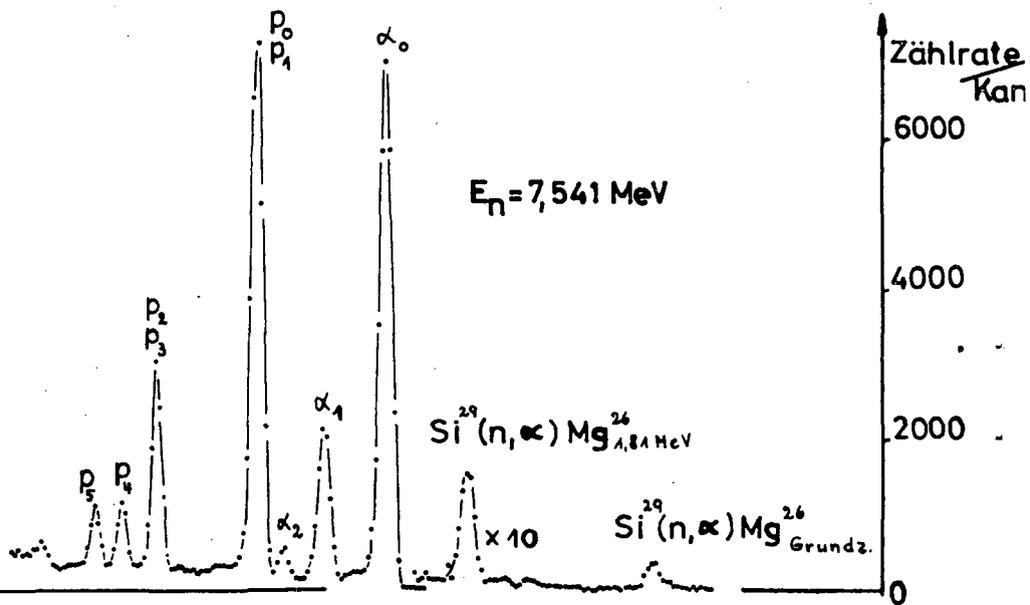
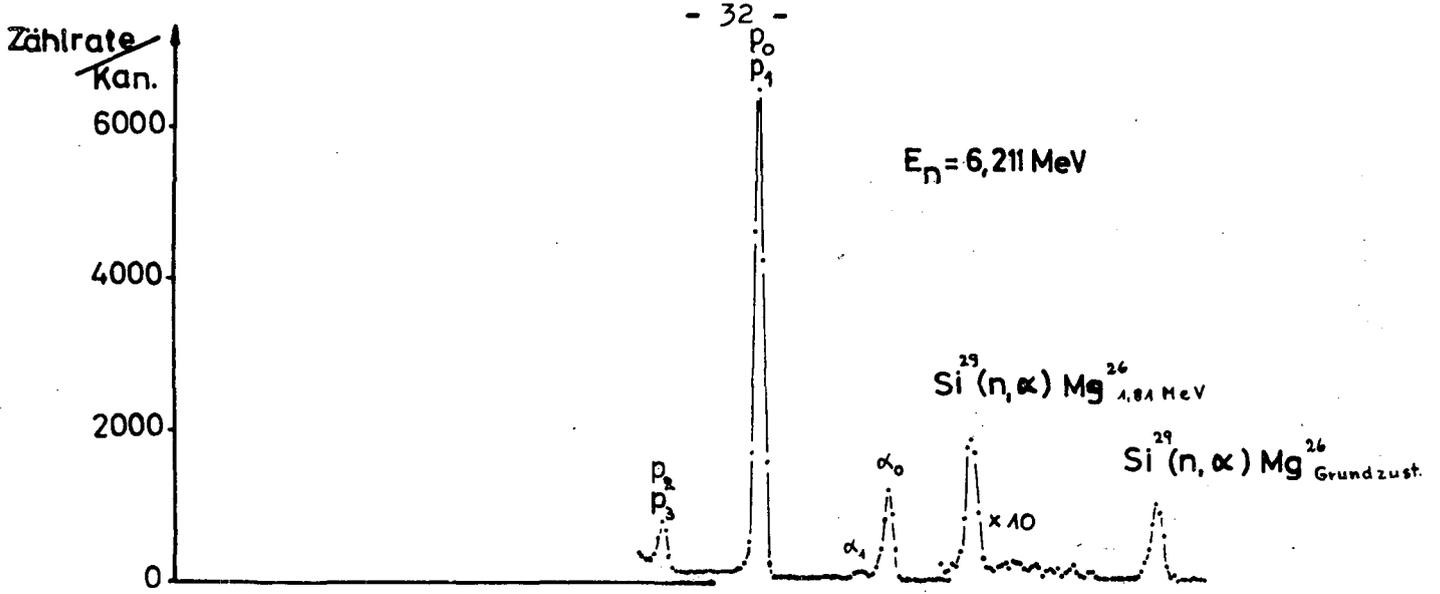


Abb. 4

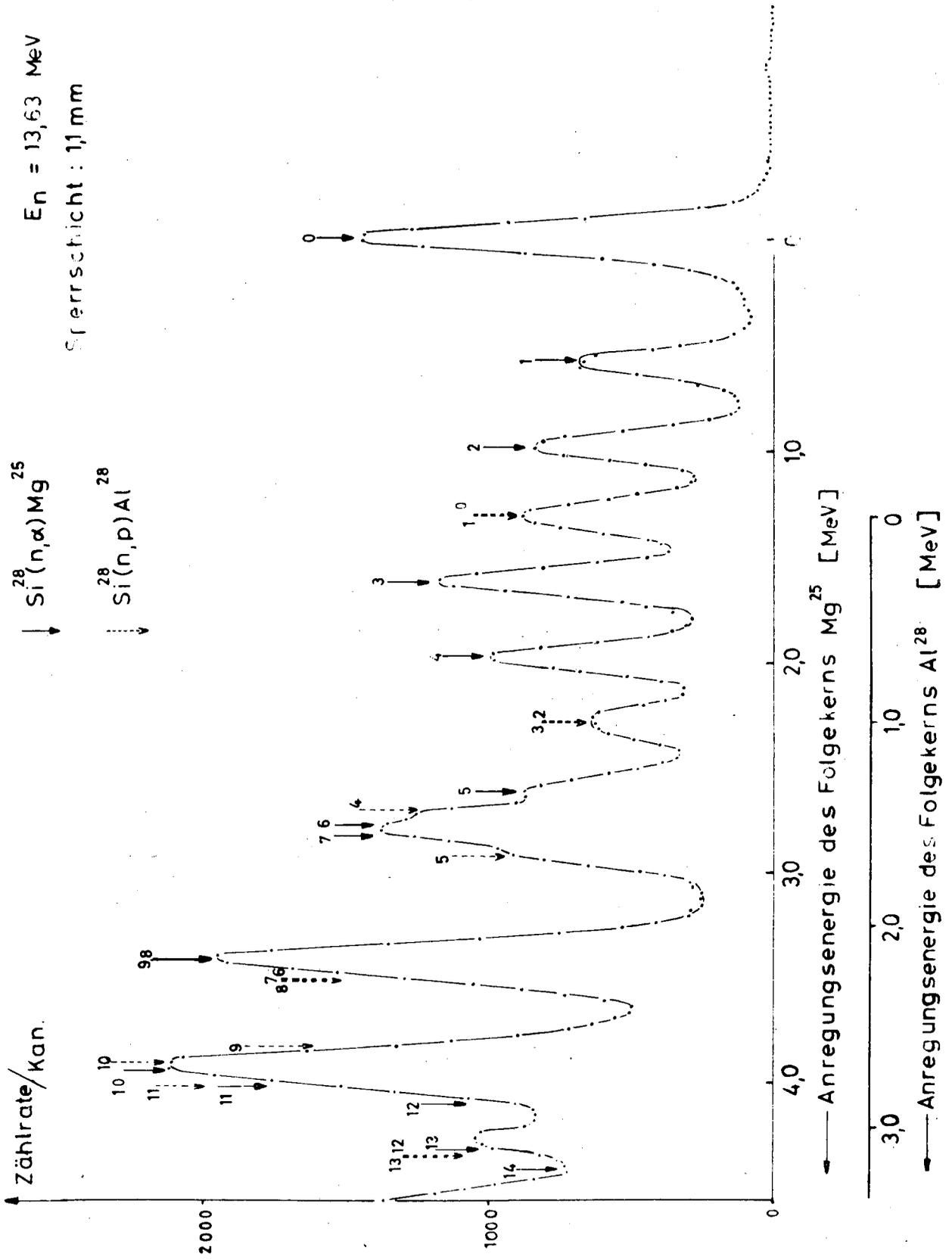
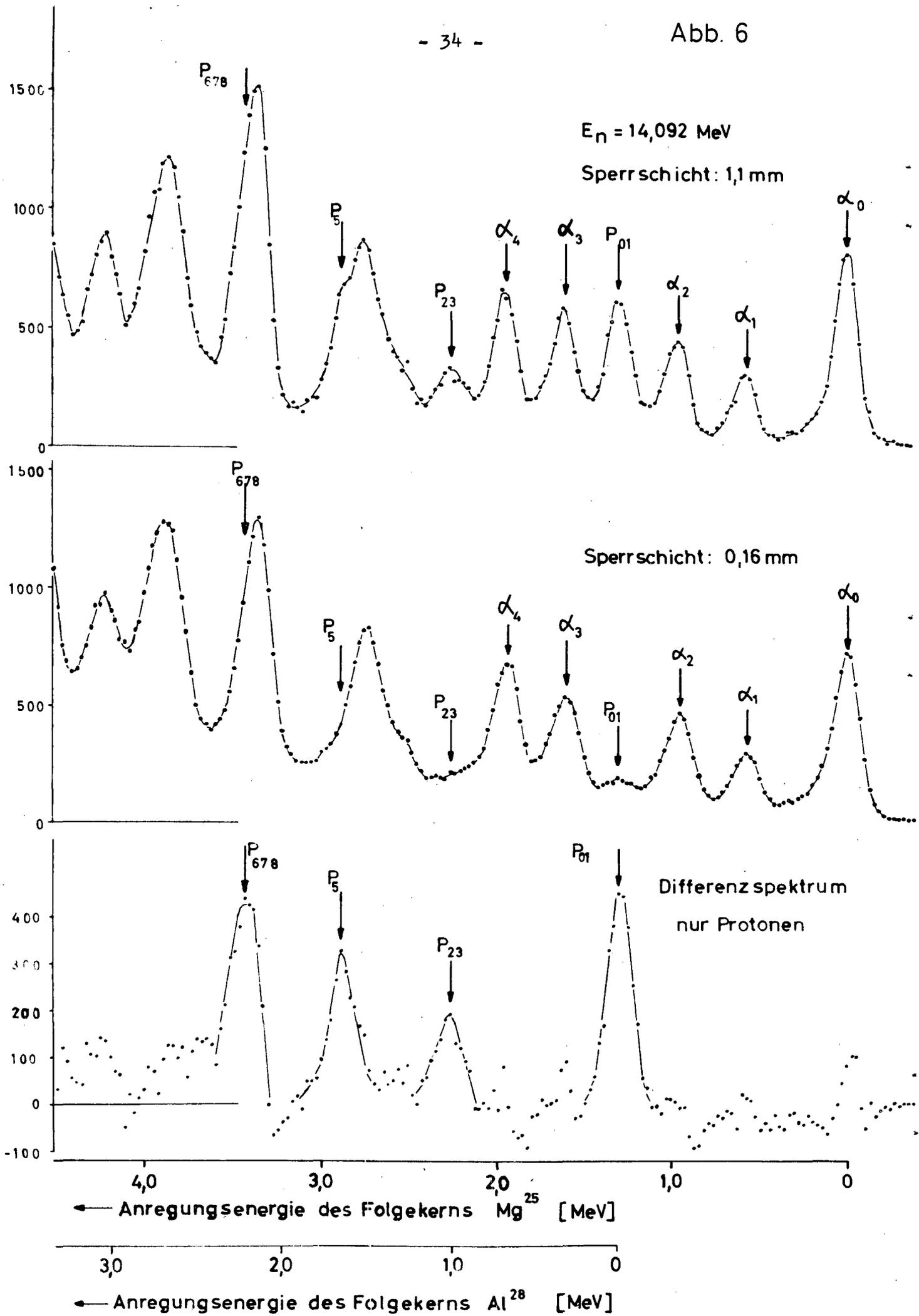
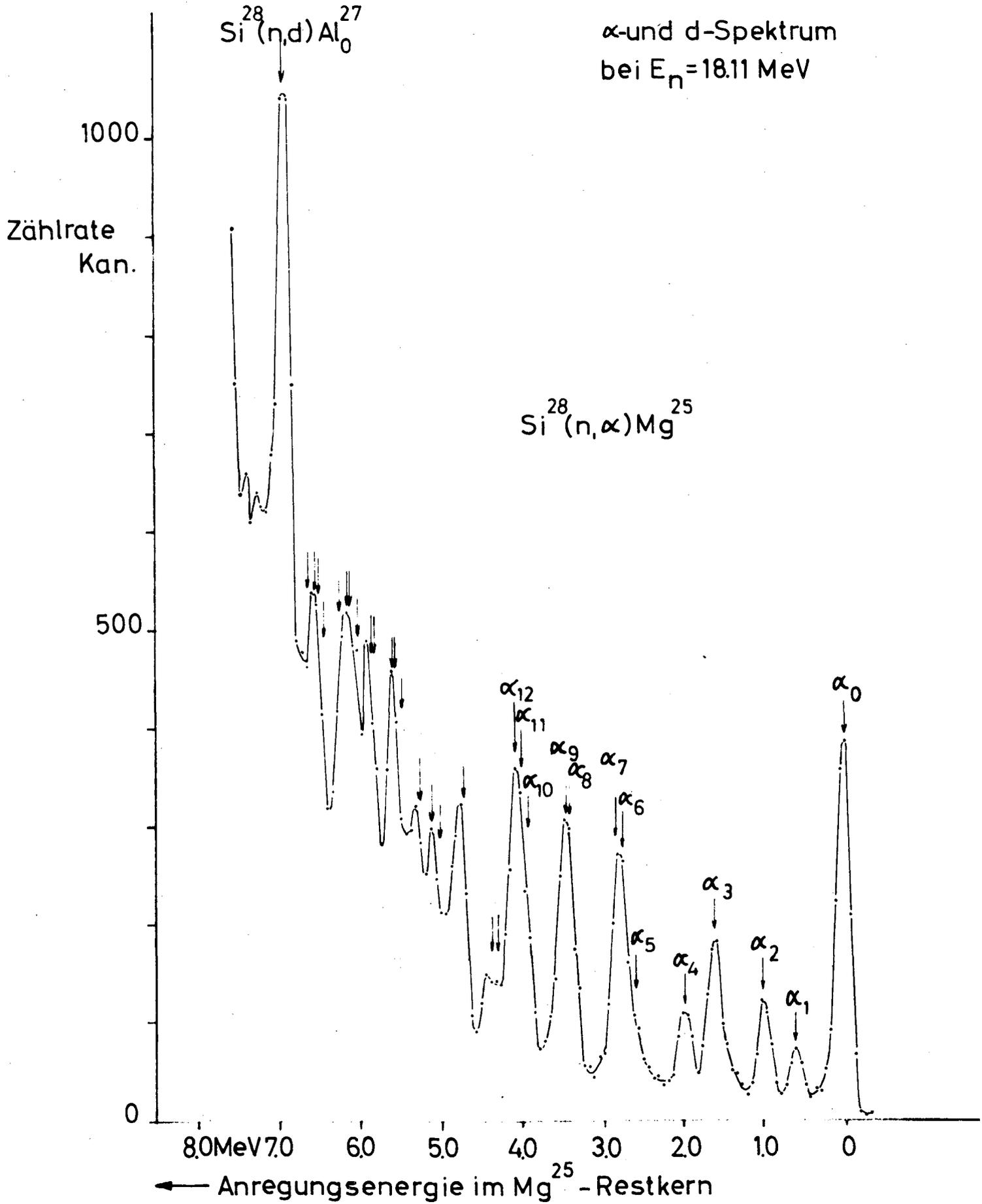


Abb. 5





$\text{Si}^{28}(\text{n,p})\text{Al}^{28}$

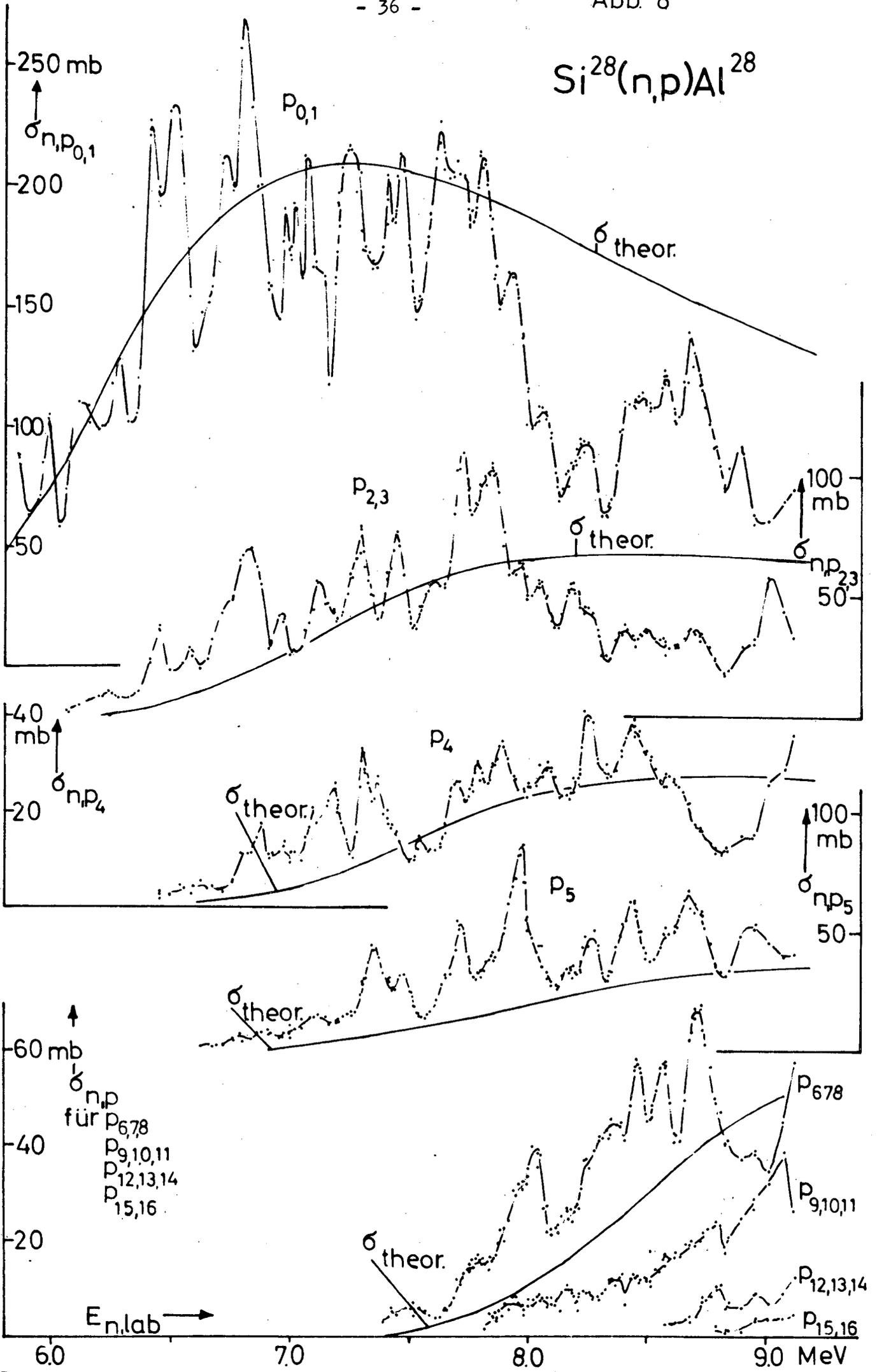
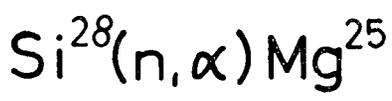


Abb. 9



- 37 -

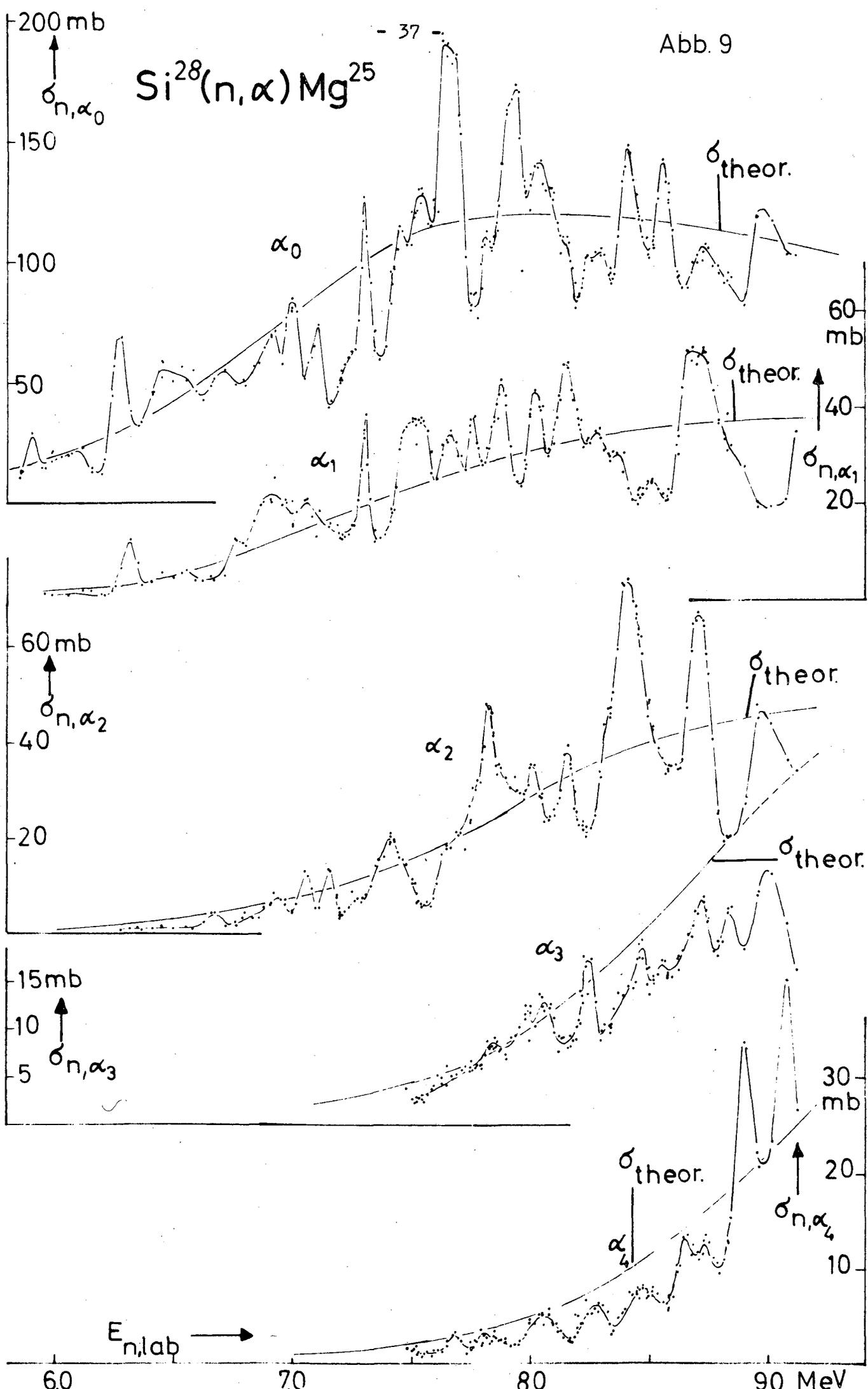
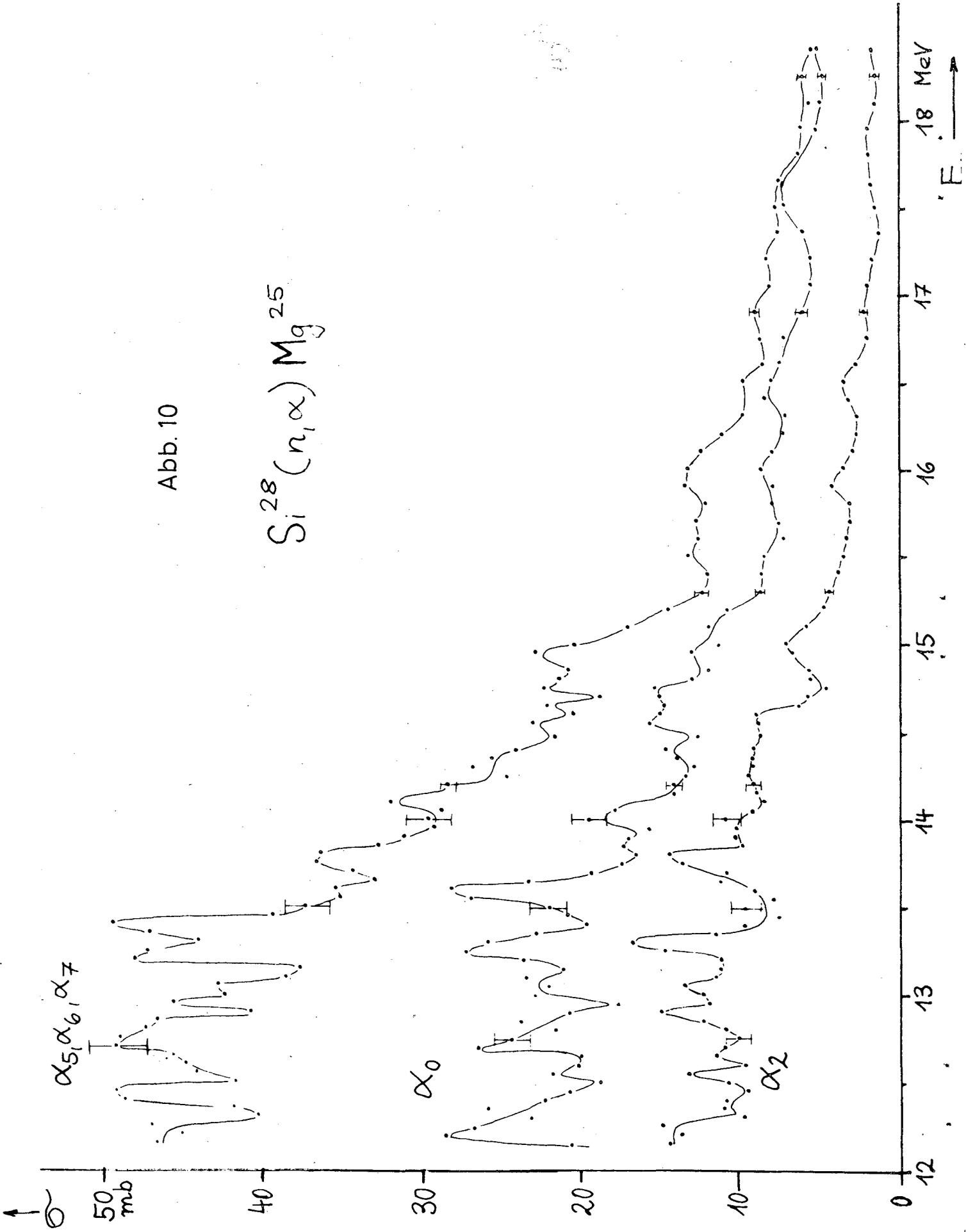


Abb. 10



Untersuchungen von Neutronen-Wirkungsquerschnitten
an Silizium im Energiebereich 5 - 9 MeV mit Halb-
leiterzählern

G. Betz, W. Mausberg, E. Rössle, Universität
Frankfurt/a.M.

Es wird über Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts unter $90^\circ \pm 30^\circ$ der Reaktion $\text{Si}^{28}(n,p)\text{Al}^{28}$ berichtet.

Ein Teleskop, bestehend aus einem Satz von Halbleiterzählern, wird beschrieben. Neben den sonstigen Eigenschaften unterscheidet das Teleskop die Richtung des durchlaufenden Teilchens.

Die Anregungsfunktionen der Reaktionen $\text{Si}^{28}(n,\alpha)\text{Mg}^{25}$, $\text{Si}^{28}(n,p)\text{Al}^{28}$ und $\text{Si}^{29}(n,\alpha)\text{Mg}^{26}$, die zu den ersten angeregten Niveaus der entsprechenden Endkerne führen, zeigen starke Schwankungen um einen mittleren Verlauf, der selbst energieabhängig ist.

Die Experimente werden verglichen mit der Theorie von T. Ericson.

Als Maß für die Schwankungen werden die mittleren quadratischen Abweichungen $R(0)$ ermittelt, die direkt mit den von Ericson berechneten Werten verglichen werden können. Die experimentellen Werte sind im Mittel um 30 % kleiner als die theoretischen. Die Abnahme von $R(0)$ mit wachsendem Spin des Endzustandes wird wiedergegeben.

Die mittlere Breite der Schwankungen T kann aus dem Abfall der Autokorrelationsfunktion $R(\xi)$ bestimmt werden. Der experimentell gefundene Wert von $T = 30 - 40$ keV ist sehr unsicher; seine Interpretation ist schwierig, da die Energiebreite von gleicher Größe ist.

Wegen der statistischen Unabhängigkeit der Zerfallskanäle sind in Ericsons Theorie die Schwankungen zwischen Wirkungsquerschnitten zu verschiedenen Endzuständen unabhängig voneinander, d.h. es bestehen keine Interkorrelationen. Experimentell findet man zwischen den (n,α) -Wirkungsquerschnitten keine statistisch gesicherte Interkorrelation. Ebenso ist die Interkorrelation zwischen den α - und p-Gruppen nicht gesichert. Zwischen den p-Gruppen erhält man einen mittleren Korrelationskoeffizienten von $0,3 \pm 0,1$.

Eine andere Vergleichsgrundlage bietet die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Wirkungsquerschnitts. Ericson leitet hierfür unter Zugrundelegung der Zufallsphasen-Annahme eine χ^2 -Verteilung ab. Die Zahl der Freiheitsgrade dieser Verteilung ist abhängig von den Spin-Werten der an der

Reaktion beteiligten Teilchen und Kerne, sowie der Zahl der effektiven Bahndrehmomente. Die experimentell gewonnenen Verteilungen werden mit den theoretisch zu erwartenden verglichen.

- Zusammenfassend kann gesagt werden: die Experimente sind mit der Theorie von Ericson nicht unverträglich. Andere Ursachen für die Schwankungen, wie z.B. Niveaudichte-Schwankungen im Zwischenkern sind nicht auszuschließen; im Gegenteil, die Korrelationskoeffizienten deuten derartige Einflüsse an.

Einige Betrachtungen über die Systematik der
Wirkungsquerschnitte von durch mittelschnelle
Neutronen ausgelösten Kernreaktionen

M. Bormann, Physikalisches Staats-
institut Hamburg

Die Möglichkeit, mit Hilfe der DT-Reaktion bei Deuteroneinschußenergien von nur einigen 100 keV, große Flüsse von Neutronen mit Energien zwischen 14 und 15 MeV erzeugen zu können, hat in den letzten 10 Jahren zu einer großen Zahl von experimentellen Arbeiten geführt, in denen die durch diese sog. 14 MeV Neutronen ausgelösten Kernreaktionen untersucht wurden. Von diesen Untersuchungen hat den größten Umfang bisher die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten eingenommen, wobei in den meisten Fällen die Aktivierungsmethode Anwendung fand. Trotz dieser Vielzahl der Messungen ist die vorliegende Kenntnis über die Wirkungsquerschnitte doch noch relativ ungenau und auch unvollständig. Häufig sind entweder die Fehler, mit denen die Wirkungsquerschnitte gemessen wurden, relativ groß - Messungen mit 10 - 15 % Fehlern zählen zu den genauesten- oder aber die Messungen enthalten unbemerkte systematische Fehler, so daß Abweichungen der Meßwerte verschiedener Autoren für die gleichen Wirkungsquerschnitte um einen Faktor zwei und mehr keine Seltenheit sind.

Seit mehreren Jahren beschäftigen wir uns in Hamburg unter anderem auch mit der Untersuchung der hier zur Diskussion stehenden Wirkungsquerschnitte für 14 MeV Neutronen. In diesem Zusammenhang ist auch eine systematische Sammlung aller bisher veröffentlichten Wirkungsquerschnittsmessungen vorgenommen worden (EURATOM Report 122 e). Die größte Zahl der Meßwerte liegt vor für die Reaktion (n,p) , (n,α) und $(n,2n)$. Bei einer näheren Betrachtung dieses experimentellen Materials treten trotz der häufig noch großen Meßfehler einige markante Merkmale hervor. Die Größe der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionstypen zeigt im allgemeinen unter anderen auch eine Abhängigkeit von der Gerad- und Ungeradzahligkeit der Protonen- und Neutronenzahlen der Restkerne. Aus diesem Grunde wurde zunächst eine Aufteilung des experimentellen Materials nach der Art der Rest-

kerne vorgenommen. Dabei stellte sich heraus, daß in stark überwiegen- dem Maße bisher Untersuchungen vorgenommen worden insd, in denen als Restkerne uu- und gu-Kerne gebildet wurden. Eine Auftragung der Wirkungsquerschnitte für diese beiden Restkernarten und für die verschie- denen Reaktionstypen als Funktion der Restkernmasse läßt sodann deut- liche Strukturen im Verlauf der Wirkungsquerschnitte erkennen. Oberhalb etwa $A = 30$ nehmen die Wirkungsquerschnitte für die (n,p) - und (n,α) - Reaktionen mit wachsender Massenzahl im Mittel ab, jedoch sind diesem allgemeinen Abfall im Bereich der Massenzahlen zwischen etwa 50 und 60, 80 und 90, 130 und 140 sowie 200 und 210 relative Maxima überlagert. Gelegentlich ist allerdings die Höhe und die Lage der Maxima aus Mangel an Meßwerten noch nicht genau festzulegen. In den genannten Massenberei- chen der Restkerne, in denen die Maxima erscheinen, treten gerade solche Kerne auf, deren Neutronenzahl in der Umgebung der magischen Zahlen 28, 50, 82 und 126 liegen, so daß das beschriebene Verhalten der Wirkungs- querschnitte Schaleneffekten zugeschrieben werden muß.

Die $(n,2n)$ -Wirkungsquerschnitte nehmen im Mittel mit wachsender Massen- zahl der Restkerne zu, jedoch treten auch hier in den genannten Massen- bereichen relative Extremwerte auf. Bei gu-Restkernen (gg-Targetkerne) liegen zwischen den Massenzahlen 50 und 60 sowie 80 und 90 relative Minima, zwischen 130 und 140 sowie 200 und 210 relative Maxima. Bei uu-Restkernen (ug-Targetkerne) erscheinen an allen markanten Stellen Maxima bis auf den Massenbereich zwischen 50 und 60, wo keine Besonderheiten in den Wirkungsquerschnitten zu bemerken sind.

Im Rahmen der statistischen Theorie, die ja, wie bekannt ist, bis zu einem gewissen Grade eine richtige Beschreibung der Kernreaktionen mittel- schneller Neutronen erlaubt, kann das Auftreten der relativen Maxima in den Wirkungsquerschnitten zumindest qualitativ auf Schaleneffekte in der Niveaudichte der Restkerne zurückgeführt werden. Diese Schaleneffekte der Kernniveaudichte sind in einer Reihe von Arbeiten (vgl. z.B. Erba et.al., Nuovo Cimento 22, 1237 (1961)) aufgezeigt worden. Das Auftreten der Minima in den $(n,2n)$ Wirkungsquerschnitten für gu-Restkerne (gg-Targetkerne) in den Massenbereichen zwischen 50 und 60 sowie 80 und 90 dagegen wird ver- ursacht durch Schaleneffekte in den Q-Werten, die hier extrem ungünstig werden.

Untersuchungen über die Energieabhängigkeit
einiger Neutronenwirkungsquerschnitte

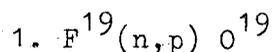
M. Bormann, E. Fretwurst; Physikalisches
Staatsinstitut Hamburg

Es wurde der Verlauf der Wirkungsquerschnitte einiger neutronen - induzierter Kernreaktionen in einem Energiebereich von 12,5 MeV bis 19,6 MeV mit Hilfe der Aktivierungsmethode untersucht. Dafür stand der 3 MeV Van de Graaff-Generator des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg zur Verfügung, mit dem Neutronen über die D,T - Reaktion unter Verwendung dünner Titan-Tritium - Targets erzeugt wurden. Die maximale Energiebreite der Neutronen, mit denen die Targetsubstanzen beschossen wurden, betrug etwa ± 300 keV.

Zum Nachweis der von der aktivierten Targetprobe ausgehenden γ - Strahlung wurde ein NaJ- Bohrlochkristall benutzt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Meßanordnung war bereits früher gesondert berechnet und experimentell überprüft worden.

Für die Neutronenflußmessung wurde ein Stilben-Kristall benutzt unter Anwendung einer Teilchendiskriminierung nach der Methode der Raumladungsbegrenzung, die es gestattet, γ -Strahlung und die bei Beschuß des Kristalls mit Neutronen entstehenden Rückstoßprotonen zu trennen. Die Genauigkeit der Neutronenflußmessung betrug unter Berücksichtigung von Randeffekten und Mehrfachstreuung im Kristall ungefähr 5 %. Zum Vergleich wurde der Neutronenfluß bei der $\text{Li}^6(n, \alpha)$ T-Reaktion, deren Wirkungsquerschnitt gut bekannt ist, in einem $\text{Li}^6\text{J}(\text{Eu})$ -Kristall bestimmt. Außerdem wurde eine Überprüfung durch Aktivierungsmessungen mit Hilfe der Reaktionen $\text{Fe}^{56}(n, p) \text{Mn}^{56}$, $\text{Cu}^{63}(n, 2n) \text{Cu}^{62}$ und $\text{Al}^{27}(n, \alpha) \text{Na}^{24}$, deren Wirkungsquerschnitte relativ genau gemessen worden sind, vorgenommen.

Es wurden die Anregungsfunktionen folgender Reaktionen gemessen:



Für die Bestimmung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts wurde als Targetsubstanz CaF_2 verwandt und die 0,199 MeV γ -Linie des durch β^- -Zerfall des O^{19} entstehenden Endkernes F^{19} ausgemessen. Der Wirkungsquerschnitt fällt von $26,4 \pm 2,3$ mb bei 12,5 MeV auf $10,9 \pm 0,9$ mb bei 19,6 MeV ab.

2. $\text{Mn}^{55}(\text{n}, \alpha) \text{V}^{52}$

Bestrahlt wurde reines Mn - Pulver. Der Verlauf der (n, α) -Reaktion erreicht bei ungefähr 15 MeV ein Maximum von $35,4 \pm 2,6$ mb und fällt auf $22,7 \pm 1,6$ mb bei 18,9 MeV ab.

3. $\text{N}^{14}(\text{n}, 2\text{n}) \text{N}^{13}$

Als Targetsubstanz wurde die Verbindung von NH_4NO_3 verwandt. Zum Nachweis des β^+ emittierenden Restkernes N^{13} diente die Vernichtungsstrahlung von 0,51 MeV. Der Wirkungsquerschnitt steigt von der Schwelle bei 10,55 MeV auf einen Wert von $11,2 \pm 0,9$ mb bei 19,4 MeV an.

4. $\text{K}^{39}(\text{n}, 2\text{n}) \text{K}^{38}$

Zum Nachweis der Reaktion diente wieder die Vernichtungsstrahlung des β^+ aktiven Restkernes K^{38} , wobei kristallines KJ bestrahlt wurde. Die Anregungsfunktion dieser Reaktion zeigt einen monotonen Anstieg von der Schwellenenergie von 13,08 MeV bis zu einer Neutronenenergie von 18,9 MeV, wo der Wirkungsquerschnitt $23,8 \pm 1,7$ mb beträgt.

5. $\text{Sr}^{88}(\text{n}, 2\text{n}) \text{Sr}^{87\text{m}}$

Die Reaktion $\text{Sr}^{88}(\text{n}, 2\text{n}) \text{Sr}^{87}$ kann mit Hilfe der Aktivierungsmethode nicht nachgewiesen werden, da der Grundzustand des Kernes Sr^{87} stabil ist. Daher konnte nur die über den ersten angeregten Zustand des Sr^{87} von 0,388 MeV verlaufende Reaktion gemessen werden. Der Wirkungsquerschnitt zeigt wieder einen Anstieg mit zunehmender Neutronenenergie, erreicht jedoch bei ca. 17 MeV ein Maximum von 279 ± 21 mb.

Reaktion $F^{19}(n,p)O^{19}$

E_n (MeV)	ΔE_n (MeV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
12,5	$\pm 0,180$	26,4	$\pm 2,3$
13,2	$\pm 0,220$	23,5	$\pm 2,0$
14,1 +)	$\pm 0,275$	19,9	$\pm 1,3$
15,2	$\pm 0,315$	17,3	$\pm 1,5$
16,0	$\pm 0,320$	15,7	$\pm 1,4$
17,1	$\pm 0,310$	15,8	$\pm 1,4$
18,0	$\pm 0,300$	14,3	$\pm 1,3$
18,7	$\pm 0,280$	12,8	$\pm 1,1$
19,4	$\pm 0,180$	11,3	$\pm 1,0$
19,6	$\pm 0,130$	10,9	$\pm 0,9$

 +) Messungen anderer Autoren .

14,5	$\pm 0,8$	16,5	$\pm 2,0$	J. Kantele, R.W.P.
14,8	$\pm 0,4$	14,3	$\pm 3,5$	J. Kantele, D.G. Gardner

Reaktion $\text{Mn}^{55}(n,\alpha)\text{V}^{52}$

E_n (MeV)	ΔE_n (MeV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
12,56	$\pm 0,180$	29,2	$\pm 2,1$
13,15	$\pm 0,220$	33,4	$\pm 2,4$
14,00 +)	$\pm 0,275$	32,6	$\pm 1,7$
15,00	$\pm 0,315$	35,4	$\pm 2,6$
15,75	$\pm 0,320$	34,4	$\pm 2,5$
16,68	$\pm 0,310$	33,7	$\pm 2,4$
17,51	$\pm 0,300$	29,1	$\pm 2,1$
18,14	$\pm 0,280$	27,8	$\pm 2,0$
18,76	$\pm 0,180$	24,7	$\pm 1,8$
18,92	$\pm 0,130$	22,7	$\pm 1,6$

 +) Messungen anderer Autoren

14,5	$\pm 0,35$	52,5	$\pm 7,9$	E.B.Paul, R.L.Clarke
14,8	--	39,4	± 8	I. Kumabe
14,3	$\pm 0,1$	31	± 2	F. Gabbard

Reaktion $N^{14}(n,2n)N^{13}$

E_n (MeV)	ΔE_n (MeV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
13,15	$\pm 0,220$	3,32	$\pm 0,38$
14,00	$\pm 0,275$	6,00	$\pm 0,31$
14,07 +)	$\pm 0,275$	6,33	$\pm 0,35$
15,15	$\pm 0,315$	8,71	$\pm 0,68$
15,75	$\pm 0,320$	9,64	$\pm 0,70$
15,95	$\pm 0,320$	9,53	$\pm 0,76$
16,97	$\pm 0,310$	10,16	$\pm 0,80$
17,50	$\pm 0,300$	10,90	$\pm 0,79$
17,89	$\pm 0,300$	10,88	$\pm 0,88$
18,14	$\pm 0,280$	11,53	$\pm 0,83$
18,55	$\pm 0,280$	9,96	$\pm 0,81$
18,92	$\pm 0,130$	10,73	$\pm 0,77$
19,25	$\pm 0,180$	10,46	$\pm 0,86$
19,42	$\pm 0,130$	11,22	$\pm 0,90$

 +) Messungen anderer Autoren

14,5	$\pm 0,35$	5,67	$\pm 0,85$ E.B.Paul, R.L. Clarke
13,77 ++)	$\pm 0,20$	5,18	$\pm 0,6$ I.M. Ferguson, W.E. Thomps
14,1	--	4	$\pm 1,2$ O.D. Brill', N.A. Vlasov et.
14	--	3,4	± 1 I.M. Dudley, C.M. Class
14,4	$\pm 0,3$	7,41	$\pm 0,58$ L.A. Rayburn

++) ebenfalls gemessen für 12,4 MeV E_n 18 MeV

Reaktion $K^{39} (n, 2n) K^{38}$

E_n (MeV)	ΔE_n (MeV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
14,10 +)	$\pm 0,150$	2,7	$\pm 0,15$
15,00	$\pm 0,315$	6,1	$\pm 0,6$
15,75	$\pm 0,320$	9,6	$\pm 0,8$
16,68	$\pm 0,310$	15,3	$\pm 1,2$
17,51	$\pm 0,300$	17,6	$\pm 1,3$
18,14	$\pm 0,280$	21,4	$\pm 1,6$
18,92	$\pm 0,130$	23,8	$\pm 1,7$

+) Messungen anderer Autoren

14,5	$\pm 0,35$	10	$\pm 5,5$ E.B.Paul, R.L.Clarke
14	--	3,8	-- I.A.Rayburn
14,4	$\pm 0,3$	3,37	$\pm 0,27$ L.A. Rayburn
14,8	$\pm 0,5$	6	$\pm 0,9$ C.S. Khurana, H.S.Hans

Reaktion $\text{Sr}^{88}(n,2n)\text{Sr}^{87\text{ m}}$

E_n (MeV)	ΔE_n (MeV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
12,55	$\pm 0,180$	106	$\pm 8,0$
13,16	$\pm 0,220$	165	$\pm 12,3$
14,10 ^{+))}	$\pm 0,275$	213	$\pm 11,9$
15,22	$\pm 0,315$	246	$\pm 18,6$
16,03	$\pm 0,320$	248	$\pm 18,6$
17,06	$\pm 0,310$	279	$\pm 21,0$
18,02	$\pm 0,300$	270	$\pm 20,3$
18,71	$\pm 0,280$	269	$\pm 20,1$
19,05	$\pm 0,240$	235	$\pm 17,6$
19,58	$\pm 0,130$	221	$\pm 16,6$

 +) Messungen anderer Autoren

14,6	$+ 0,2$ $- 0,3$	215	± 24	F.Strohal, N.Cindro, B.Eman
------	--------------------	-----	----------	--------------------------------

Untersuchung von Kernreaktionen schneller Neutronen im
Energiebereich 4 - 8 MeV an den Kernen ^{39}K und ^{40}Ca .

R. Bass, Universität Frankfurt

Unter Verwendung der Szintillationskristalle KJ(Tl) und $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ als 4π -Detektoren für die entstehenden geladenen Teilchen wurden die (n,p)- und (n, α)-Reaktionen der Kerne ^{39}K und ^{40}Ca untersucht. Zur Erzeugung von Neutronen definierter Energie und Energiestreuung im Bereich 4 - 8 MeV dienten Deuterium-Gastargets und der Deuteronenstrahl des Frankfurter 5,5 MeV Van de Graaff-Beschleunigers. Neben einfacher Pulshöhenanalyse für Protonen und α -Teilchen wurden auch koinzidente γ -Spektren untersucht, ferner wurde bei KJ(Tl) eine Teilchendiskriminierung auf Grund der Abklingzeit angewandt. Die Koinzidenzmethode erlaubt eine bessere Trennung der Ausgangskanäle und liefert genauere Information über Niveauschemata und γ -Übergänge der Produktkerne ^{39}A und ^{40}K . Für einige Protonen- und α -Gruppen werden absolute Wirkungsquerschnitte angegeben.

Un spectromètre de neutrons rapides par temps de vol. Application
à l'étude de la distribution angulaire de la diffusion inélastique
de neutrons de 14 MeV sur le carbone

G. A. Grin, C. Joseph, J. C. Alder, B. Vaucher, J. F. Loude

Université de Lausanne

Laboratoire de Recherches Nucléaires de

l'Ecole Polytechnique de l'Université

César-Roux 19, LAUSANNE, Suisse

Un spectromètre de neutrons rapides a été mis au point, en premier lieu pour la mesure absolue de sections efficaces différentielles de diffusion inélastique - et de leurs distributions angulaires - de neutrons de 14 MeV sur des noyaux légers et moyens; en vue aussi de son utilisation dans des mesures relatives aux réactions (n, 2n) et aux corrélations angulaires (n, n' γ). La méthode utilisée est celle du temps de vol (conversion temps - amplitude), avec détection de la particule alpha associée. Le spectromètre se compose des voies et circuits classiques, spectrométrie, coïncidences rapides et lentes. Les neutrons de 14 MeV sont obtenus par réaction d-T, à l'aide d'un accélérateur SAMES de 150 keV.

La détection des particules alpha est réalisée par un scintillateur plastique mince (0,012 mm) associé à un photomultiplicateur 56 AVP; la voie spectrométrique (11^e dynode) comporte un discriminateur et une échelle rapides. La mise en forme des impulsions pour la conversion temps - amplitude s'effectue en deux étapes, temporelle d'abord, en amplitude ensuite, avec un circuit présentant un temps de résolution inférieur à 100 ns, et permettant des taux de 5:10⁵/sec. La détection des neutrons est effectuée par un scintillateur organique liquide NE 213 de 2"x2", monté verticalement, et associé à deux photomultiplicateurs; sur l'un, 56AVP, est réalisée une mise en forme classique par coupure d'une pentode à forte pente, la 11^e dynode fournissant l'impulsion de spectrométrie. L'autre est utilisé pour la discrimination de forme entre neutrons et gamma par le phénomène de saturation de charge d'espace entre dernière dynode et anode; la discrimination elle-même est réalisée sur l'instant du dépassement positif ¹⁾. Avec un seuil spectrométrique de

détection correspondant à des protons de 500 keV, l'efficacité relative de la détection sélective de neutrons de 14 MeV est de 94,5%, alors que des gamma de 1 MeV (Zn 65) sont rejetés dans une proportion de 93,5%. L'efficacité absolue du détecteur de neutrons, dans ces conditions, est de 12%.

Le convertisseur temps - amplitude est un simple circuit à trois diodes, dont les performances, en plus des qualités de simplicité et de sécurité, sont excellentes ²⁾: résolution électronique intrinsèque (f.W. h.m.) : $< 4 \cdot 10^{-11}$ sec; stabilité sur des périodes de dix heures, sans thermostatisation, mais avec une alimentation de l'électronique par un réseau stabilisé : $\pm 1\%$; domaine de linéarité, pour un domaine d'analyse de 75 ns : 70 ns.

La résolution temporelle du spectromètre (largeur totale à mi - hauteur), pour des neutrons de 14 MeV, mesurée en vol direct et avec les éléments cités plus haut, est de 1,9 ns lorsque le seuil est de 500 keV, de 1,5 ns si le seuil est supérieur à 3 MeV.

La stabilité de l'ensemble du spectromètre a pu être contrôlée lors de mesures de spectres de neutrons diffusés sur le carbone d'une de quelques centaines d'heure; elle s'est révélée excellente.

La première mesure physique en cours concerne la diffusion inélastique sur le carbone; plus particulièrement la mesure des distributions angulaires correspondant à la diffusion sur les niveaux 2, 3, 4, et 5, pour lesquelles, jusqu'à ce jour, des données précises et concordantes manquent encore.

Plusieurs spectres de temps de vol ont déjà été obtenus, avec les conditions générales suivantes : angle solide de détection α : $50 \cdot 4\pi \cdot 10^{-4}$ stéradian, taux α : 10^5 /sec, taux d'émission de la source de neutrons : $2 \cdot 10^7$ /sec. En particulier, un spectre mesuré pour un angle de diffusion de 30° (lab.), avec une distance de vol de 250 cm, un échantillon de $5 \times 2 \times 8$ cm de graphite (pureté nucléaire) placé à 20 cm de la cible, et pendant 50'000 sec, montre une diffusion sur le second niveau pratiquement nulle, (sect. effic. $<$ à 1mb/stér.), alors que les groupes

de neutrons 3, 4 et 5 apparaissent bien séparés. Les conclusions sont les memes pour un angle de 55° ; le second niveau apparaît si l'angle est de 15° .

- 1) R. Batchelor et coll., Nucl. Instr. & Methods, 8, 146 (1960)
- 2) G.A. Grin et coll., Helv. Phys. Acta, 34, 490 (1961); et à paraitre dans Nucl. Instr. & Meth., nov. ou déc. 63 (version améliorée, plus complète).

Erlanger Untersuchungen mit 14 MeV-Neutronen aus $H^3(d,n)He^4$

A. Hofmann, Universität Erlangen

Es soll ein Überblick gegeben werden über einige Untersuchungen, die in Erlangen mit 14 MeV-Neutronen durchgeführt wurden. Folgende drei Themen sollen genauer behandelt werden:

- 1) Ein Summenkoinzidenzspektrometer für schnelle Neutronen.
- 2) $(n,n'\gamma)$ -Prozesse an einigen leichten Kernen.
- 3) Absolutbestimmung von Wirkungsquerschnitten nach der Aktivierungsmethode.

1) Es wurde ein einfaches Rückstoßspektrometer nach der Summenkoinzidenzmethode aufgebaut und dessen Eigenschaften untersucht. Dabei wurde bisher bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 10^{-4} und einem geometrischen Auflösungsvermögen von 9% ein Auflösungsvermögen von 35% für 14 MeV-Neutronen erreicht. Eine Verbesserung des Spektrometers ist möglich. Die Arbeiten werden fortgeführt.

2) Calcium, Sauerstoff und Kohlenstoff in verschiedenen Verbindungen wurden mit 14 MeV-Neutronen angeregt und die entstehenden γ -Spektren mit einem NaI-Szintillationsspektrometer gemessen. Die gefundenen Quantenenergien lassen sich in die Energieniveauschemata der betreffenden Kerne einordnen. Bei Ca^{40} ergeben sich dabei drei bisher unbekannte Übergänge. Eine untere Grenze des Wirkungsquerschnitts für die Anregung dieser Niveaus kann angegeben werden. Außerdem werden die aus anderen Prozessen bekannten γ -Zerfälle verschiedener anderer Niveaus des Ca^{40} , O^{16} und C^{12} auch hier gefunden.

3) Verschiedene Proben wurden mit 14 MeV-Neutronen aktiviert und die Aktivität nach der erweiterten Koinzidenzmethode nach MEYER, SCHMID und HUBER (Helv. Phys. Acta 32 (1959) 423) bestimmt. Als Detektoren dienten zwei Plastiksintillatoren. Dabei mußte diese Methode allerdings insofern etwas erweitert werden, als bei den verfügbaren Neutronenflüssen die Proben eine Dicke von einigen mm haben mußten, um noch meßbare Aktivitäten zu erhalten. Die Korrekturen auf Quellenausdehnung und ungleichmäßige Aktivierung konnten mit großer Genauigkeit

ermittelt werden. Die Messung des Neutronenflusses erfolgte mit einem Hornyak-Szintillationsdetektor, dessen Nachweiswahrscheinlichkeit durch Messung der zu den Neutronen koinzidierenden α aus der d-t-Reaktion bestimmt wurde. Für die Reaktion $\text{Al}^{27}(\text{n},\alpha)\text{Na}^{24}$ ergibt sich damit ein Wirkungsquerschnitt von $150 \text{ mb} \pm 30\%$. Der Anteil des Fehlers, der durch die Aktivitätsmessung entsteht, beträgt dabei nur 7%.

Zur Streuung langsamer Neutronen an rotierenden Molekülen

H.Stiller, Kernforschungsanlage Jülich

Die unelastische Streuung langsamer Neutronen ist ein geeignetes Mittel zur Untersuchung von molekularen Rotationszuständen, vor allem dann, wenn die Rotationen nicht frei sind, sondern die Moleküle sich gegenseitig behindern. Über behinderte Rotationen ist mikroskopisch noch wenig bekannt, obwohl eine Reihe von makroskopischen Phänomenen in ihnen ihre Ursache haben, z. B. viele in Molekülkristallen auftretende Anomalien der spezifischen Wärme.

Die Anwendung der Neutronenspektroskopie auf dieses Forschungsgebiet ist verhältnismäßig jung. Bisher wurden mit der unelastischen inkohärenten Streuung an Protonen Frequenzspektren gemessen in Wasser und Eis ¹⁾⁻⁷⁾, in flüssigem und festem Methan ^{8),9)} und in Ammoniumhalogeniden ^{7),10),11)}. Als Beispiel für die Informationen, die man aus solchen Messungen bekommen kann, werden einige der am Methan erhaltenen experimentellen Ergebnisse besprochen. Sie zeigen, daß die Rotationsbewegungen in der flüssigen Phase bei Drehimpulsquantenzahlen $J \geq 2$ völlig frei, bei kleineren Drehimpulsen beinahe frei sind. In der festen Phase sind die Rotationen unterhalb eines λ -Punktes bei $20,4^\circ\text{K}$ völlig behindert. Die Moleküle führen Drehschwingungen aus, die sich wellenförmig im Kristall ausbreiten (Torsonen). Das beobachtete Spektrum der Schwingungsfrequenzen wird an Hand eines von James und Keenan ¹²⁾ vorgeschlagenen Modells für die Molekülorientierungen interpretiert. Oberhalb des λ -Punktes ist ein erheblich komplizierteres Spektrum zu beobachten. Es entspricht vermutlich stark gedämpften Drehschwingungswellen.

Informationen, die über die aus Spektren erhältlichen hinausgehen, sind von Messungen von Dispersionskurven in Molekül-Einkristallen zu erwarten. Eine Theorie von Hahn und Biem ^{13),14)} zeigt, daß damit insbesondere die Kopplung der Rotationsbewegungen mit den Translationsbewegungen der Molekülschwerpunkte untersucht werden kann, am einfachsten, wenn die Amplituden der Drehschwingungen klein genug sind, so daß das Potential am Ort des einzelnen Atoms als das eines harmonischen

Oszillators anzusehen ist. Die Theorie wird an zwei einfachen Beispielen erläutert; an einer linearen Kette von Hantelmolekülen, deren Achsen im Gleichgewicht senkrecht stehen zur Verbindungslinie der Schwerpunkte, und an einer linearen Kette linearer dreiatomiger Moleküle,

- 1) D.Hughes, H.Palevsky, W.Kley, E.Tunkelo: Phys.Rev.L. 3, 91 (1959)
- 2) B.Brockhouse, M.Sakamoto, R.Sinclair, A.Woods: Bull.Am.Phys. Soc. 5, 373 (1960)
- 3) K.Larsson, S.Holmryd, K.Otnes: Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Wien 1962, S.329
- 4) H.Stiller, H.Danner: *ibid.*, S.363
- 5) K.Larsson, U.Dahlborg: Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Wien 1963, S.317/I
- 6) P.Egelstaff, B.Haywood, J.Thorson: *ibid.* S.343/I
- 7) A.Woods, B.Brockhouse, M.Sakamoto, R.Sinclair: *3*) S.487
- 8) H.Stiller, S.Hautecler: Z.Physik 166, 393 (1962)
- 9) H.Stiller, S.Hautecler: *5*) S.281/II
- 10) K.Mikke, A.Kroh: *5*) S.237/II
- 11) G.Venkataraman, K.Usha, P.Iyengar, P.Vijayaraghavan: *5*) S.253/II
- 12) H.James, T.Keenan: J.Chem.Phys. 31, 12 (1959)
- 13) H.Hahn, W.Biem: erscheint in Z.Physik
- 14) W.Biem: erscheint in Z.Physik

Inelastische Streuung langsamer Neutronen an organischen Moderatoren

W.Gläser, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Ein Verfahren zur experimentellen Bestimmung, Auswertung und Weiterverwendung von differentiellen Streuquerschnitten langsamer Neutronen wird am Beispiel einiger Moderatoren beschrieben. Die Grundzüge der allgemeinen Theorie der Streuung langsamer Neutronen werden skizziert.

Messungen an Diphenyl und Diphyl bei Raumtemperatur wurden mit einem Drehkristall-Flugzeitspektrometer durchgeführt. Insgesamt wurden 5 verschiedene Einfallenergien zwischen .018 und .080 eV und jeweils mindestens 6 verschiedene Streuwinkel zwischen 15° und 125° untersucht.

Typische Meßresultate sowie die Organisation der Datenverarbeitung werden beschrieben. Es wird versucht aus den experimentellen Ergebnissen eine verallgemeinerte Frequenzverteilung $\rho(\beta)$ abzuleiten, die als Ausgangspunkt für die Berechnung des Streugesetzes für alle interessierenden Impuls- und Energieübertragungen dienen kann. Die Ergebnisse werden außerdem mit am MTR durchgeführten Messungen an Terphenylen und Rechnungen von Boffi, Molinari und Parks für Benzolgas verglichen. Schließlich wird am Beispiel des zweiten Moments der Energieübertragung die Berechnung integraler Daten aus dem gemessenen Streugesetz demonstriert.

Inelastische Streuung von Neutronen an Vanadiumhydrid

R. Rubin, W. Kley und Peretti, CCR Ispra

I. EINLEITUNG

Eine Reihe von theoretischen Arbeiten (1-8) haben sich mit dem Problem der Dynamik von idealen Gittern mit Störstellen befasst. Fremdatome als Störstellen in idealen Gittern geben Anlaß zu:

1. Streuung von Phononen, und
2. lokalisierten Schwingungen.

Diese Schwingungen treten im wesentlichen nur dann auf, wenn die Masse des Fremdatoms kleiner ist als die der übrigen Atome, bzw. wenn die Kraftkonstanten zwischen Fremdatomen und den Gitteratomen größer sind. Die Frequenzen dieser lokalisierten Schwingungen sind größer als die Maximal-Frequenz des Gastgitters. Ihre Größe hängt von der relativen Massenänderung und von der relativen Änderung der Kraftkonstanten ab.

Die inelastische Streuung subthermischer Neutronen erlaubt den direkten experimentellen Nachweis dieser Effekte. Für unsere Untersuchungen wählten wir das System VH_n aus folgenden Gründen:

1. Der Streuquerschnitt von Vanadium ist nahezu ausschließlich inkohärent. Für diesen Fall läßt sich das Frequenzspektrum unmittelbar durch die inelastische Streuung subthermischer Neutronen bestimmen (9).
2. Die Größe des Wasserstoff-Streuquerschnittes ermöglicht den experimentellen Nachweis der lokalisierten Schwingungen bei sehr geringen Wasserstoffkonzentrationen.

Die physikalischen Eigenschaften von Vanadiumhydrid sind verhältnismäßig wenig bekannt. Durch Messungen der magnetischen Suszeptibilität und der Gitterkonstanten mit Röntgenbeugung als Funktion der Wasserstoffkonzentration und der Temperatur wurde das Phasendiagramm bestimmt (10-11), Fig.1. Dem Phasendiagramm zufolge existieren unterhalb Temperaturen von 200 °C und H-Konzentrationen von weniger als 40 % (Atom) zwei reine Phasen, α und β , und ein Gebiet einer Mischphasenzone von α und β . In der

α -Phase liegt eine kubisch raumzentrierte Struktur vor, gleich der des Vanadiums. Die β -Phase hat eine tetragonale raumzentrierte Struktur. Außerdem läßt die Breite der magnetischen Kernresonanzlinie des Protons in VH_n auf eine Beweglichkeit des Wasserstoffs schließen.

II. EXPERIMENTELLE METHODE

Die Hydrierung des Vanadiums erfolgte in einem Hochvakuum-Quarzofen. Dabei wurde das Vanadium zunächst auf 800°C im Hochvakuum erhitzt. Bei dieser Temperatur läßt sich eine vollständige Dehydrierung erreichen. Die Hydrierung wurde bei 800°C begonnen und bei 400°C beendet. Die Wasserstoffkonzentration wurde volumetrisch und durch Wiegen bestimmt. Die Reinheit des verwendeten Wasserstoffs war 99.998 und wurde zusätzlich durch eine N_2 -Kühlfalle verbessert. In Tabelle 1 ist die Analyse des verwendeten Vanadiums angegeben. Hergestellt wurden Proben mit 4 %, 9 % und 20 % (Atom). Bei der Hydrierung wurden 2 mm starke Vanadiumbleche verwendet.

Die Neutronenstreuemessungen wurden mit dem Flugzeitspektrometer für kalte Neutronen (9) am Reaktor Ispra I gemacht. Der Flugkanal war 5,4 m und die Zeitauflösung war $20 \mu\text{sec/m}$. Die Probe befand sich im Vakuum um die Luftstreuung zu unterdrücken. Vor und nach der Messung wurde der Wasserstoffgehalt durch Wiegen ermittelt. Innerhalb der Meßgenauigkeit waren keine Verluste an Wasserstoff festzustellen über einen Zeitraum von 8 Wochen, was mit Literaturangaben übereinstimmt. Als Monitor für den einfallenden Neutronenstrahl wurde ein BF_3 -Zählrohr mit geringer Ansprechwahrscheinlichkeit benutzt.

III. ERGEBNISSE

Fig.2-5 zeigen die inelastischen Neutronenspektren von Vanadium und Vanadiumhydrid mit 4 %, 9 % und 20 % Wasserstoff und bei Temperaturen zwischen 30°C und 150°C . Die Spektren von VH_n unterscheiden sich von dem des Vanadiums durch das Auftreten zusätzlicher breiter Intensitätsbanden bei Energien größer als der Maximalenergie

des Vanadium-Spektrums. Die Intensitätsmaxima entsprechen einem Energiegewinn der Neutronen von 49 und 103 Milli eV. Bei zunehmender Temperatur nimmt die Intensität der nieder-energetischen Bande zu Gunsten der hoch-energetischen ab. Die Abnahme der nieder-energetischen Intensität erfolgt langsamer bei höheren Konzentrationen. Bei sehr kleinen Energien, von der Größenordnung einiger Milli eV, ist eine Intensitätszunahme zu beobachten, im völligen Gegensatz zum Vanadium. Die ursprüngliche Form des Vanadiumspektrums bleibt bei allen Proben in etwa erhalten. Die Lage des Doppelmaximums hat sich um 4 meV nach tieferen Energien verschoben.

Mit Hilfe des Phasendiagrammes lassen sich die Banden bei 49 und 103 meV der β - und α -Phase zuordnen. Fig.6 zeigt die relative Intensität bei 103 meV normiert auf Monitor und Boltzmannfaktor. Die relative Intensität nimmt innerhalb des Temperaturbereiches der Mischphase für die 9 % und 20 % Probe zu. In der α -Phase bleibt sie konstant. Das Verhältnis der relativen Intensitäten der 9 % und 20 % Probe bei 30 °C entspricht innerhalb der Meßgenauigkeit dem Verhältnis der α -Phasen-Anteile bei Annahme einer linearen Abhängigkeit derselben von der Wasserstoffkonzentration.

Aus den Meßwerten von Fig. 4 und 5 erkennt man besonders, daß die Intensität bei sehr kleinen Energien (Größenordnung einige meV) mit dem Anteil der α -Phase zunimmt. Damit läßt sie sich eindeutig der α -Phase zuordnen, d.h. diese nieder-energetische Bande tritt gleichzeitig mit der Intensitätsbande bei 103 meV auf.

Die Be-Kante des elastischen Spektrums besitzt in allen Fällen eine Neigung, die innerhalb der Meßgenauigkeit der Zeitauflösung entspricht. Das heißt, es tritt keine Verbreiterung des Eingangsspektrums auf.

IV. DISKUSSION

Die vorliegenden theoretischen Arbeiten (1-8) befassen sich hauptsächlich mit der Substitution von Gitteratomen durch Isotope, d.h. mit

geringer relativen Massenänderung und keiner Änderung der Kraftkonstanten. In beiden Punkten unterscheidet sich das VH_n , da das Massenverhältnis 51:1 und der Wasserstoff auf Zwischengitterplätzen ist. Damit ist es nicht möglich, die bisherigen theoretischen Resultate unmittelbar zur Interpretation unserer Meßergebnisse heranzuziehen,

Bisherige Meßergebnisse (12, 13, 14, 15) an ZrH_2 und YH_n ($1 < n < 3$) (stöchiometrische Verbindungen) ergaben innerhalb der Zeitauflösung scharfe Linien bei Energien von 132 meV und 142 meV. In diesen Fällen handelt es sich vermutlich um optische Schwingungen der ZrH_2 und YH_2 Gitter.

Messungen von WOODS et al (16) an $ZrH_{1,8}$ zeigen eine gewisse experimentell ungeklärte Linienbreite, die der Energieverteilung der optischen Schwingungen zugeordnet wird. Die Ergebnisse von temperaturabhängigen Messungen schließen eine Dopplerverbreiterung aus. Das von SAUNDERSON und COCKING gemessene γ -Titanhydrid zeigte eine 20 %-ige Linienverbreiterung der optischen Schwingungen des Titanhydridgitters (17).

Die vorliegenden Messungen an VH_n unterscheiden sich wesentlich von den bisherigen Messungen an Metallhydriden (ZrH_2 , YH_2 , TiH_2 , stöchiometrische Verbindungen) durch den geringen Wasserstoffgehalt der verwendeten Proben ($VH_{0,04}$, $VH_{0,09}$ und $VH_{0,2}$). Die beobachteten Linienbreiten bei VH_n -Systemen sind viel größer und betragen mehr als 100 % der Energie der Intensitätsmaxima. Im Gegensatz zu dem System VH_n zeigen die Metallhydride (ZrH_2 , YH_2 und TiH_2) keinen Intensitätsanstieg im Bereich einiger meV.

Die Größe der Linienbreiten und die geringen verwendeten Wasserstoffkonzentrationen lassen die Annahme zu, daß die Intensitätsbanden durch lokalisierte Schwingungszustände erzeugt werden. Ein zusätzlicher Hinweis ergibt sich aus der Zunahme der Intensität im Energiebereich einiger meV, was den Frequenzverteilungen von idealen Gittern widerspricht. Versuche der quantitativen Erklärung unserer Ergebnisse werden in folgende Richtungen unternommen: erstens Anwendung des von LENGELER und LUDWIG (7)

benutzten Verfahrens auf den Fall von Zwischengitteratomen als Störstellen; zweitens Bändertheorie für den Fall des Protons. Eine Bändertheorie würde bereits eine qualitative Deutung der beobachteten Frequenzverteilung erlauben. Die hoch-energetische Frequenzverteilung würde durch Übergänge aus relativ breiten Bändern erzeugt. Der nieder-energetische Teil (einige meV) entspräche den Übergängen innerhalb eines Bandes.

Folgende weitere Messungen sind vorgesehen:

1. $\text{VH}_{0,4}$, $\text{VH}_{0,5}$ (reine β -Phase)
2. VD_n
3. Genaue Untersuchung des elastischen Spektrums, um die Form der nieder-energetischen Bande (einige meV) zu bestimmen.

Für ihre Mitarbeit bei der Durchführung der Messungen danken wir Herrn Dr. K. KREBS und Herrn Diplom-Physiker H. PETRI.

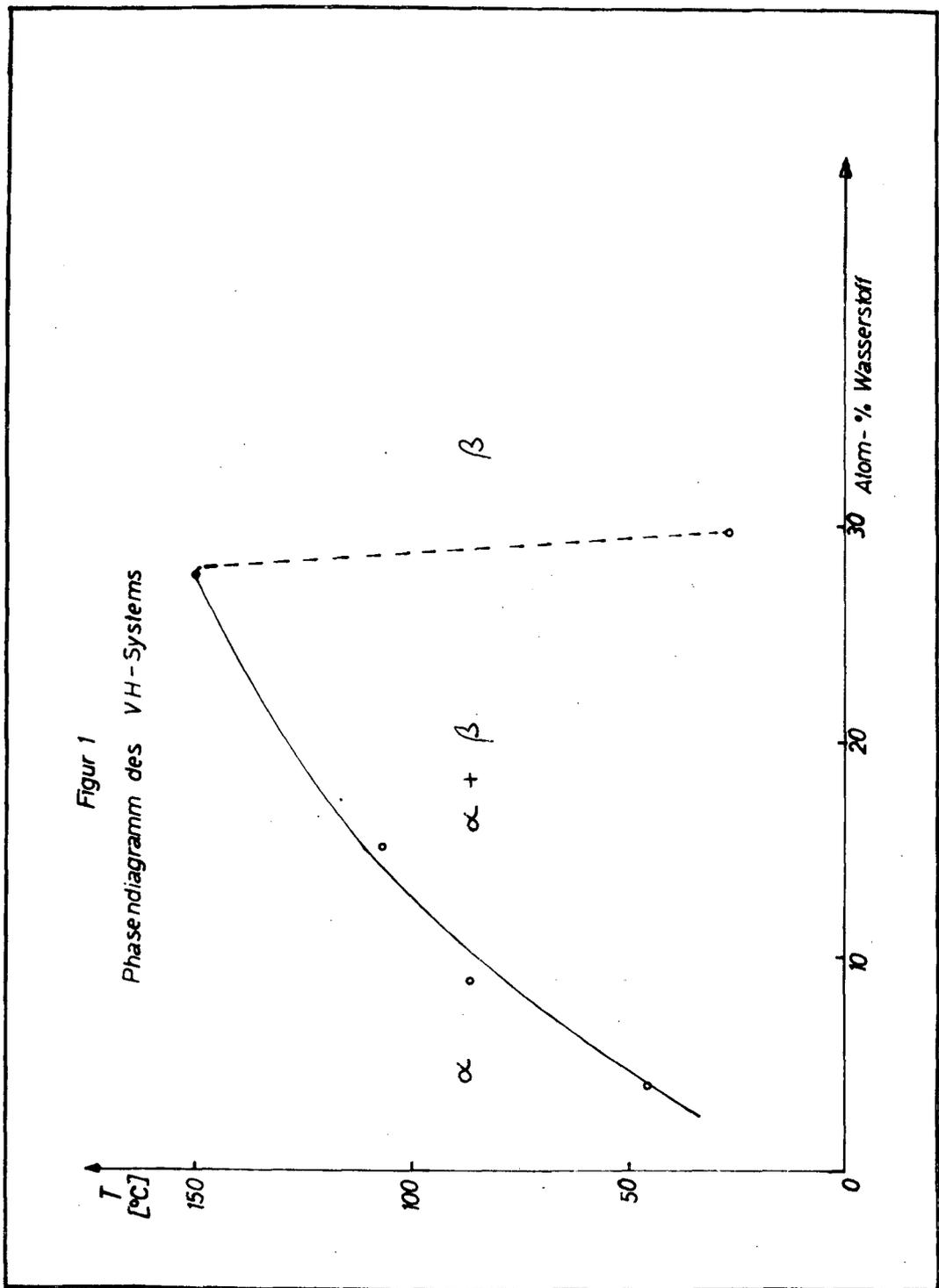
Tabelle 1

Elemente	O	N	H	Fe	Na, Cu, Zn, Hg, Ca, Pd, Mn, Mg, Al, Si, Cd
Gehalt in ppm	$728 \pm 1 \%$	$308 \pm 1 \%$	$8.1 \pm 1 \%$	mehrere 100	einige ppm

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) E.W. MONTROLL und R.B. POTTS
Phys. Rev. 100, 525 (1955), 102, 72 (1956)
- 2) A.A. MARADUDIN, P. MAZUR, E.W. MONTROLL und G.H. WEISS
Rev. Mod. Phys. 30, 175 (1958)
- 3) J. MAHANTY, A.A. MARADUDIN und G.H. WEISS
Progr. Theor. Phys. 24, 648 (1960)
- 4) LIFSIC, I.M.
Supp. Nuovo Cim. 3, 716 (1956)
- 5) G.F. NARDELLI
Phys. Rev. 126, May 15, 1962
- 6) Sh. TAKENO
Progr. of Theoretical Physics, Vol. 28, no.1, July 1962
- 7) B. LENGELER und W. LUDWIG
Zeitschrift für Physik, Band 171, 1. Heft, S.273
- 8) Supplement of the Progress of Theoretical Physics, no.23, 1962
- 9) R. HAAS, W. KLEY, K.H. KREBS und R. RUBIN
Chalk River Conference, vol. II, p. 145
- 10) R. ZANOWICK und W.E. WALLACE
Journal of Chemical Physics, April 15, 1962, p. 2059
- 11) P. KOFSTAD und W.E. WALLACE
Journal of Physical Chemistry, Oct. 5, 1959, p. 5019
- 12) I. PELAH, C.M. EISENHAUER, D.J. HUGHES und H. PALEVSKY
Phys. Rev. 108, (1957), 1091-1092
- 13) A. ANDRESON, A.W. McREYNOLDS, M.S. NELKIN, M.N. ROSENBLUTH und
W.L. WHITTEMORE
Phys. Rev. 108 (1957), 1092-1093

- 14) A.W. McREYNOLDS, M.S. NELKIN, M.N. ROSENBLUTH und W.L. WHITTEMORE
Proc. 2nd UN Int. Conf. PUAÉ 16 (1958), 297-313
- 15) W. KLEY
nicht veröffentlichte Ergebnisse, Brookhaven 1958
- 16) WOODS et al
Vienna Conference on Inelastic Scattering of Neutrons in Solids
and Liquids, 1960, p. 487
- 17) D.H. SAUNDERSON und S.J. COCKING
Chalk River Conference on Inelastic Scattering of Neutrons in
Solids and Liquids, 1962, p. 265



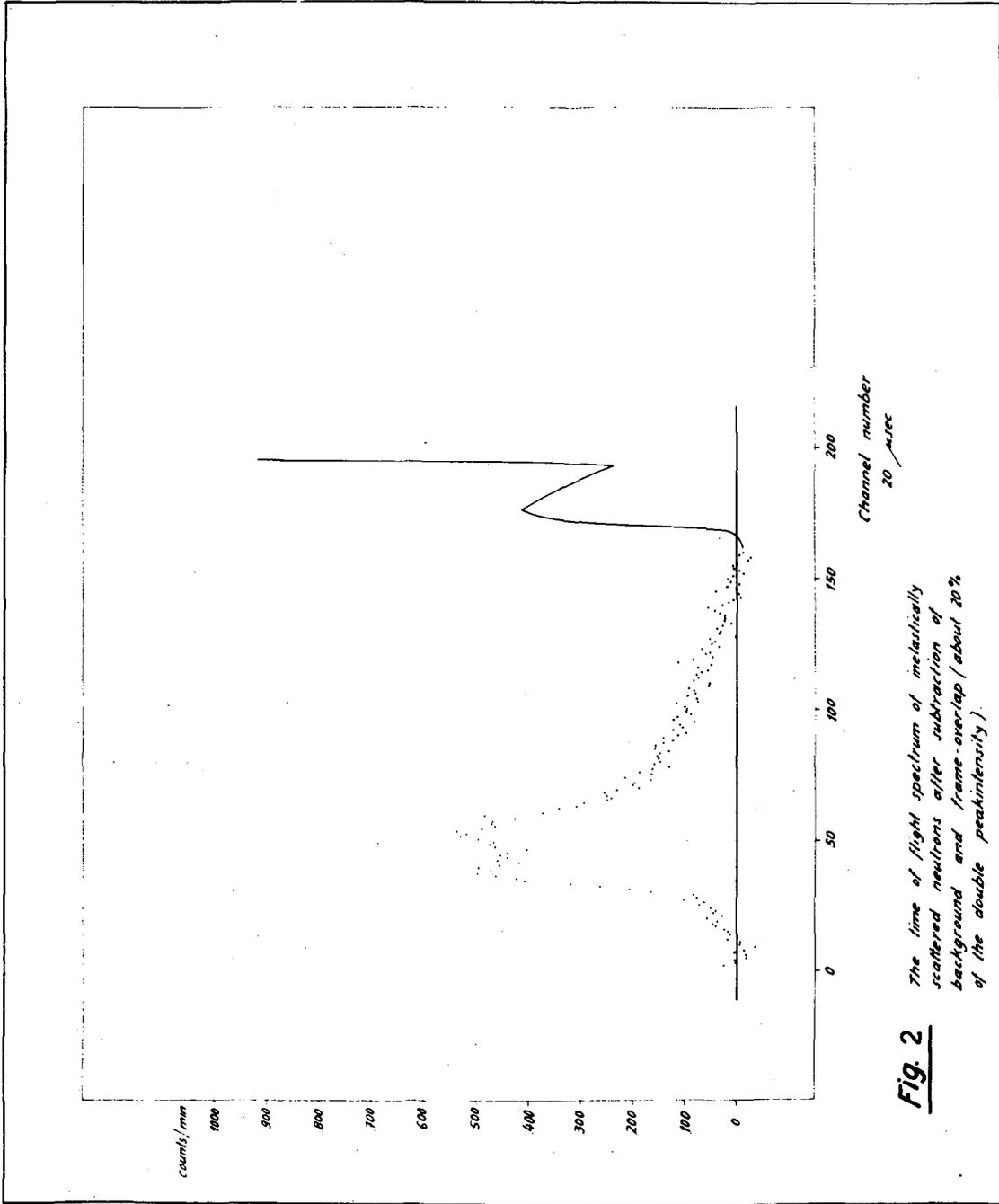
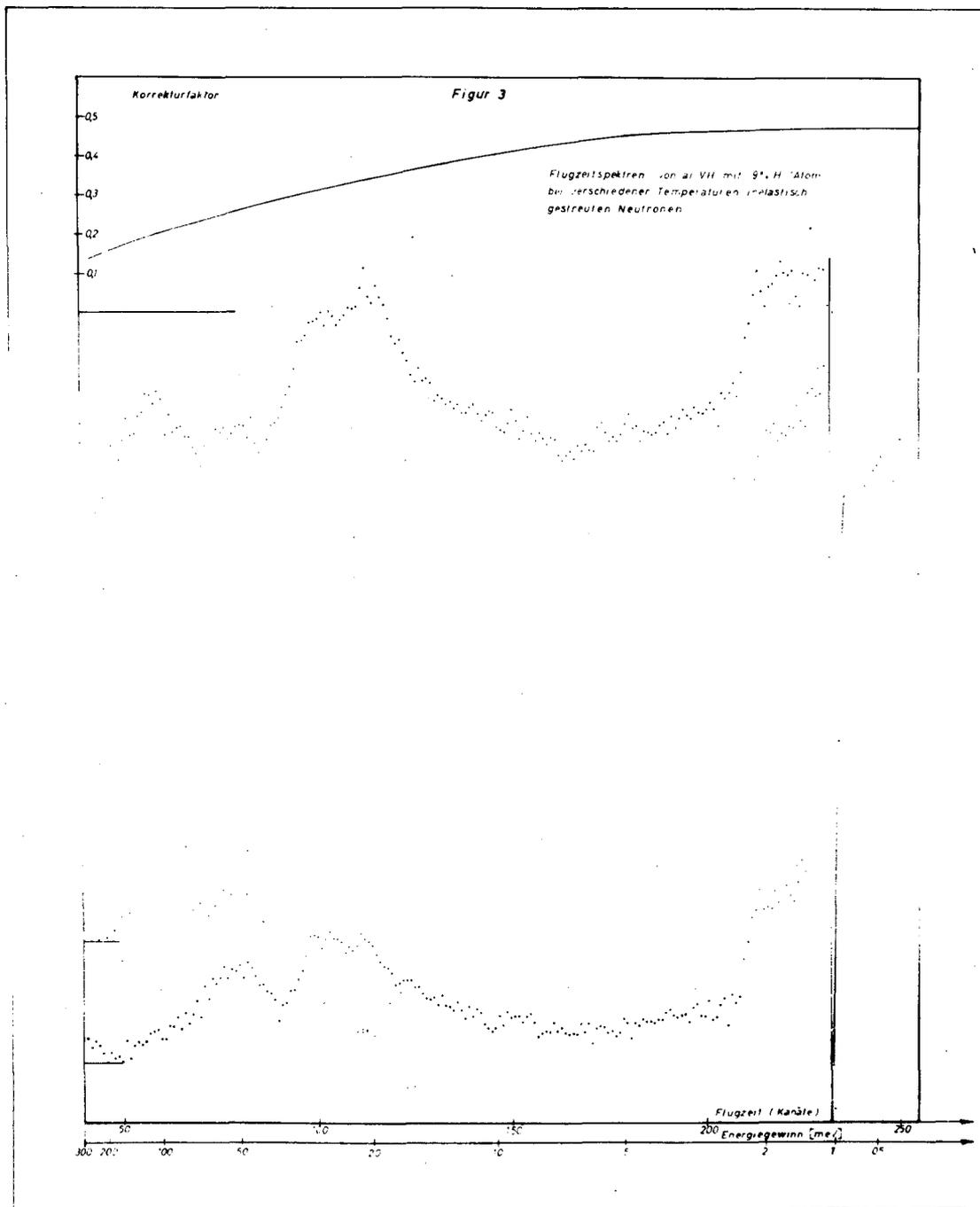
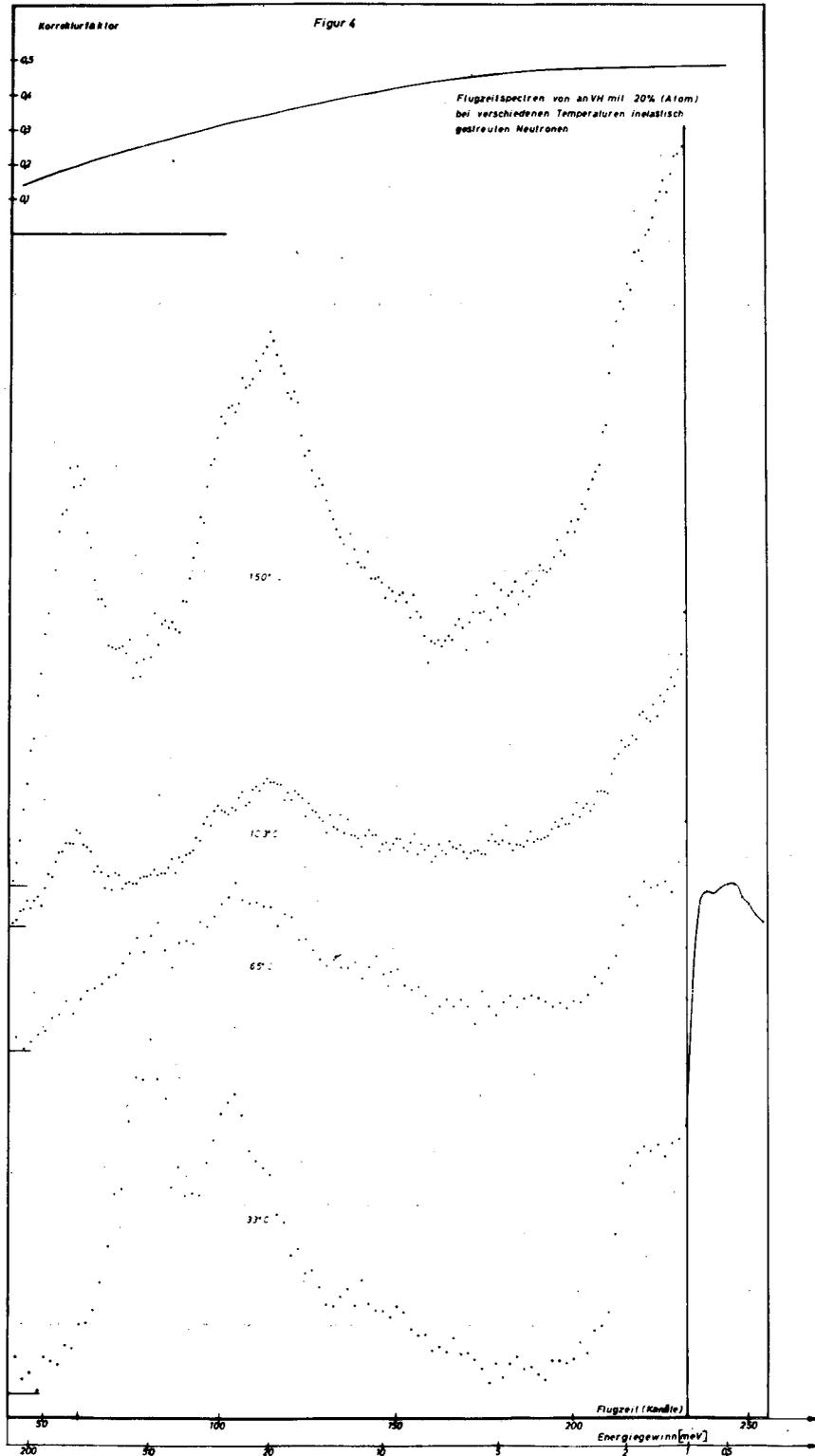


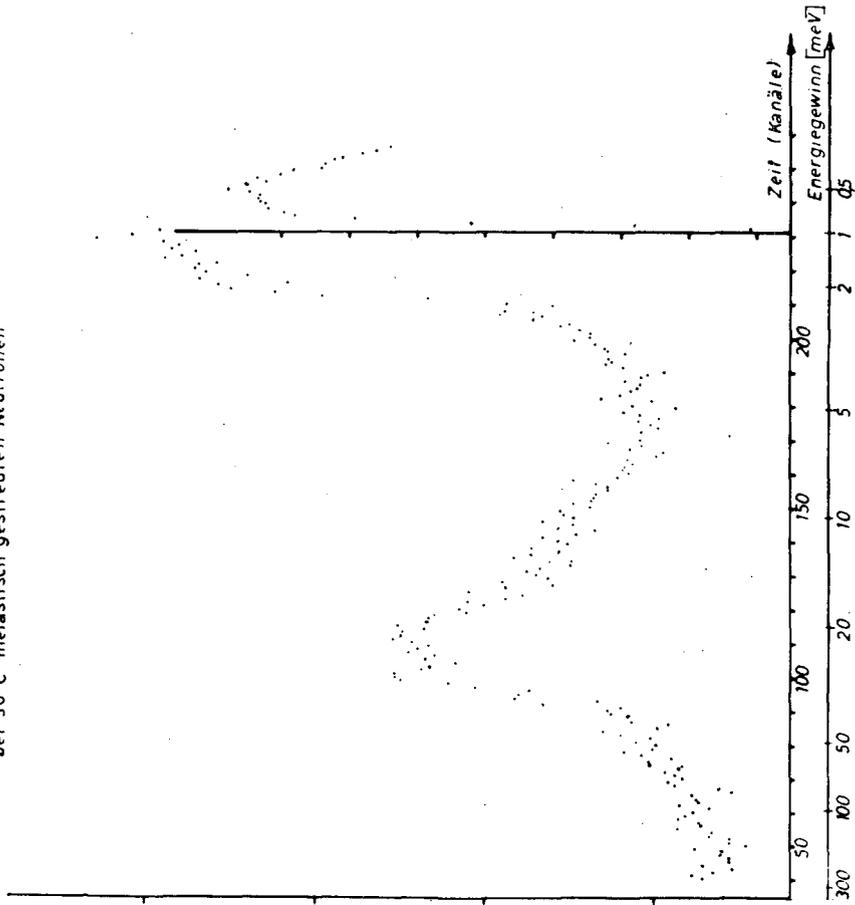
Fig. 2 The time of flight spectrum of inelastically scattered neutrons after subtraction of background and frame-overlap (about 20% of the double peak intensity).

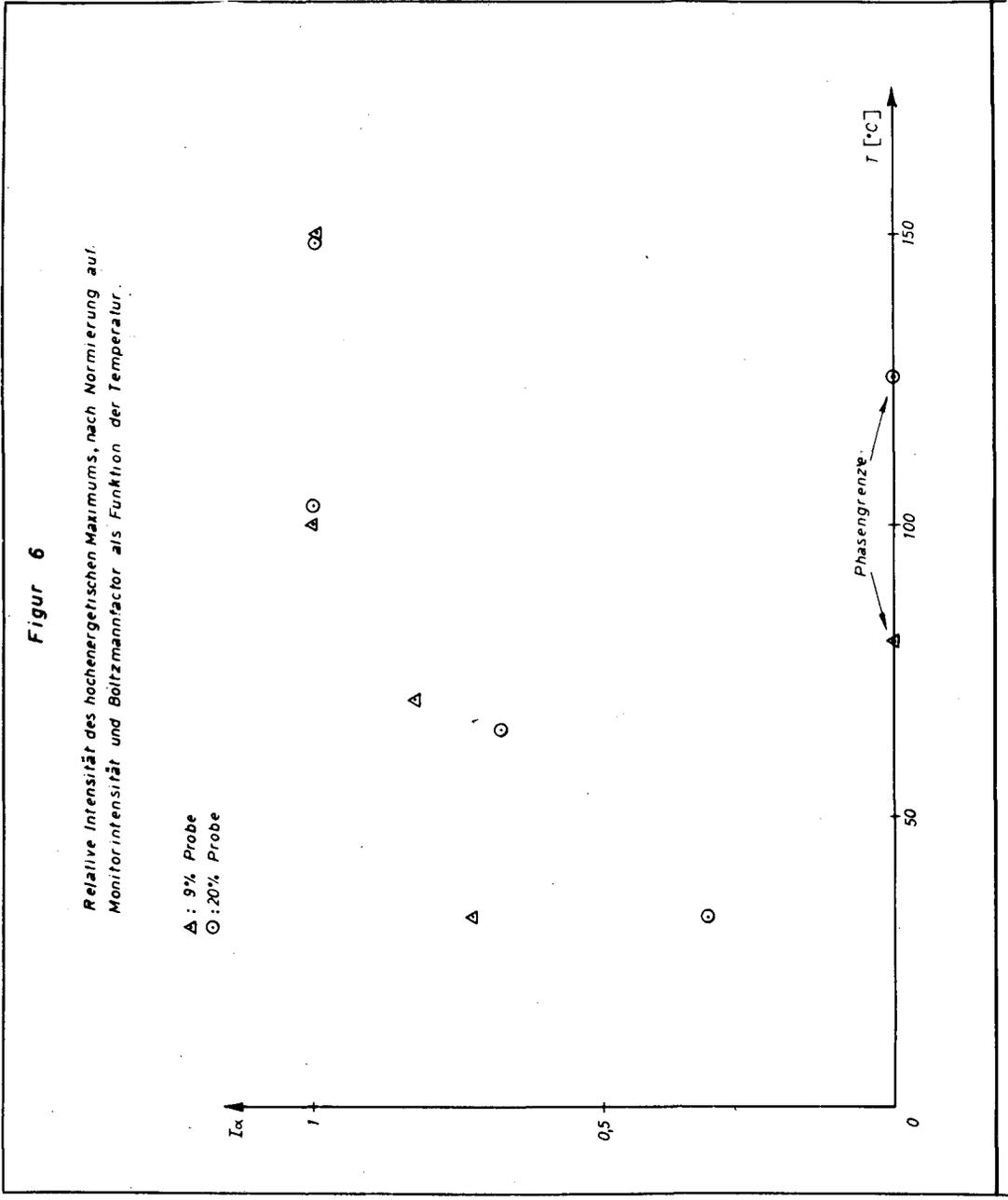




Figur 5

Flugzeitspektrum von an VH mit 4% H (Atom)
bei 30°C inelastisch gestreuten Neutronen





Einfluß der Interferenz auf die Winkelverteilung langsamer
Neutronen (10-100 meV) bei der Streuung an D_2O

M. Pucher, Technische Hochschule Stuttgart

Der einfach differentielle Streuquerschnitt langsamer Neutronen ($E < 1$ eV) für schweres Wasser läßt sich als Summe eines innermolekularen Interferenzanteils - Überlagerung der Streuwellen, die von Atomkernen desselben Moleküls ausgehen - und eines zwischenmolekularen Interferenzanteils - Überlagerung der Streuwellen, die von Atomkernen verschiedener Moleküle ausgehen - beschreiben. Die zwischenmolekulare Interferenz wurde bisher nur in einer Näherung für Gase berücksichtigt. *)

Unter der Voraussetzung, daß nur elastisch gestreute Neutronen zur zwischenmolekularen Interferenz beitragen, und daß die Molekülorientierungen voneinander unabhängig und gleichwahrscheinlich sind, ergibt sich die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen im wesentlichen als Fouriertransformierte der Paarverteilungsfunktion der Sauerstoffatome im Wasser. Diese Funktion ist aus der Röntgenstrukturanalyse bekannt.

*) Butler, Proc. Phys. Soc. 1963, Vol 81, S.276.

Die Bedeutung von gesamten und einfachen differentiellen
Wirkungsquerschnitten für langsame Neutronen

T. Springer, Kernforschungsanlage Jülich

Es wird berichtet über die gegenwärtig und in den letzten Jahren am FRM München durchgeführten Messungen von totalen und einfachdifferentiellen Streu-Wirkungsquerschnitten für langsame Neutronen. Es handelt sich um folgende Meßgrößen:

- (a) Totale Wirkungsquerschnitte für sub-Bragg-Neutronen. Hieraus läßt sich, insbesondere wenn man die Proben kühlt, in günstigen Fällen der Absorptions- bzw. der Spinstreuquerschnitt ermitteln. Derartige Messungen wurden an Ne, Ar, Al, leichtem und schwerem Eis durchgeführt. Eine besondere empfindliche *S t r e u* - Methode zur Bestimmung von inkohärenten Wirkungsquerschnitten wird erläutert.
- (b) Totale Wirkungsquerschnitte im eV-Bereich mit gefilterten Neutronen zur Bestimmung des freien Wirkungsquerschnittes, welcher sich aus dem kohärenten und dem inkohärenten Streuquerschnitt zusammensetzt. Die Messung ist in zwei Fällen von besonderer Bedeutung: Erstens für eine genaue Wiederbestimmung der Neutron-Elektron-Streulänge, in Kombination mit der interferometrischen Messung des Brechungsindex (vergl. Vortrag von J. Landkammer). Zweitens für eine genaue Wiederbestimmung der Singulett- und Triplett-Neutron-Proton-Streulängen, in Kombination mit einer genauen Messung des Brechungsindex das Gravitationsrefraktometer (vergl. Vortrag von Dr. Koester). Die genannten Untersuchungen werden eben **begonnen**.
- (c) Messungen von Wirkungsquerschnitten an Wasserdampf und an anderen protonenhaltigen Dämpfen bei kleinen Energien. Die Resultate wurden mit der Theorie von Krieger und Nelkin verglichen.
- (d) Messung von differentiellen Streuquerschnitten $d\sigma/d\Omega$ an Wasserstoffverbindungen mittels eines "schwarzen" Zählers, der eine definierte Integration über alle Energien nach der Streuung besorgt. Derartige Messungen wurden bisher an Polyphenylen, an

Wasser (auch bei höheren Temperaturen), an Zirkonhydrid und an D_2O durchgeführt. Die Messungen sollen der Prüfung von theoretisch gefundenen Streugesetzen $S(k, \omega)$ dienen, insbesondere was die Transporteigenschaften derselben betrifft. Aus den Messungen soll weiterhin die Diffusionskonstante $D(E)$ und die mittlere Diffusionskonstante \bar{D} berechnet werden.

Wechselwirkung langsamer Neutronen mit chemisch verbundenen Protonen

B. Broecker, Universität Kiel

Der Wirkungsquerschnitt chemisch gebundener Protonen gegen langsame Neutronen unterhalb etwa 0,2 eV wird von den Bindungskräften bestimmt. Wegen der Vielzahl der möglichen Verbindungen ist eine systematische Zusammenstellung dieser Wirkungsquerschnitte bisher nicht gemacht worden, es hat sich aber bei Messungen an organischen und anorganischen wasserstoffhaltigen Verbindungen, die am Kristallspektrometer in Geesthacht durchgeführt wurden, gezeigt, daß diese Wirkungsquerschnitte im Energiebereich der Molekülschwingungen nur von der Bindung des einzelnen Protons an seine nächsten Nachbarn bestimmt werden. Da es nur eine begrenzte Anzahl von Arten der Bindungen des Protons an seine Nachbarn gibt, ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt für jeden einzelnen Bindungstyp zu messen und dadurch für jede wasserstoffhaltige Verbindung den Wirkungsquerschnitt vorauszusagen.

Zu diesem Zweck wurden die Wirkungsquerschnitte von Protonen in einigen häufig vorkommenden Bindungszuständen gemessen im Energiebereich zwischen $3 \cdot 10^{-2}$ und 0,3 eV. Weitere Messungen sollen folgen. Die Genauigkeit bei diesen Messungen betrug etwa 1 % oder 0,3 Barn. Innerhalb dieser Genauigkeit war bei verschiedenen Verbindungen mit gleicher Wasserstoffbindung kein Unterschied im Wirkungsquerschnitt der gebundenen Protonen festzustellen, während der Unterschied bei verschiedenen Bindungen bis zu 7 Barn betrug.

Vergleich kohärenter Streulängen am Neutroneninterferometer

J. Landkammer, T.H. München

Am Interferometer für langsame Neutronen, das am Forschungsreaktor in München aufgebaut ist, sollen die kohärenten Streulängen von Aluminium und Wismut verglichen werden.

Das Neutroneninterferometer ist als Analogon zum Fresnel'schen Biprismeninterferenzversuch aufgebaut. Die Neutronen des langwelligen Teiles des Reaktorspektrums werden in einem Spalt zu Kreiswellensystemen gebaugt. Glasdoppelprismen entwerfen zwei virtuelle Bilder dieses Spaltes. Die von ihnen kommenden Kreiswellensysteme interferieren. Mit einem Suchspalt wird die Intensität der Interferenzfigur in Abhängigkeit vom Ort abgetastet. Die entstehende Interferenzfigur zeigt ein Hauptmaximum und zwei schwache Nebenmaxima erster Ordnung im Abstand 40μ vom Hauptmaxima. Der maximale Abstand der beiden interferierenden "Strahlen" beträgt am Ort des Prismas 60μ .

Zum Vergleich der kohärenten Streulängen des Aluminiums und Wismuts benutzt man die Tatsache, daß

$$(1 - n) \sim a_{\text{koh}} \quad (1)$$

(n = Brechungsindex von Materie für Neutronen, a_{koh} = kohärente Streulänge des Elementes für Neutronen). Die Größe $(1 - n)$ der beiden Substanzen kann man nach der Methode von Jamin vergleichen:

In die beiden getrennten Strahlen der Interferometeranordnung bringt man Proben der beiden Substanzen und sorgt dafür, daß beide Proben den gleichen optischen Lichtweg besitzen. Dies ist dann der Fall, wenn

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{(1 - n)_2}{(1 - n)_1} \quad (2)$$

D_1 bzw. D_2 sind Längen der untersuchten Proben. Ist diese Bedingung erfüllt, so erscheint die Interferenzfigur, die durch das Einbringen der Proben zunächst verschwindet, wieder an ihrer alten Stelle. Dazu ändert man die Länge D_2 gegenüber der Länge D_1 schrittweise dadurch,

daß man die Wismutprobe gegenüber der Aluminiumprobe in der Strahlenebene verkippt und so den effektiven Durchdringungsweg für Neutronen vergrößert. Zur Durchführung dieser Messung wurde ein Komparator konstruiert: Auf einer fest vorgegebenen, justierbaren Mittelebene gleiten die verkippten Proben, die stationäre Probe wird gegen die kippbaren gepreßt. Die Mittelebene des Komparators kann durch folgendes Kriterium zwischen die beiden "Strahlen" des Interferometers justiert werden: Bringt man eine Probe in einen der beiden Strahlen des Interferometers, so verschiebt sich die Interferenzfigur und ist erst wieder an ihrer früheren Stelle, wenn beide Strahlen die Probe durchdringen. Befestigt man auf der Mittelebene des Komparators eine Blende aus Aluminium, so kann man durch zweimaliges Justieren diese Mittelebene zwischen die beiden "Strahlen" einführen.

Die mit dieser Methode erreichbare Genauigkeit beim Vergleich zweier kohärenter Streulängen beträgt 2.5×10^{-4} .

Durchgang polarisierter Neutronen durch magnetisiertes Eisen

G. Weber, Universität Kiel

Eine Stern-Gerlach-Apparatur für langsame Neutronen, die am Reaktor in Geesthacht betrieben wird ¹⁾, liefert zwei entgegengesetzt polarisierte Neutronenstrahlen, die gemeinsam eine hochmagnetisierte, polykristalline Weicheisenprobe durchsetzen.

Unter der Annahme vollständiger Neutronenpolarisation gilt nach Halpern ²⁾ z.B. im linken Teilstrahl:

$$j_l = j_{ol} \left[1 + \frac{w^2}{q^2} (qx - 1 + e^{-qx}) \right] + j_{ol} \frac{w}{q} (1 - e^{-qx})$$

Hierbei ist:

j_l die Zählrate im linken Teilstrahl bei magnetisierter Probe

j_{ol} die Zählrate im linken Teilstrahl bei unmagnetisierter Probe

x die Dicke der Probe

$w = N p$, wobei p der Wirkungsquerschnitt für Polarisation des Eisens ist und N die Zahl der Eisenatome pro cm^2

q ein Depolarisationskoeffizient, der nach Halpern für nahe bis zur Sättigung magnetisierten polykristallinen Eisens proportional zur relativen Abweichung der Magnetisierung M der Probe von der Sättigungsmagnetisierung M_∞ ist ($q \sim \frac{M_\infty - M}{M}$)

Entsprechend gilt im rechten Teilstrahl

$$j_r = j_{or} \left[1 + \frac{w^2}{q^2} (qx - 1 + e^{-qx}) \right] - j_{or} \frac{w}{q} (1 - e^{-qx})$$

Um den Effekt der sogenannten Kleinwinkelstreuung zu eliminieren, wurden bei einer Probe die Intensitätsverhältnisse $\frac{j_l}{j_r}$ bzw. $\frac{j_{ol}}{j_{or}}$ gemessen. Die gemessene Abhängigkeit der Verhältnisse $\frac{j_l}{j_r}$ von der Probendicke x stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit von ca. 10 % mit der Theorie (siehe Gl. 1 und 2) überein. Aus den Messungen dieser Verhältnisse an zwei gleich magnetisierten Proben verschiedener Dicke wurden w und q bestimmt. Die

bei drei verschiedenen Neutronengeschwindigkeiten gemessenen Werte von w sind ebenfalls mit der Theorie und mit Messungen des "Single Transmission Effect" verschiedener Autoren in Übereinstimmung.

Der Depolarisationskoeffizient q eignet sich wegen seiner empfindlichen Abhängigkeit von der in der Probe erreichten Magnetisierung gut zum Studium des Einmündungsgesetzes der Magnetisierungskurve in die Sättigung. Es wurde in Übereinstimmung mit Messungen von Hughes ³⁾ für $q \sim \frac{M_{\infty} - M}{M}$ eine lineare Abhängigkeit von der reziproken magnetischen Feldstärke H in der Probe gemessen in einem Bereich von H zwischen 2000 und 10000 Oe.

- 1) Hasler, Weber "Ein Stern-Gerlach-Versuch mit Neutronen"
Atomkernenergie 7, 170 (1962)
- 2) Halpern, Hostein "On the Passage of Neutrons Through Ferromagnets"
Phys.Rev. 59, 960 (1941)
- 3) Hughes, Wallace, Holtzmann "Neutron Polarization"
Phys.Rev. 73, 1277 (1948)

Kernphysikalische Experimente am FRM

P. Armbruster, T.H. München

Die am FRM durchgeführten kernphysikalischen Untersuchungen lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Untersuchungen zum Einfang thermischer Neutronen und Untersuchungen zur Spaltungsphysik. Mein persönliches Arbeitsgebiet ist die Spaltungsphysik, und so werden Sie erlauben, daß ich in Anbetracht der Kürze meiner Redezeit die Experimente zum Einfang thermischer Neutronen zu Gunsten der Spaltungsexperimente etwas vernachlässige.

Ich möchte zuerst einen kurzen Überblick über die am FRM vorhandenen Apparate zur Untersuchung des Neutroneneinfangs geben und dann mitteilen, welche Nuklide in letzter Zeit untersucht worden sind, ohne die Meßergebnisse im einzelnen zu diskutieren.

1.1. Untersuchungsmöglichkeiten für (n, γ) -Reaktionen.

- a. Gebogenes Kristallspektrometer zur Untersuchung des γ -Spektrums. Meßbereich 20 keV - 0,6 MeV. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit des Instruments liegt zwischen $(10^{-7} - 10^{-8})$. Das Instrument ist absolut geeicht.
- b. Gebogenes Kristallspektrometer zur Untersuchung des γ -Spektrums am Forschungsreaktor Risø. Meßbereich 20 keV - 2 MeV. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für 400 keV in 1. Ordnung beträgt $3,5 \cdot 10^{-8}$. Der Fluß am Ort der Quelle beträgt $6 \cdot 10^{13}$.
- c. β -Spektrometer zur Untersuchung von Konversions-Elektronen aus Neutroneneinfangsprozessen. Der Meßbereich des Instruments beträgt 40 keV - 10 MeV. Die beste Auflösung, die bei einer Dicke der Quelle von $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ erreicht worden war, beträgt 0,7 %. Die Transmission des Instruments beträgt $3 \cdot 10^{-6}$. Die Präparatfläche beträgt bei einer Auflösung von 1,7 % und einer Präparatdicke von $800 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($8 \cdot 80$) mm^2 .
- d. Eisenfreies Orangenspektrometer zur Untersuchung von (γ, e^-) -Koinzidenzen. Die Transmission des Instruments beträgt bei einer Auflösung von 0,5 % etwa 16 %. Die verwendete Quelle hat eine

Fläche von $0,5 \cdot \frac{\pi}{4} \text{ cm}^2$ und eine Dicke von $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Der Meßbereich des Instruments ist 20 keV - 300 keV.

- e. Zweifachsummen-Koinzidenz-Apparatur zur Untersuchung von Neutroneneinfangspektren.
- f. Dreifachsummen-Koinzidenz-Apparatur zur Untersuchung von Neutroneneinfangspektren. Der dritte Koinzidenzzweig dient zum Nachweis niederenergetischer γ -Quanten, die andererseits mit dem gebogenen Kristallspektrometer nachgewiesen werden können.
- g. Untersuchung der Resonanzabsorption von γ -Linien aus (n, γ) -Reaktionen. γ -Linien aus (n, γ) -Reaktionen einer beliebigen Quellsubstanz werden dazu verwendet, in einer entsprechenden Absorbersubstanz resonanzabsorbiert zu werden. Die Übereinstimmung der Energieniveaus in Quelle und Absorber ist rein zufällig. Die Resonanzabsorption wird in einem Streuexperiment nachgewiesen. Änderungen der Resonanzabsorption bei Erwärmung des Absorbers lassen sich dazu verwenden, die Linienbreite der Niveaus zu bestimmen.

1.2. Durchgeführte Untersuchungen.

- zu a. Absoluteichung der in Risø gemessenen Spektren.
- zu b. In letzter Zeit wurden folgende Isotope untersucht:
 Dy^{162} , Dy^{163} , Ho^{165} , Ho^{166} , Lu^{176} , Lu^{177} , U^{239} , W^{18} .
- zu c. In letzter Zeit wurden folgende Isotope untersucht:
 Sm^{150} , Gd^{156} , Gd^{158} , Rh^{104} , Re^{186} .
- zu d. Das Instrument wurde bisher am Reaktor noch nicht verwendet.
- zu e. Das Spektrum von Se^{78} wurde untersucht. Die Einfangenergie von Se^{78} beträgt 10,48 MeV. Dieser Wert ist verglichen mit den Einfangenergien der anderen Se-Isotope sehr groß, so daß gerade hier die Summenkoinzidenzmethode eine Trennung der Einfangspektren der verschiedenen Se-Isotope erlaubt.
- zu f. Noch keine Ergebnisse.
- zu g. Es wurde ein Niveau in Pr^{141} mittels Resonanzabsorption einer 6,12 MeV-Linie aus dem Cl-Einfangspektrum untersucht. Außerdem wurde die Resonanzstreuung einer 7,28 MeV-Linie

aus dem Fe^{57} -Spektrum an Pb^{208} untersucht. Die Grundübergangsbreite konnte unter der Annahme eines einzigen zur Streuung beitragenden Niveaus zu $\gamma_0 = (0,80 \pm 0,08)$ eV bestimmt werden.

2. Untersuchung der Kernspaltung

2.1 Ziel und Methode der Untersuchung

Eines der Phänomene, die zwar schon lange bekannt, die aber dennoch bis jetzt in ihren Grundzügen noch nicht verstanden werden, ist das Problem der asymmetrischen Kernspaltung. Eine Vielzahl verschiedenartigster Untersuchungen hat dazu geführt, daß heute von Seiten der Experimente Aussagen nicht nur über die allgemein bekannte Massenverteilung, sondern auch über die Energiebilanz und Ladungsverteilung gemacht werden können. Zur vollständigen Charakterisierung des Spaltprozesses ist es notwendig, die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines Spaltprodukts der Masse A , Ladung Z_p , der kinetischen Energie k und der Anregungsenergie E_x zu kennen. Eine direkte Messung dieser Abhängigkeit von allen 4 Parametern ist nicht möglich. Die Spaltung läßt sich an Stelle dessen durch folgende meßbare Größen charakterisieren: 1. Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Spaltprodukts der Masse A , $\mu(A)$. 2. Die mittleren Werte von Z_p , E_k und E_x als Funktion der Masse der Spaltprodukte und die Verteilung der Z_p -, E_k -, und E_x -Werte um diese Mittelwerte. Als im Jahre 1959 am FRM Experimente zur Spaltungsphysik geplant wurden, lagen über alle Verteilungen außer der Verteilung $\bar{Z}_p(A)$ bereits Messungen vor. Diese Verteilung wurde mittels verschiedener Theoreme beschrieben, die nur durch radiochemische Messungen bestätigt werden konnten. Das Ziel unserer Untersuchungen war, neue Methoden zur Messung der primären Ladung als Funktion der Masse bzw. zur Bestimmung der primären Ausbeuten zu entwickeln. Die primär entstehenden Spaltprodukte sind β -instabil. Die kürzesten Halbwertszeiten der Spaltprodukte liegen zwischen $(0,1-1,0)$ s. Radiochemische Trennungen in Zeiten, die kleiner als 10 s sind, sind nur in wenigen speziellen Fällen möglich. Es wurden deshalb solche Methoden entwickelt, die nicht auf radiochemische Trennungen angewiesen sind. Zur Bestimmung der primären Ladung der Spaltprodukte stehen drei verschiedene Wege offen:

1. Eine Bestimmung primärer Ausbeuten für einzelne Isotope, $\eta(Z, A)$.
 Ungefähr 120 primäre Ausbeuten müssen für die bei der Spaltung eines Kerns entstehenden Spaltprodukte bestimmt werden, wobei fast jede Bestimmung eine andere Methode erfordert. Einen vollständigen Katalog primärer Ausbeuten aufzustellen, erfordert die Entwicklung neuer Trennmethoden und ist z.Zt. noch als Zukunftsprojekt aufzufassen. Es können nur in mühsamer Einzelarbeit einzelne Ausbeuten bestimmt werden, die Bestandteile eines zukünftigen Katalogs sein können.

2. Bestimmung der primären Ladung aus Zerfallskettenlängen.
 Kennt man die mittlere Zerfallskettenlänge als Funktion der Masse, so läßt sich hieraus mittels der Ladungswerte der stabilen Endprodukte der Zerfallsketten die mittlere primäre Ladung der Spaltprodukte berechnen. Aus Messungen der Zerfallskettenlänge kann nicht die Ladungsverteilung innerhalb der Kette erhalten werden; es ergeben sich stets nur mittlere Werte für $\bar{Z}_p(A)$. Zur Messung muß eine Methode verwandt werden, die alle Zerfälle unabhängig von ihrer Halbwertszeit erfaßt. Bezeichnet man die Aktivität der Spaltprodukte der Masse A zur Zeit T mit $B(A, T-t')$, wobei t' der Zeitpunkt der Spaltung ist, und mit $n_0(t')$ die Erzeugungsrate der Spaltprodukte, so ergibt sich als integrale Aktivität der Spaltprodukte $b(T)$, wenn zur Zeit $t' = 0$ die ersten Spaltungen erzeugt werden: $b(T) = \int_0^T B(A, T-t') \cdot n_0(t') \cdot dt'$
 Ist die Spaltrate n_0 konstant, so folgt hieraus:

$$b(T) = n_0 \cdot \int_0^T B(t) \cdot dt$$

$$\frac{b(T)}{n_0} = \int_0^T B(t) \cdot dt$$

Die durch die Spaltrate dividierte integrale Aktivität ergibt direkt die Zahl der β -Teilchen, die bis zur Zeit T nach der Spaltung frei geworden sind. Die Zerfallskettenlänge ist definiert als $\int_0^\infty B(t) \cdot dt$. Sie ergibt sich als Summe:

$$\int_0^\infty B(t) \cdot dt = \int_0^T B(t) \cdot dt + \int_T^\infty B(t) \cdot dt$$

Die Zahl der β -Teilchen für Zeiten, die größer als 1 Stunde sind, läßt sich aus den bekannten Halbwertszeiten der langlebigen Endglieder der Ketten berechnen.

Mißt man anstelle der Zahl der β -Teilchen deren Energie, so läßt sich mit derselben Methode die Energie der β -Teilchen bestimmen. Hieraus kann die Gesamtzerfallsenergie der β -Zerfälle berechnet werden, aus der sich mittels der Bethe-Weizäcker-Formel wieder die Zerfallskettenlänge ergibt.

3. Bestimmung der primären Ladung aus der Energie der Röntgenquanten. Bei der Spaltung entsteht prompt ($T < 10^{-7}$ s) K- und L-Röntgenstrahlung. Außerdem läßt sich L-Röntgenstrahlung der Spaltprodukte nachweisen, wenn Spaltprodukte abgebremst werden. Aus der Energie der Röntgenquanten wird auf die Kernladung des emittierenden Atoms geschlossen. Auch hier ergibt sich wieder ein mittlerer Wert der Kernladung Z_p . Eine Bestimmung der Schwankung ΔZ um diesen Wert ist zwar prinzipiell möglich, bei der Verwendung von Proportionalzählrohren zur Bestimmung der Energie der Röntgenquanten jedoch an der Grenze der Meßgenauigkeit.

2.2 Meßergebnisse

Im Folgenden sollen kurz Ergebnisse mitgeteilt werden, die mittels der verschiedenen Meßmethoden gewonnen worden sind.

2.2.1 Bestimmung primärer Ausbeuten

2.2.1.1 Rückstoßchemische Prozesse

Die große kinetische Energie der Spaltprodukte macht bei der Abbremsung der Spaltprodukte die verschiedenartigsten Sekundärprozesse möglich, die als Ersatz einer radiochemischen Trennung verwendet werden können. Bestrahlt man ein Gemisch aus $\text{Cr}(\text{CO})_6$ und Uranylazetat, so wird Cr durch das homologe Mo, das als Spaltprodukt entsteht, ersetzt. $\text{Mo}(\text{CO})_6$ läßt sich leicht sublimieren, wobei nur das primär bei der Spaltung entstandene Mo, das als $\text{Mo}(\text{CO})_6$ gebunden ist, bei der Sublimation erfaßt wird. Zur Bestrahlung wurde die schnelle Rohrpostanlage am FRM verwendet. Die bisher unbekanntenen Isotope Mo^{103} , Mo^{104} und Mo^{105} konnten identifiziert werden und ihre Halbwertszeiten und **Term**-schemata wurden bestimmt. Durch eine zweite Sublimation lassen sich die Tc-Töchter der Mo-Isotope als Rückstand der Sublimation trägerfrei isolieren. Zerfallsschemata der Tc-Isotope 103, 104 und 105 wurden aufgestellt. Für die primären Ausbeuten der Mo-Isotope können bis-

her nur relative Werte angegeben werden. Es ergab sich, daß das Maximum der Ausbeutekurve bei einem Massenwert zwischen 104 und 105 liegt.

2.2.1.2 Abtrennung elektronegativer Spaltprodukte

Se, Br, J und Te sind stark elektronegative Elemente. Werden Spaltprodukte dieser Elemente in einem Gas hoher Elektronendichte abgebremst, so können die negativ geladenen Ionen mit einer positiven Ziehspannung auf einer Elektrode gesammelt werden. Nur solche Spaltprodukte, die während der Verweilzeit im Gas (ungefähr 10 ms) negativ geladen sind, können gesammelt werden. Auf diese Weise wurden primär entstandene J- und Te-Isotope isoliert. Die primäre Ausbeute von J^{135} und Te^{135} wurde bestimmt.

2.2.2 Messung von \bar{Z}_p über Zerfallskettenlängenmessung

2.2.2.1 Messung der Zahl der β -Teilchen und deren Energie bei der Spaltung von U^{235}

Die Zahl der β -Teilchen und deren Energie wurde für die thermische Spaltung von U^{235} unter Verwendung verschiedener Meßmethoden bestimmt. Außerdem wurde das zeitliche Verhalten von $\beta(t)$ und $\mathcal{E}(t)$ gemessen. Abb. 1 zeigt eine Zusammenstellung der Meßergebnisse der verschiedenen Messungen.

2.2.2.2 Messung der Zerfallskettenlänge mit dem Massenseparator

Unter Verwendung eines gasgefüllten Massenseparators ($M/\Delta M=10$) ist es möglich, Spaltprodukte nach ihrer Masse zu trennen. Eine Auffangfolie wird mit Spaltprodukten bestimmter Masse bestrahlt, und der Aktivitätsaufbau in der Folie gemessen. Zur Messung wird ein Szintillationsspektrometer verwendet, so daß außer der Zahl der β -Teilchen auch deren Energie bestimmt werden kann. Abb. 2 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau, Abb. 3 die Zahl der β -Teilchen und deren Energie, die 3000 s nach der Spaltung frei geworden sind. Aus den bekannten Halbwertszeiten für langlebige Spaltprodukte wird der weitere Aktivitätsaufbau berechnet und zu den Meßwerten addiert. Den Verlauf der Zerfallskettenlänge zeigt Abb. 4. Werte aus der direkten Messung und aus der Energiemessung ergeben innerhalb der

Meßgenauigkeit gute Übereinstimmung. Die in Abb. 4 eingezeichneten Werte sind das Mittel aus 4 verschiedenen Meßreihen. Abb. 5 zeigt die gesamte frei werdende Energie als Funktion der Masse, Abb. 6 die Zahl und die Zerfallsenergie komplementärer Spaltprodukte.

Aus der Zerfallskettenlänge und der Kernladung der stabilen Endprodukte erhält man die mittlere primäre Kernladung als Funktion der Masse. Abb. 7 zeigt einen Ausschnitt aus der Nuklidkarte mit unseren Werten für die mittlere primäre Kernladung. Um diese Werte ist ein Gebiet eingezeichnet, in welchem Spaltprodukte mit primären Ausbeuten, die größer als 0,6 % sind, erwartet werden können. In diesem Gebiet liegen ungefähr 25 noch unbekannte Nuklide, die sicher bei der Spaltung vorkommen, bis jetzt aber noch nicht wegen der Kürze ihrer Halbwertszeit identifiziert werden konnten. Die Identifizierung solcher unbekannter Nuklide gibt ein weites Anwendungsgebiet für den gasgefüllten magnetischen Massenseparator. Das Isotop Sr^{94} konnte durch diese Technik identifiziert werden (Abb. 8). Halbwertszeit und Zerfallschema für Sr^{94} wurden bestimmt, Abb. 9. Die Identifizierung weiterer Nuklide soll am FRJ-2 in größerem Maßstab durchgeführt werden.

2.2.3 Messung der primären Ladung über Röntgenstrahlung

2.2.3.1 Messungen mit prompter Röntgenstrahlung

Das Spektrum der prompten Röntgenstrahlung wurde in einem Koinzidenzexperiment gemessen. Diese Messung war eine Wiederholung einer schon an anderer Stelle durchgeführten Messung mit erhöhter Genauigkeit. Es wurde sowohl das Spektrum der K-Strahlung als auch der L-Strahlung untersucht.

Eine Bestimmung der primären Ladung aus der Energie der prompten K-Röntgenquanten ist in Vorbereitung. Den geplanten Versuchsaufbau zeigt Abb. 10. Zur Massenbestimmung werden zwei Halbleiterdetektoren verwendet, zur Ladungsbestimmung ein Proportionalzählrohr.

2.2.3.2 Messungen mit L-Röntgenstrahlung bei der Abbremsung von Spaltprodukten

Bei der Abbremsung der Spaltprodukte konnten neben den häufigen Ionisationsprozessen in den äußeren Schalen auch Ionisationsprozesse in den inneren Schalen nachgewiesen werden (Abb. 11). Bei diesen Ionisationsprozessen erfolgt die Ionisation durch fast adiabatische Stöße, die seltene Ereignisse sind. Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zeigt Abb. 12 für eine Abbremsung im Beryllium. Der Wirkungsquerschnitt der L-Strahlungsanregung nimmt für alle untersuchten Abbremsfolien mit einer hohen Potenz (3-4) der Spaltproduktenergie ab. Außerdem wurde der Wirkungsquerschnitt für eine konstante Energie der Spaltprodukte als Funktion der Ordnungszahl des Abbremsmaterials gemessen. Abb. 13 zeigt den gefundenen Verlauf. Charakteristische Sprünge im Wirkungsquerschnitt wurden nachgewiesen, wenn Elektronen im Abbremsmaterial vorhanden sind, deren Energie gleich der Energie der L-Elektronen der Spaltprodukte ist. Der Verlauf muß als bisher unbekanntes Austausch-Phänomen gedeutet werden.

Die primäre Kernladung der Spaltprodukte wurde für die leichte Spaltproduktgruppe bestimmt, Abb. 14. Die Übereinstimmung der Steigung von $\bar{Z}_p(A)$ aus der Zerfallskettenlängenmessung der Röntgenstrahlungsmessung innerhalb der Meßgenauigkeit bestätigt den Verlauf der Zerfallskettenlänge als Funktion der Masse. Der Absolutwert der Kernladung aus der L-Röntgenstrahlungsmessung liegt zu hoch. Zur Umrechnung der Röntgenenergie in Kernladungswerte wurden die L-Energien neutraler Atome verwendet. Diese Werte ergeben zu große Kernladungen, weil eine Energieerhöhung aller Röntgenenergien, die auf die fehlende äußere Abschirmung im vielfach geladenen Spaltprodukt-Ion zurückzuführen ist, bisher noch nicht berücksichtigt worden ist.

2.3 Messungen mit dem Herzog-Mattauch-Spektrographen

Ein Herzog-Mattauch-Spektrograph mit einer Auflösung von $M/\Delta M=200$ wurde am FRM gebaut. Dieses Gerät erlaubt es, Untersuchungen an einzelnen Spaltproduktmassen durchzuführen. Abb. 15 zeigt den Aufbau des Geräts, Abb. 16 ein Massenspektrum. Feinstrukturuntersuchungen der Massenverteilung und Messungen der Zerfallskettenlänge an thermisch spaltbaren Isotopen sind geplant.

Method	I $\int_0^{\infty} \epsilon dt \left[\frac{\text{MeV}}{\text{Fission}} \right]$	II $Q \left[\frac{\text{MeV}}{\text{Fission}} \right]$	III $\int_0^{\infty} \beta dt \left[\frac{\beta\text{-particles}}{\text{Fission}} \right]$	IV $E \left[\frac{\text{MeV}}{\beta\text{-particle}} \right]$
<i>4π-proportional counter</i>			<u>6.8 ± 0.5</u>	
<i>Thermo-luminescence method</i>	<u>0.6 ± 0.4</u>	27.5 ± 1.2	7.1 ± 0.2	1.20 ± 0.06
<i>Mass separator method</i>	<u>0.5 ± 0.2</u>	26.8 ± 0.6	<u>6.8 ± 0.2</u>	1.24 ± 0.03
<i>1st measurement</i>			7.1 ± 0.2	1.19 ± 0.04
<i>2nd measurement</i>	<u>0.4 ± 0.2</u>	26.0 ± 0.6	<u>6.7 ± 0.2</u>	1.24 ± 0.03
<i>Average value</i>	<u>0.5 ± 0.2</u>	26.8 ± 0.5	6.9 ± 0.2	1.22 ± 0.02

Fig. 1 Compilation of measured values of energy of β-particles per fission (I), total energy of β-decay per fission (II), number of β-particles per fission (III), and mean energy per β-particle (IV). The original measured values are underlined.

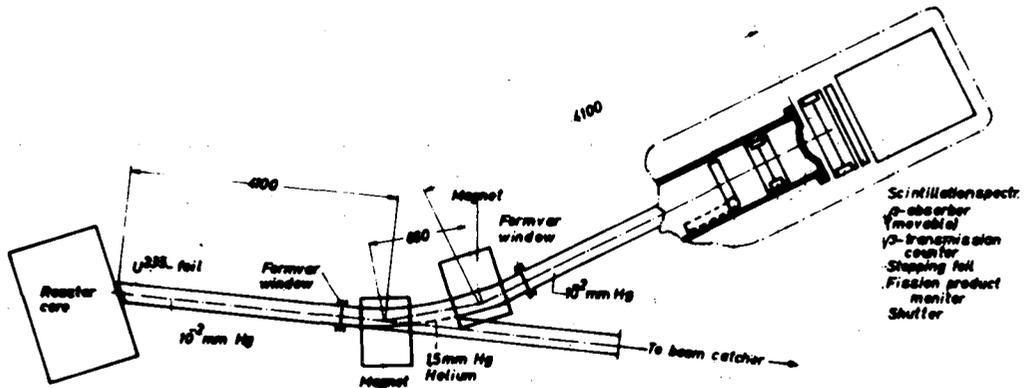
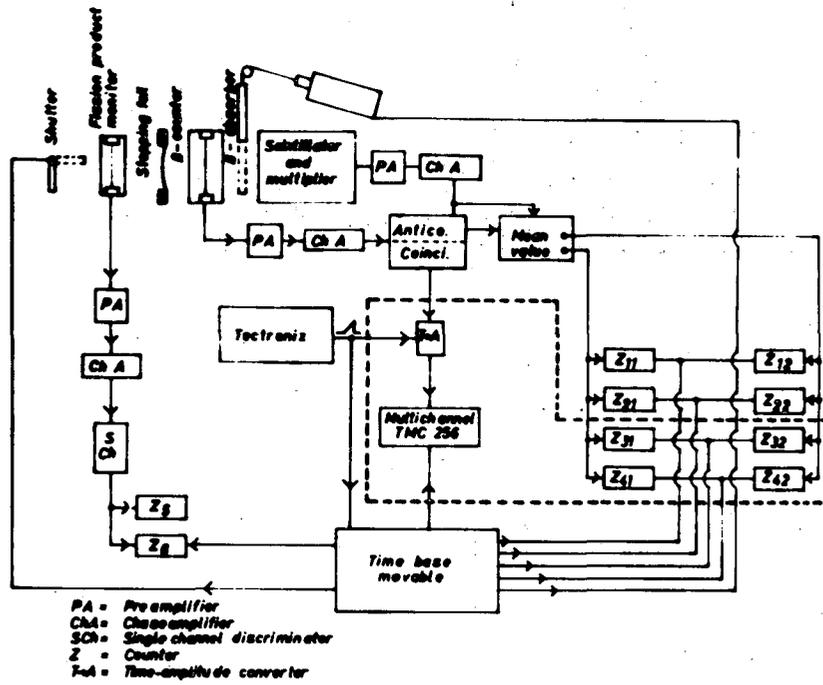


Fig. 2 Apparatus and electronics for determination of number and energy of β -particles per fission.

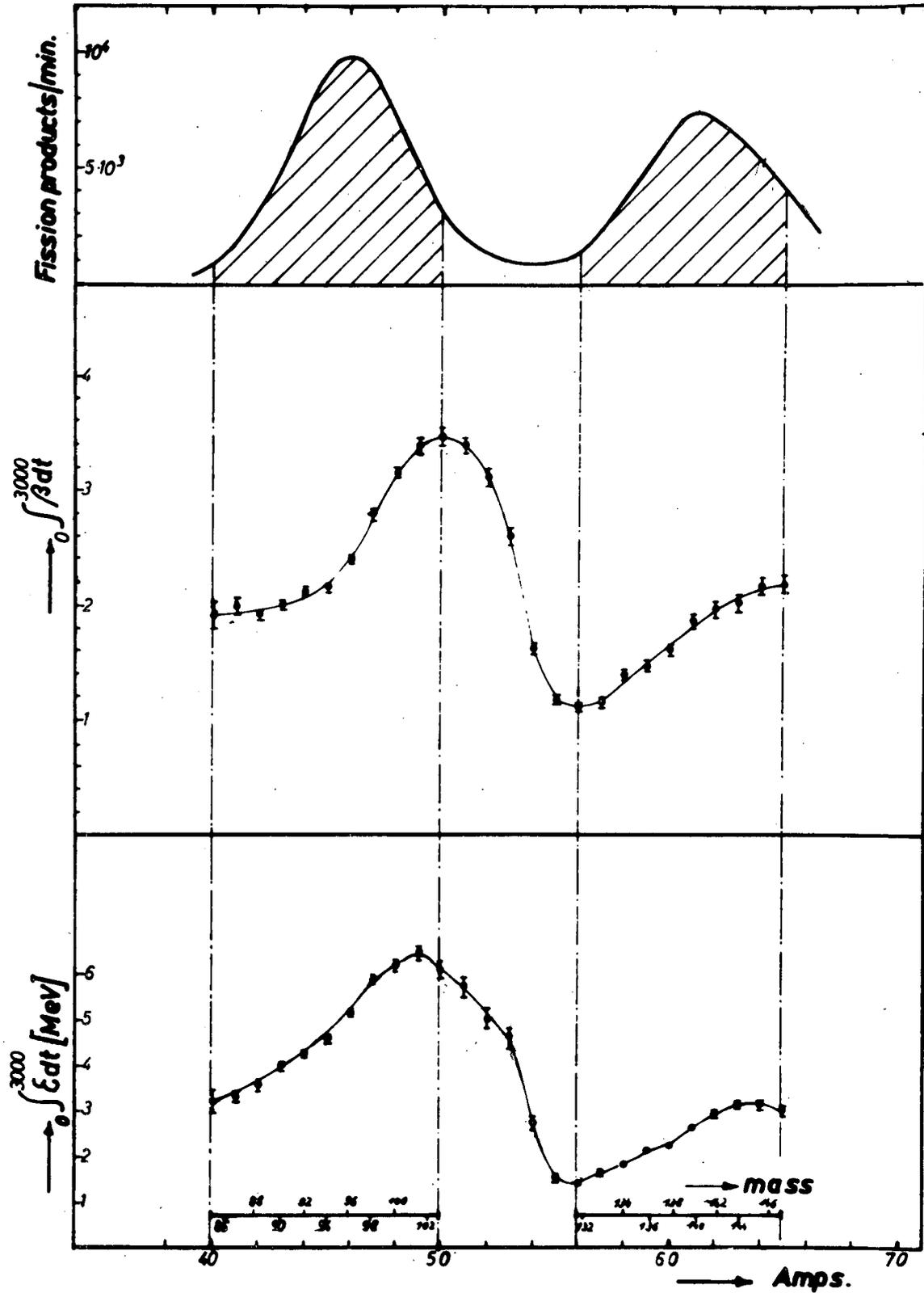


Fig. 3 Distribution of number of fission products, measured data of $\int_0^{3000} \beta dt$ and $\int_0^{3000} \epsilon dt$ vs magnet current. The mass scale has been calculated for the shadowed regions from the $I \sim A^{2/3}$ dependence and for a mass resolution 5 MU.

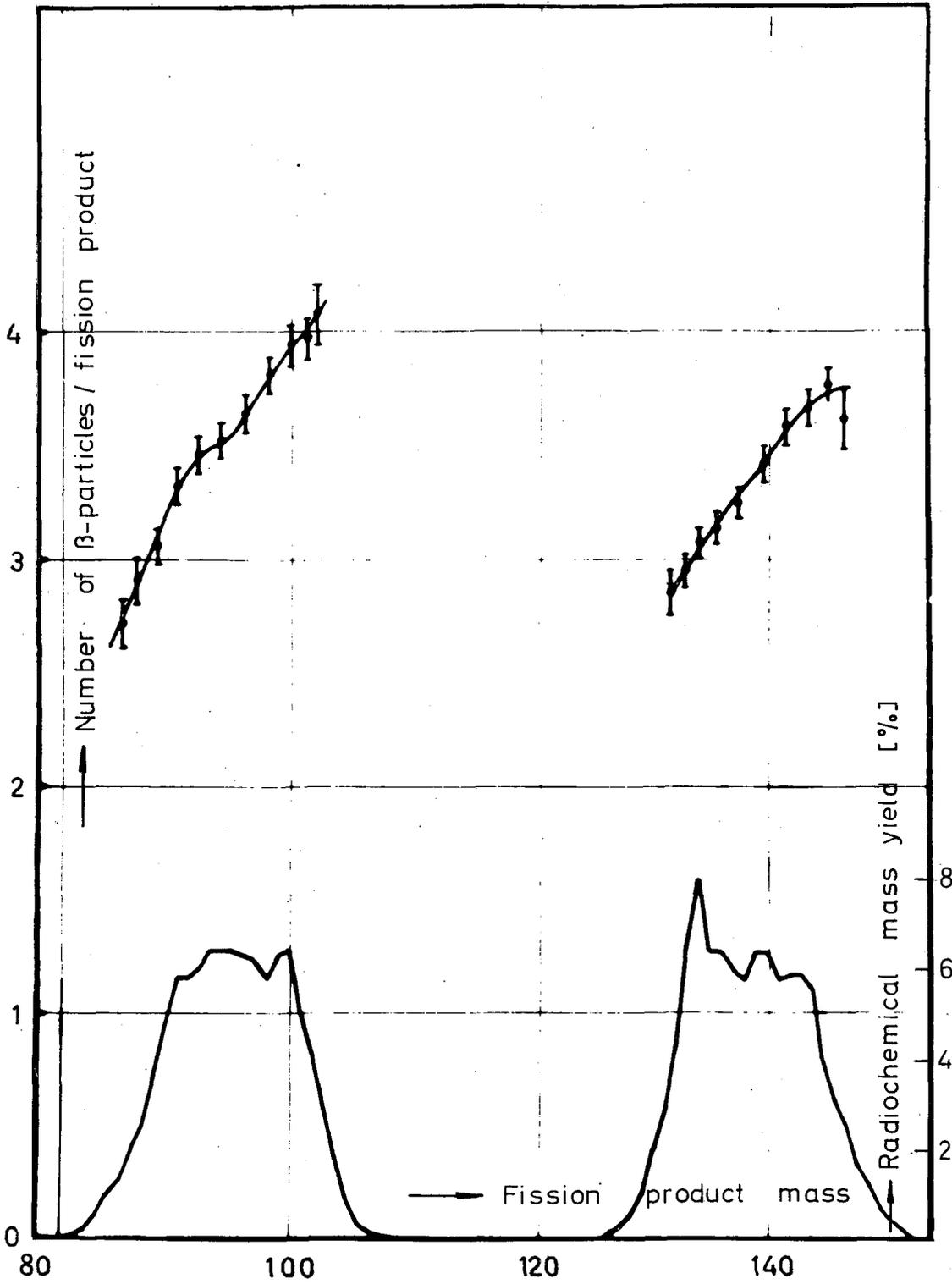


Fig. 4 Mass dependence of number of β -particles per fission products resulting from four different sets of data. The mass distribution is taken from radiochemical data.

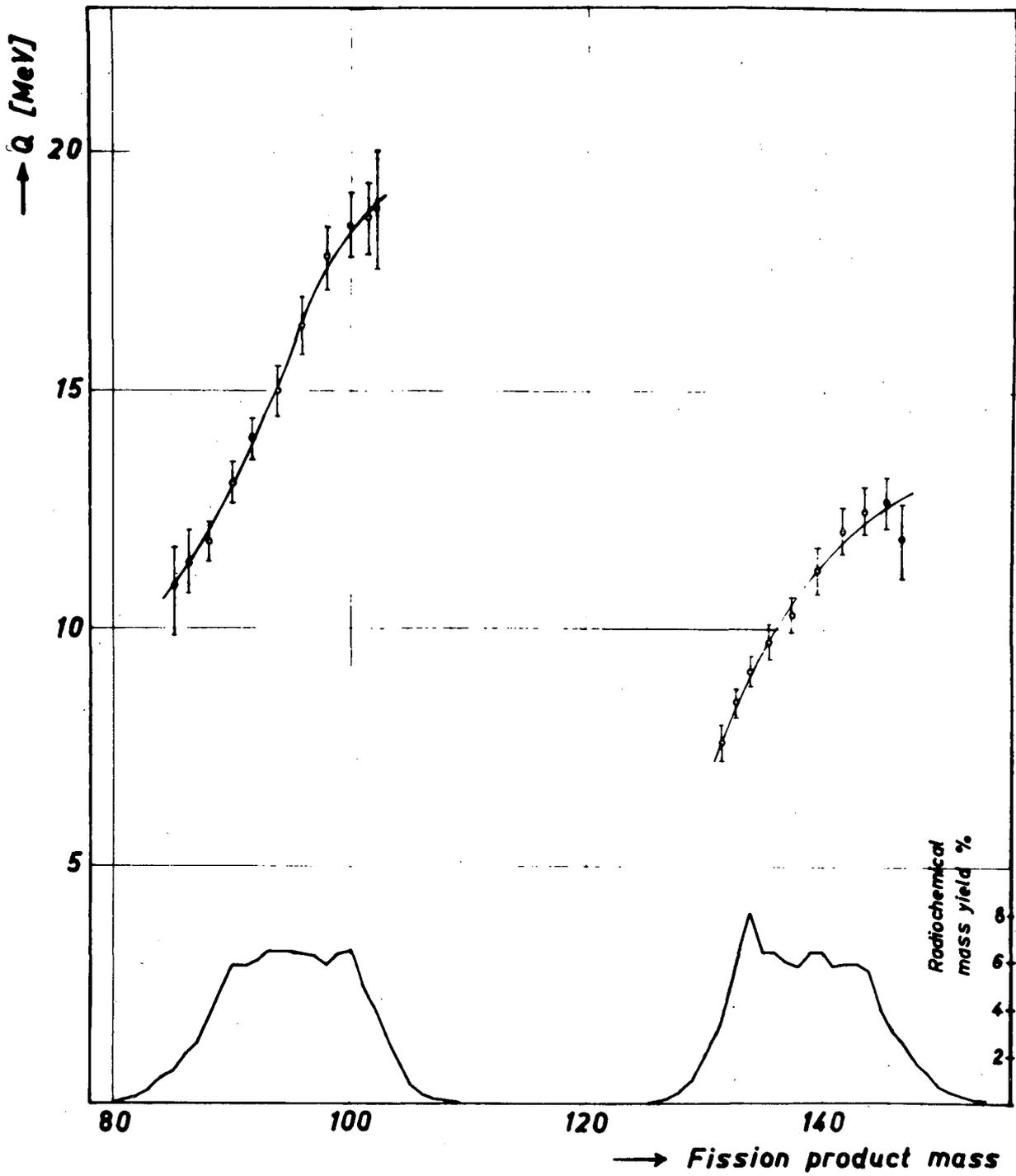


Fig. 5 Mass dependence of total β -decay energy per fission product. The mass distribution is taken from radiochemical data.

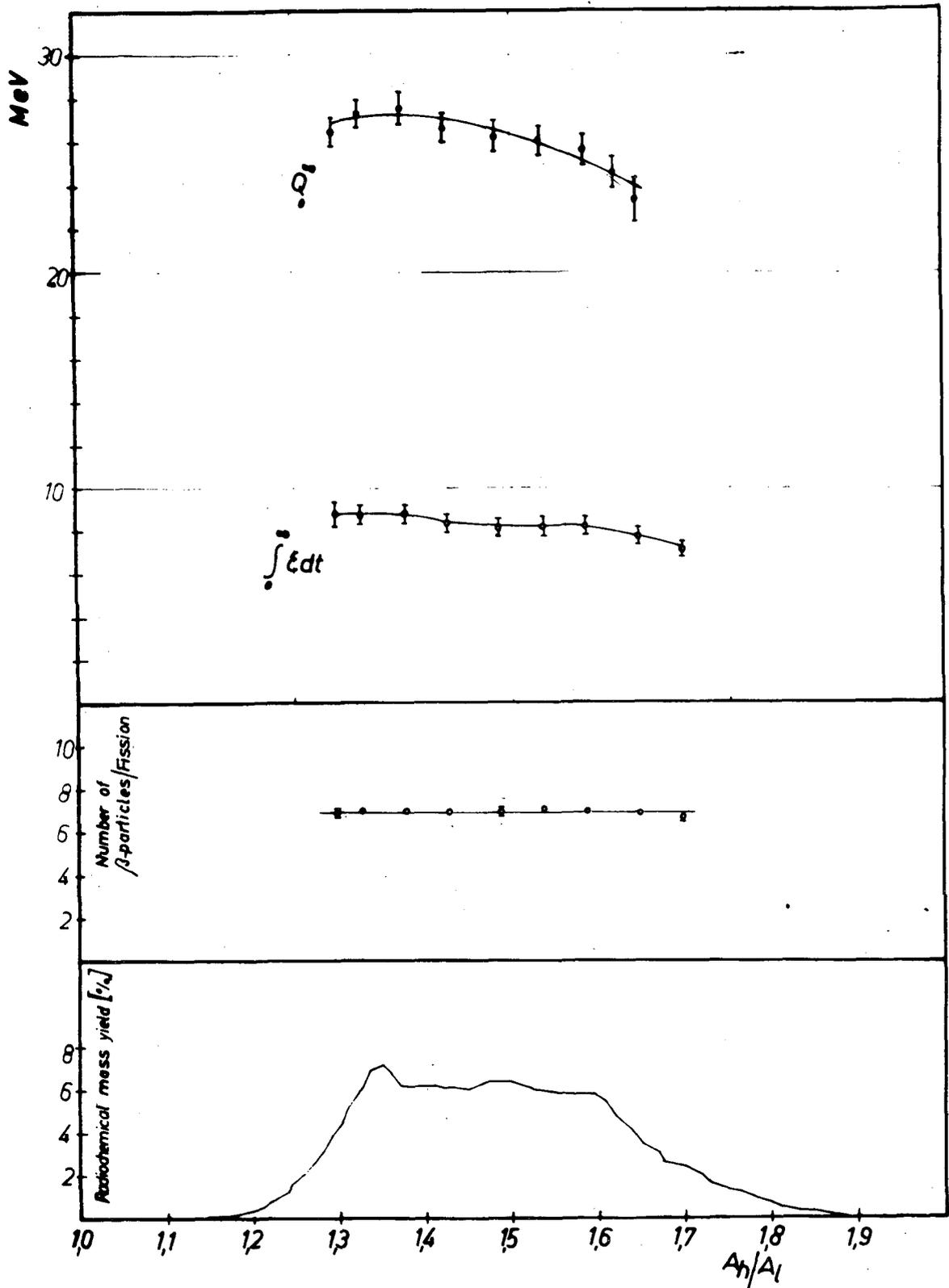


Fig. 6 Number of β -particles per fission, energy of β -particles per fission, and total β -decay energy per fission vs mass ratio of fission products. The mass distribution is taken from radiochemical data.

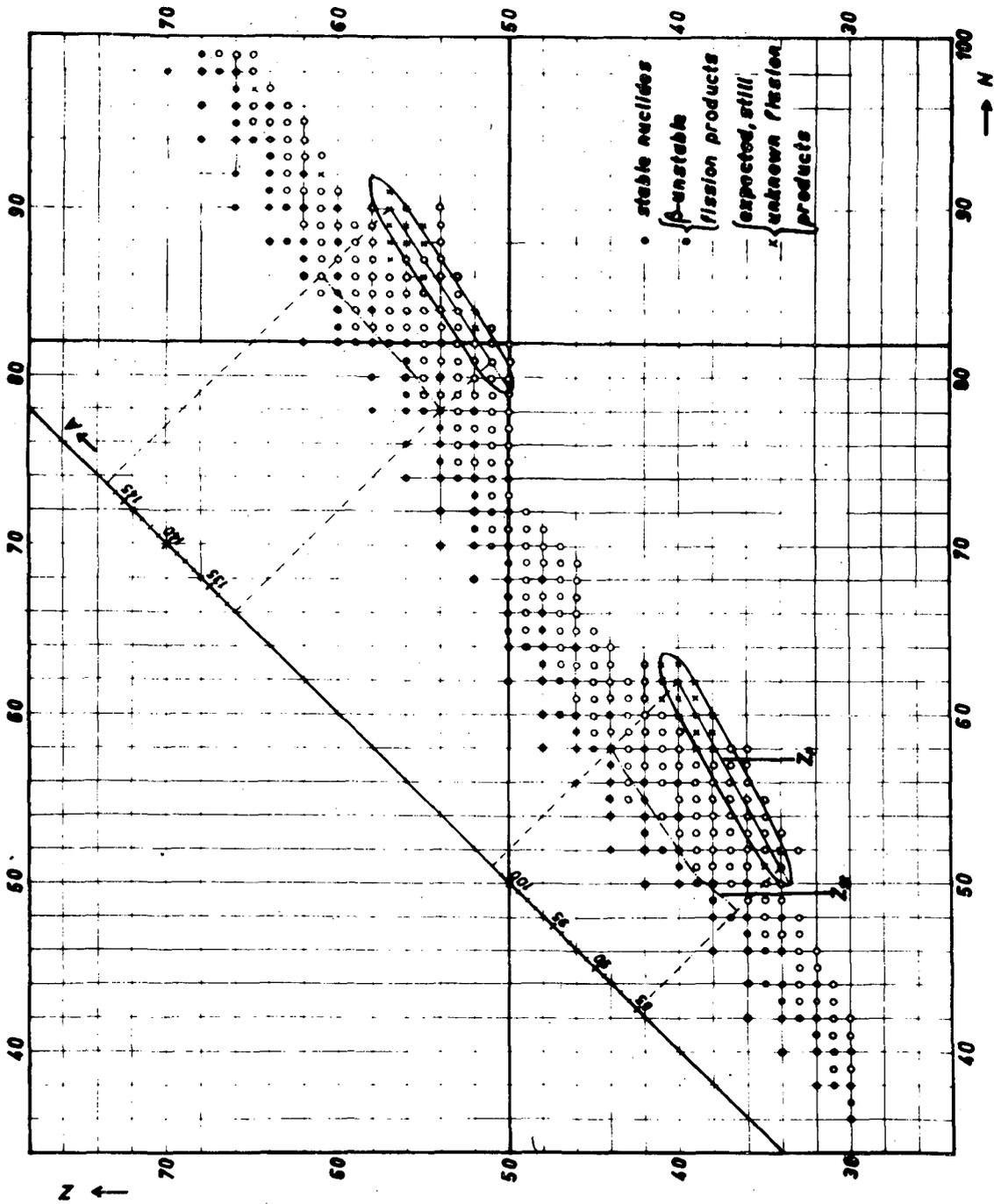


FIG. 7 In the surrounded regions of the chart of nuclides fission products with primary yields > 0.6 % are expected.

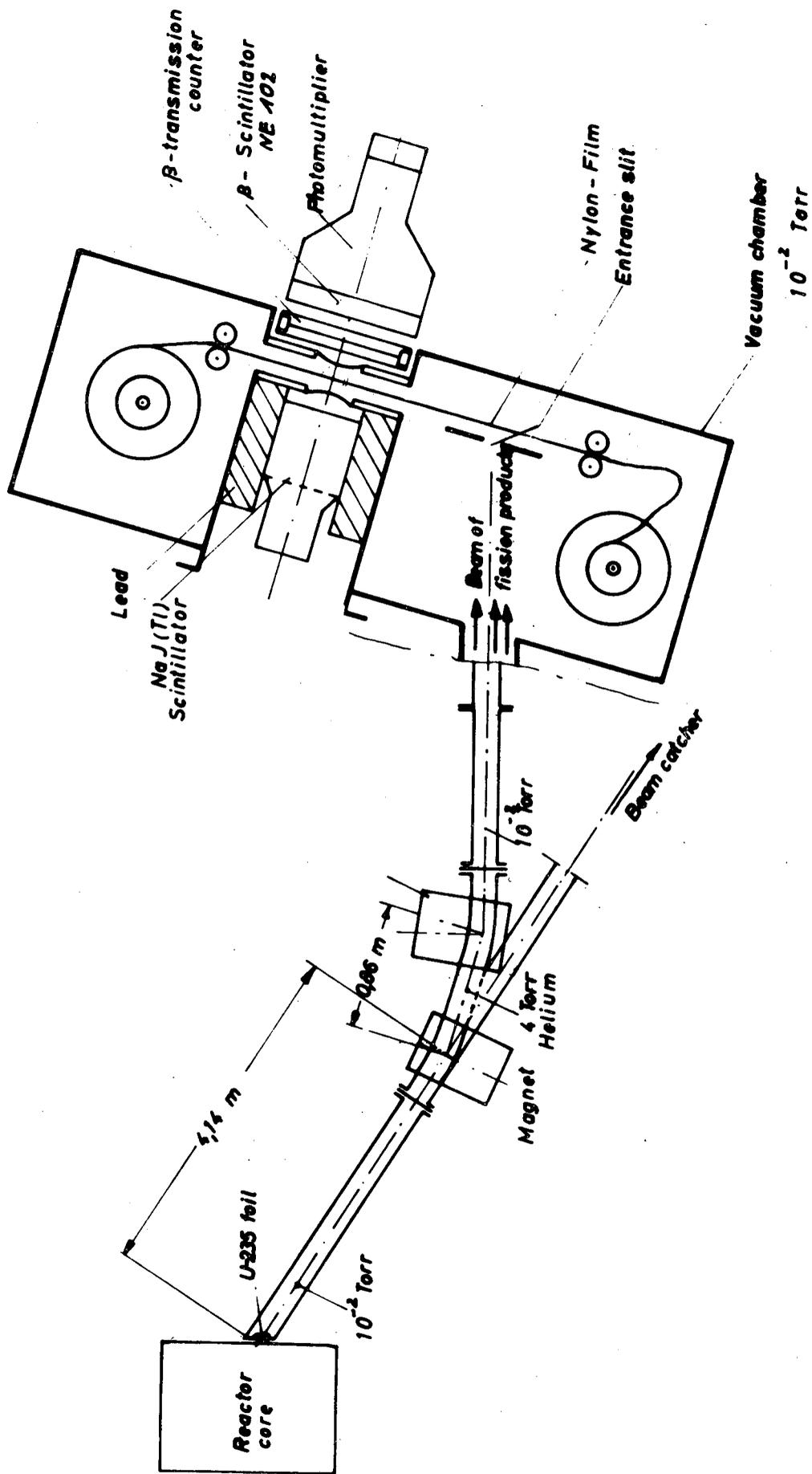
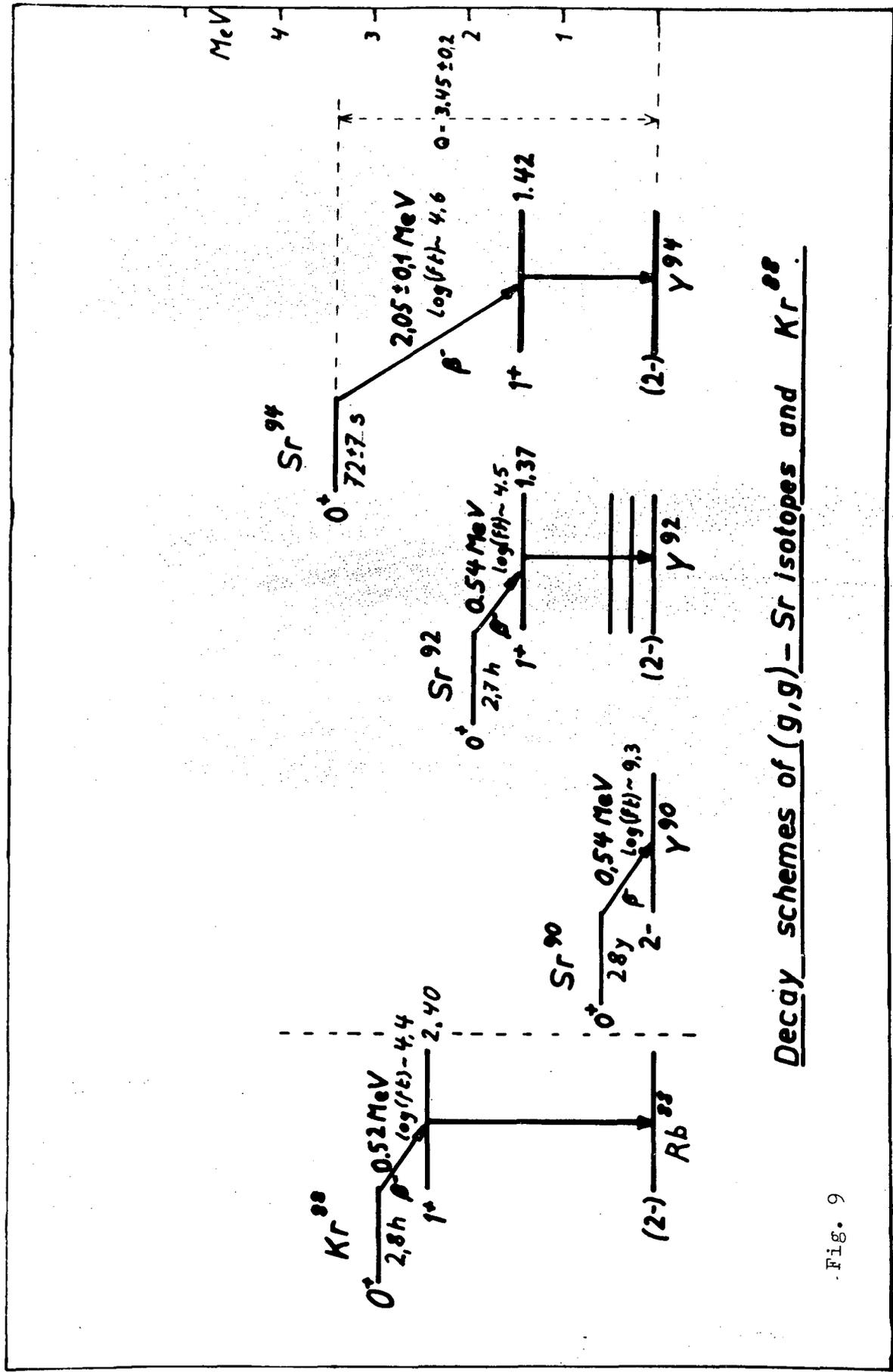


Fig. 8 Apparatus for measurement of β - γ -coincidences of short-lived fission products.



Decay schemes of (g, g) - Sr isotopes and Kr^{88} .

Fig. 9

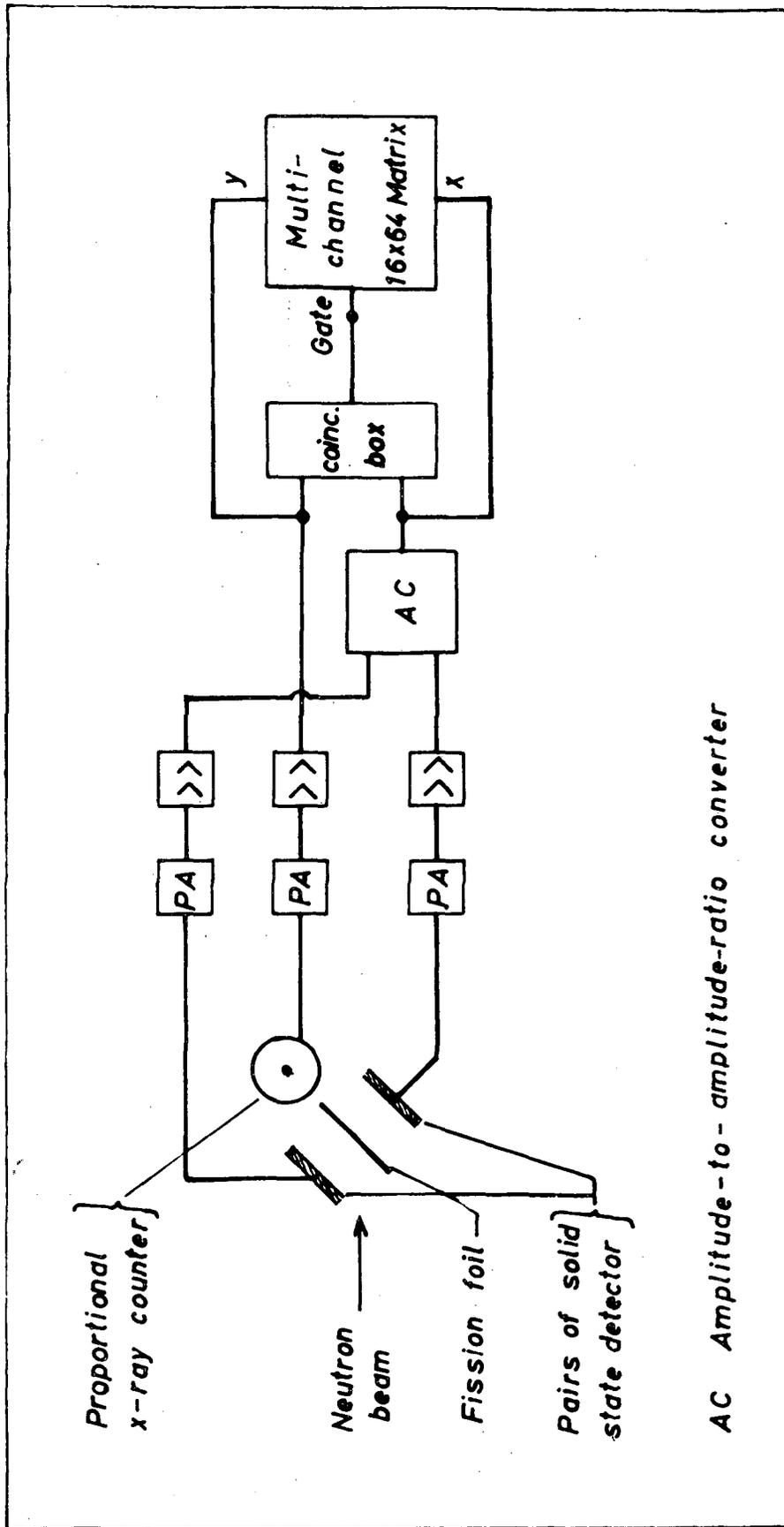


Fig. 10 Apparatus for determination of primary charge distribution by investigation of prompt K x-rays with a A_1/A_2 -converter.

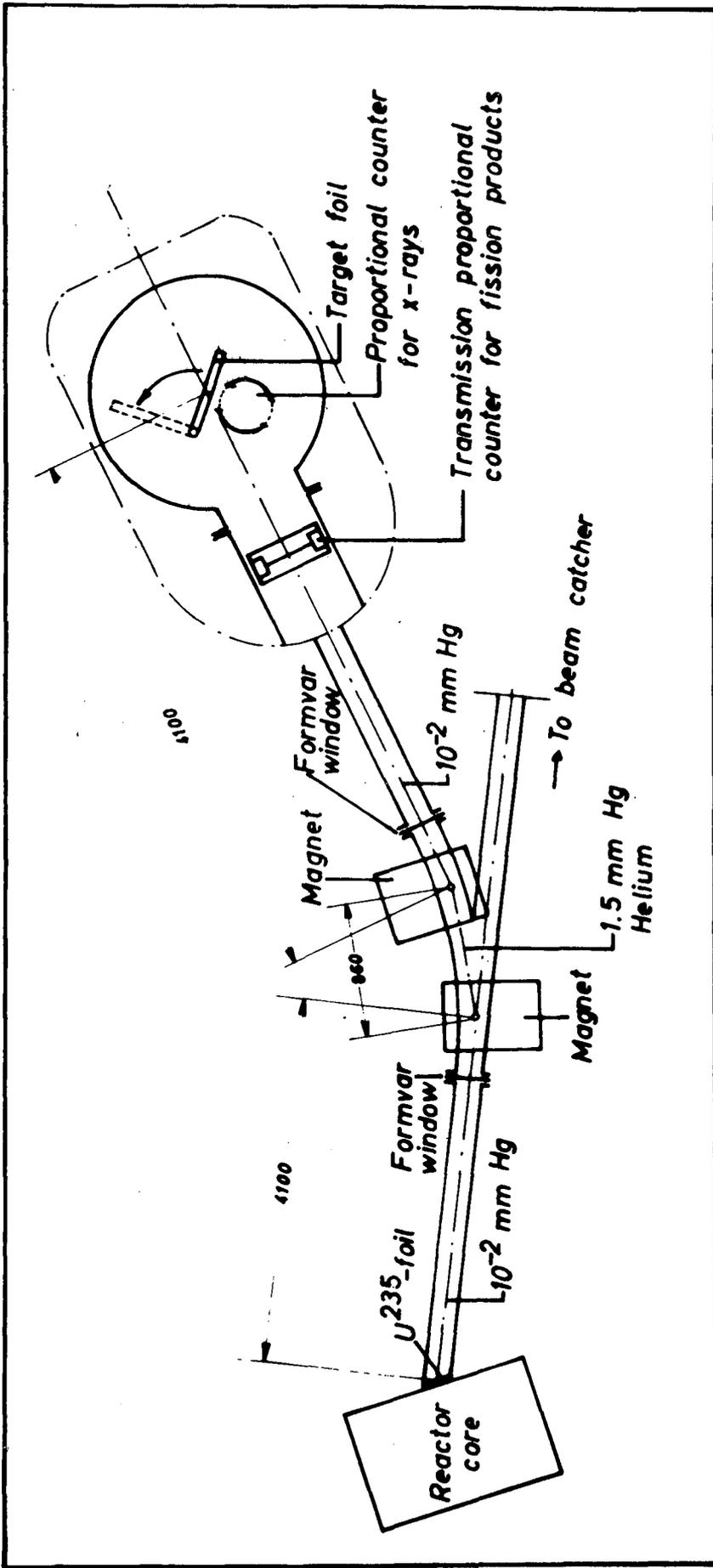


Fig. 11 Apparatus for L x-ray measurements.

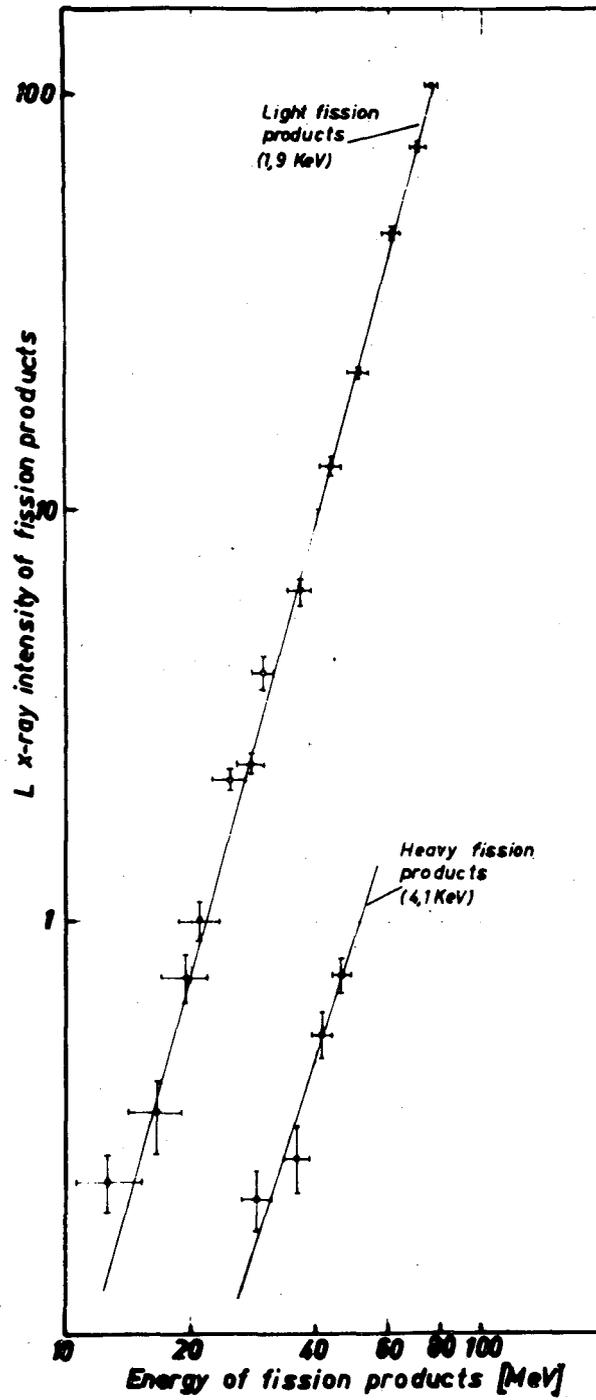


Fig. 12 Energy dependence of L-shell ionization for light and heavy fission products and a Be-target. The L x-ray energies of the two groups amount to 1.9 and 4.1 keV. The intensity is given in a relative scale.

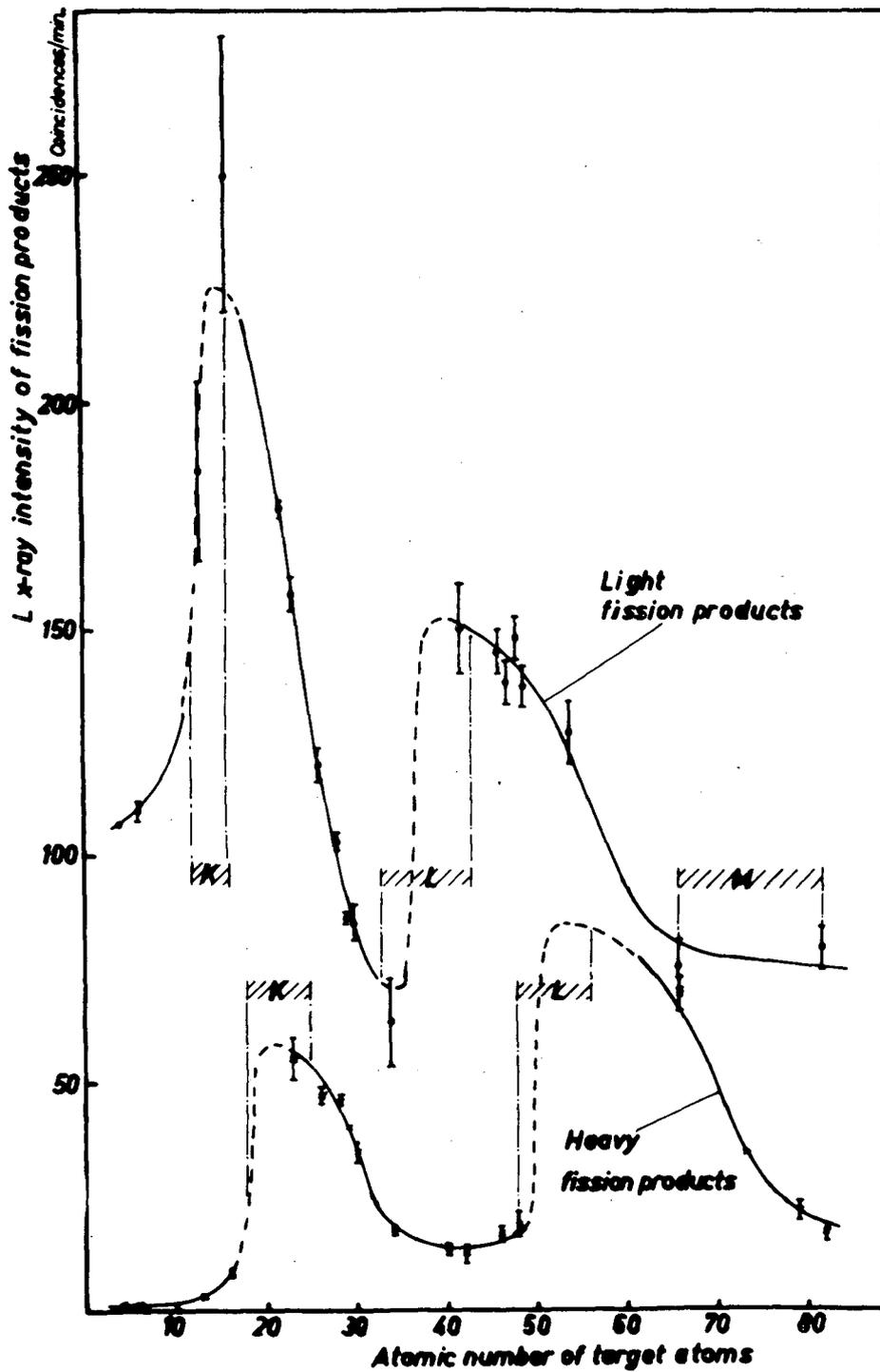


Fig. 13 L-shell ionization in a relative scale vs atomic number of stopping target for light and heavy fission products. In the shadowed regions L x-rays of fission products cannot be separated from the target radiation.

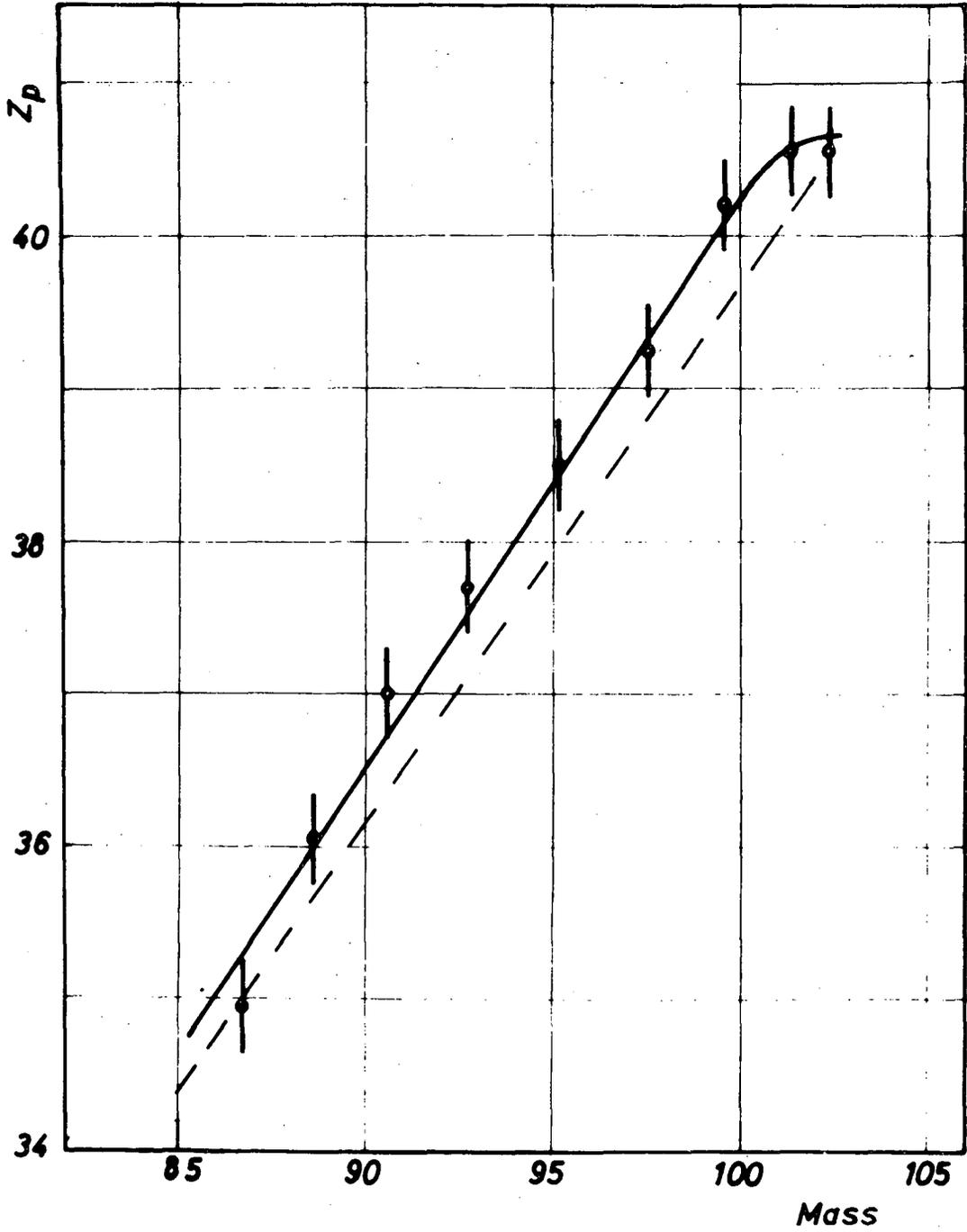


Fig. 14

Mean charge of primary fission products Z_p vs mass of light fission products taken from I. x-ray measurement. The dashed line gives the Z_p -distribution from β -chain length measurement.

MASS SPECTROMETER
FOR FISSION PARTICLES

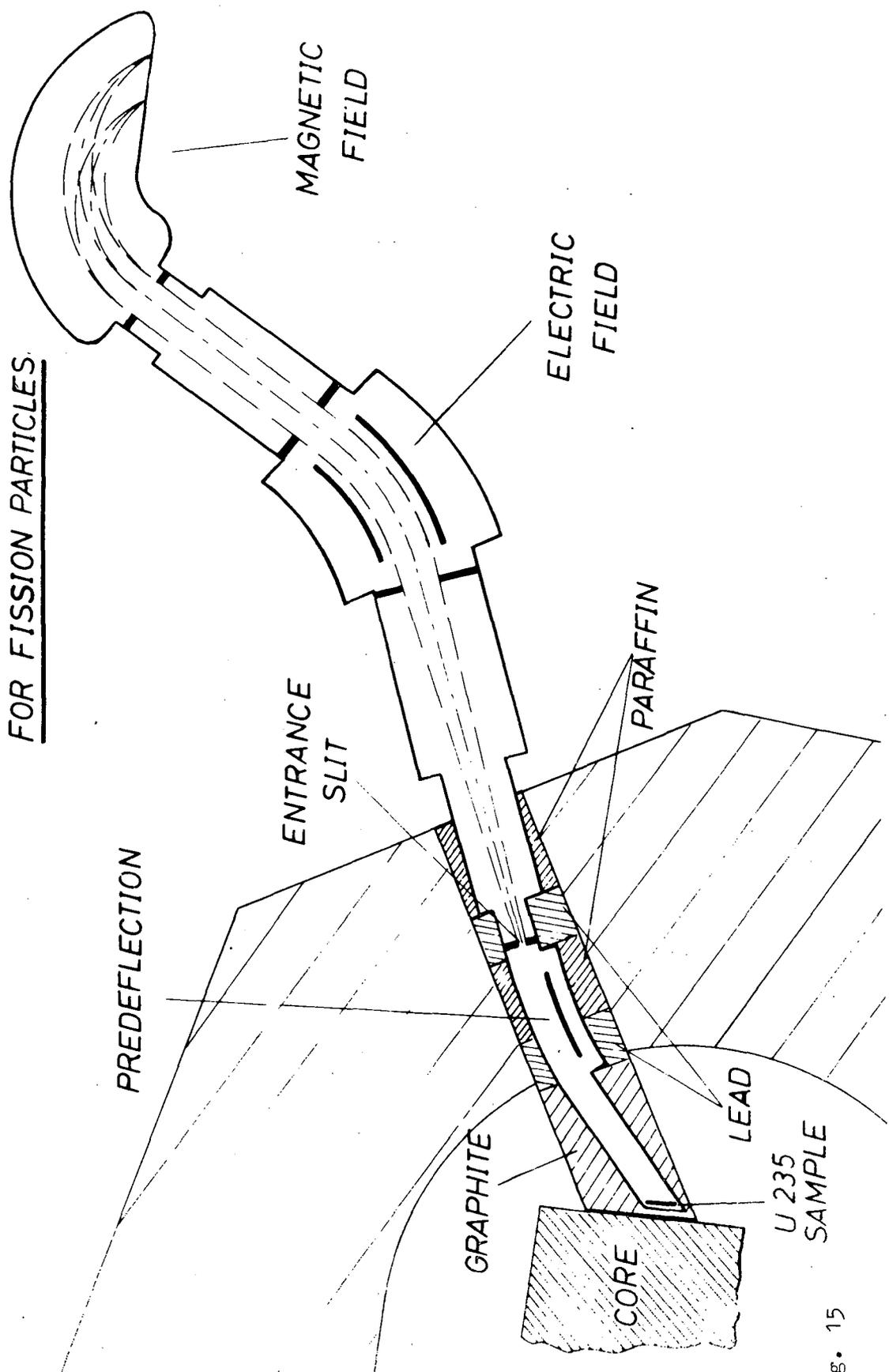


Fig. 15

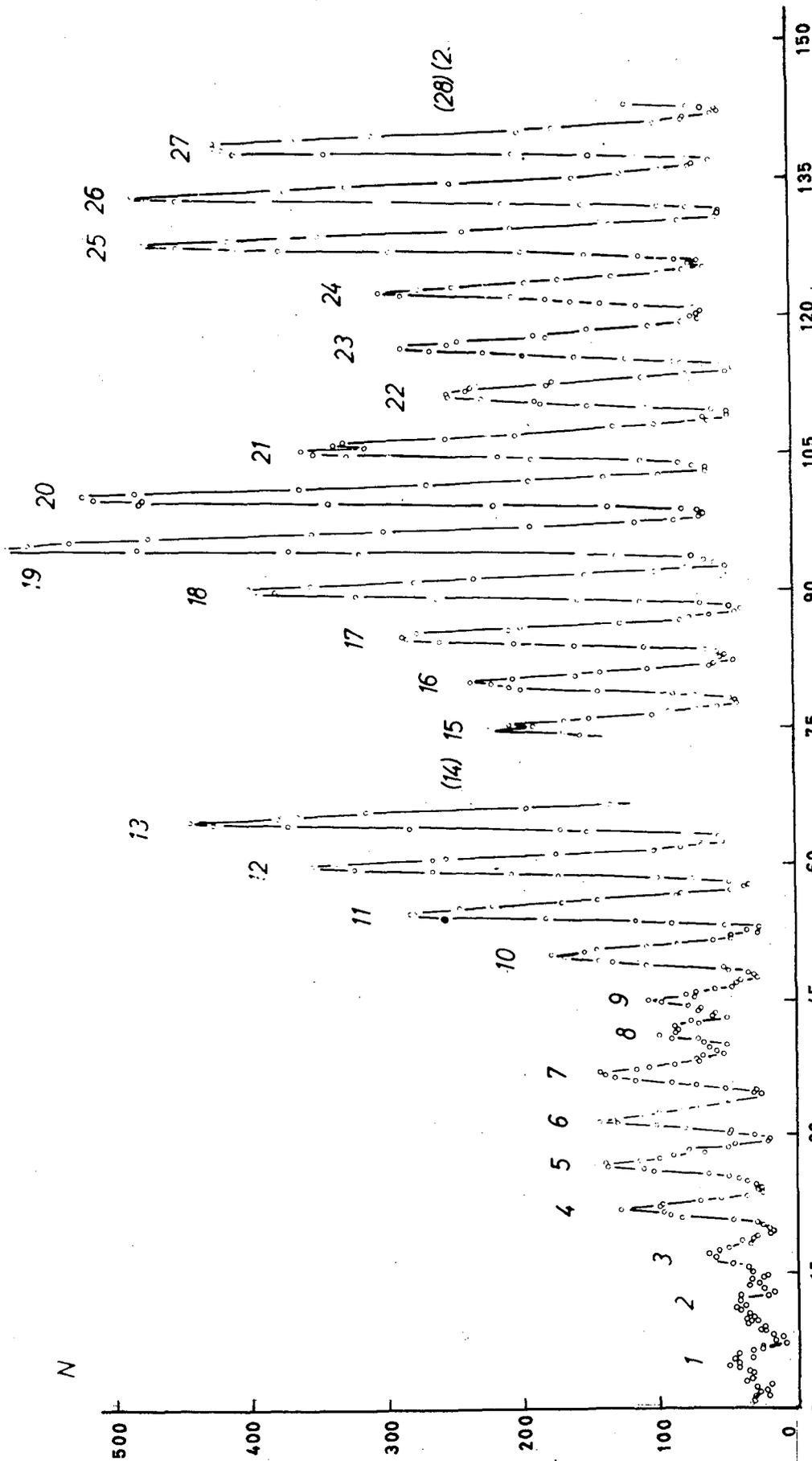


Fig. 16 Fission product mass spectrum for heavy fission products. The number of fission product tracks in a nuclear emulsion is plotted versus the position in the focal plane of the deflecting magnet. The energy width of the electrical deflection amounts to $\frac{\Delta E}{E} = 1\%$

Kernphysikalische Untersuchungen mittels der (n,γ) -Reaktion

N. Fiebiger, Universität Frankfurt

Der Vortrag soll einen Überblick über die Probleme und die experimentellen Methoden geben. Über die Arbeiten am Frankfurter Forschungsreaktor wird dabei berichtet. Zunächst wird die (n,γ) -Reaktion mit der (d,p) -Reaktion verglichen. Die (n,γ) -Reaktion ist die sanfteste Art, ein Compoundsystem zu bilden und besonders für dessen Untersuchung geeignet. Alle gebundenen Niveaus können hinsichtlich der Energie angeregt werden, hinsichtlich des Niveauspins wird bei der Anregung eine Auswahl getroffen wegen der Bevorzugung von Dipol-Übergängen, ausgehend von einem festen Spin des Compound-Systems.

Die (d,p) -Reaktion gibt präzise Energien gebundener Niveaus aller Spins und über die Winkelverteilung deren Spinwerte (Schalenzustände). Eine besondere Frage ist die Anregung kollektiver Zustände bei Stripping.

Experimentelle Probleme:

Gemessen werden sollen γ -Strahlen mit Energien $0 < E_\gamma < 10$ MeV, neben E_γ , I_γ auch Winkelkorrelationen, γ - γ -Koinzidenzen, Lebensdauer angeregter Niveaus usw. Es gibt zwei mögliche Anordnungen:

1. Probe im Reaktor.

Damit: Hoher Fluß an der Probe

Großer Abstand Probe - Detektor

Scharfe Kollimation des γ -Strahls

Alle Präzisions-Messungen wurden bisher mit dieser Anordnung ausgeführt. Forderung nach hoher spezifischer Aktivität der Probe und punkt- bzw. linienförmiger Probe ist mit externem Strahl nicht erfüllbar.

Die Anordnung mit der Probe im Reaktor ist nicht koinzidenzfähig. Für $E_\gamma > 1$ MeV ist die Auflösung auch der "Präzisionsinstrumente" unzureichend, um das Niveau-Schema eindeutig zu konstruieren.

Die Simultanmessung aller Energien eines Spektrums ist damit nicht möglich.

Trotz dieser Mängel sind Präzisionsmessungen sehr wichtig. Da auf der Welt eine Reihe von Instrumenten arbeiten, haben wir in Frankfurt/M. nicht damit angefangen.

2. Probe in einem externen Strahl.

Eine solche Anordnung ermöglicht eine Energieseparation der Neutronen und eine Unterdrückung des Untergrundes schneller Neutronen und Gammas. Die Quelle ist zugänglich und die Anordnung für Koinzidenzmessungen geeignet. Erkauft werden diese Vorzüge durch einen sehr niedrigen Neutronenfluß (etwa 10^6 n/cm²sec) am Ort der Probe. Daraus ergeben sich folgende Anforderungen an die Detektoren:

- a) Hohe Ansprechwahrscheinlichkeit.
- b) Simultane Messung der Energie.
- c) Koinzidenzfähigkeit.
- d) Möglichst gute Energieauflösung.

Die Forderungen werden erfüllt von Szintillationszählern und Festkörperzählern, nicht aber Punkt d) für alle betrachteten Energien. Wir können drei Gruppen unterscheiden:

E	0-0,5 MeV	0,5-2,5 MeV	2,5-10 MeV
Detektor	Ge-Zähler	NaJ(Tl)	NaJ-Paarspektrometer
Auflösung	10 keV	8 - 4 %	3 - 2,5 %
Ansprechwahrscheinl.	0,01	0,1	0,001 +)

- +) Wegen Linienform und möglicher Reduktion des Untergrundes großem Einzelkristall überlegen.

In Frankfurt/M. laufen Untersuchungen mit einem 5-Kristall-Paar-Spektrometer. Es verspricht eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit (etwa 0,01 für $E_\gamma = 6$ MeV) und eine gute Linienform durch Unterdrückung von Bremsstrahlung- und Elektronen-Escape (mittels Koinzidenz-Antikoinzidenz).

Wir bemühen uns um die Entwicklung von Ge-Detektoren. Der Photoeffekt bei Ge ist um den Faktor 63 größer als bei Si.

Aus den niedrigen Zählraten und dem hohen Untergrund ergeben sich Forderungen für die Elektronik:

- a) Es müssen möglichst viele Daten gleichzeitig gesammelt werden. Am FRF wird ein mehrparametriger Analysator der Firma Victoreen mit 10 000 Kanälen benutzt.

- b) Der Störuntergrund sollte durch meist schnelle Koinzidenz unterdrückt werden. Am FRF wird eine Schnell-Langsam-Koinzidenz mit maximal 2×10^{-8} sec Auflösung verwendet.
- c) Die notwendigerweise längeren Meßzeiten machen eine Stabilisierung erforderlich. Am FRF wird ein Hochspannungsgenerator nach dem Prinzip von Deward benutzt. Es liegen Versuche vor, eine gute Referenz-Linie mit einem Tl-dotierten NaJ-Kristall zu erhalten.

Zur Unterdrückung des Untergrundes von schnellen Neutronen und Gammas lassen sich zwei Verfahren unterscheiden:

- a) Der Neutronenstrahl wird abgelenkt. Dies ist möglich durch Neutronenbeugung am Kristall (womit gleichzeitig eine Energieselektion ermöglicht wird) oder durch die Benutzung eines gebogenen Neutronen-Leiters.
- b) "Säuberung" des Strahls von schnellen Neutronen und Gammas mit geeigneten Streuern und Filtern.

In allen Fällen ist ein hoher Ausgangsfluß erforderlich. Da bei der Verwendung von NaJ-Kristallen eine Quellstärke von etwa 10^5 Zerfälle/sec ausreichend ist, genügt ein Fluß von etwa 10^6 Neutronen/sec in der Resonanz bzw. im Strahl.

Die kernphysikalischen Probleme lassen sich in zwei Gruppen unterteilen. Die erste befaßt sich mit dem Einfang-Mechanismus und dem Zerfall des Compound-Kerns, die zweite mit der Kernstruktur.

1. Einfang-Mechanismus und Zerfall des Compound-Kerns

Die experimentell gewonnenen Spektren widersprechen den Spektren, die man nach der klassischen Compound-Theorie (statistisches Modell) erwartet. Es treten große Intensitäten hochenergetischer γ -Übergänge auf. Teilweise lassen sie sich durch Schaleneffekte deuten. Nach einer Theorie von Lane und Lynn, Nucl.Phys. 17, 563 (1960) unterscheiden wir drei verschiedene Einfang-Mechanismen:

- a) konventioneller Resonanzeinfang zum Compoundkern
(resonance internal capture)
- b) Anomaler Resonanzeinfang im Eingangskanal
(Resonance channel capture)

- c) Einteilcheneinfang im Kernpotential (hard sphere potential capture) auch direkter Einfang genannt.

Eine Prüfung dieser Methode wird am FRF versucht. Die Probe befindet sich in der Nähe des Reaktorkernes im Gebiet hohen Flusses von Resonanz-Neutronen. Das γ -Spektrum wird beobachtet

- a) für den Einfang des ungestörten Spektrums
- b) nach dem Abschneiden der thermischen Neutronen mittels eines Bor-Filter
- c) nach Unterdrückung der Resonanz Neutronen mittels eines Filters, das aus dem Probenmaterial besteht.

Nach den bisher vorliegenden Messungen ergeben sich deutliche Unterschiede in den Spektren. Ihr Zusammenhang in der Theorie von Lane und Lynn ist noch nicht geklärt.

Eine offene Frage im Zusammenhang mit dem Zerfall des Compoundkernes ist die Fluktuation der partiellen Breite beim Einfang verschiedener Neutronen-Resonanzen. Ein γ -Übergang bei der Reaktion $U^{238}(n,\gamma)U^{239}$ zeigt statt den erwarteten 1 bis 2 Freiheitsgraden etwa 90. Untersuchungen zu dieser Reaktion haben ein Zerfalls-Schema für U^{239} geliefert. Eine Klärung der Frage kann nur mittels der Untersuchung von Resonanzeinfängen erfolgen, ein Experiment, das wegen des niedrigen Flusses am FRF nicht möglich ist.

2. Kernreaktionen

Die (n,γ) -Reaktion bietet sich an für systematische Untersuchungen, bei denen hochliegende Niveaus bevölkert werden sollen, die den gleichen Spin wie der Grundzustand oder tiefliegende Niveaus haben. Für diese hochliegenden Niveaus ist eine Anreicherung über den radioaktiven Zerfall nur in sehr wenigen Fällen möglich. Insbesondere ist an eine systematische Untersuchung von β - und γ -Vibrationen und 0-0-Übergängen gedacht.

Reaktionsmechanismus (überwiegend)	Compoundkern	Stripping
Anregungszustand	ungebunden	gebunden (auch ungebunden für $E_d \geq E_s + 2.23 \text{ MeV}$ möglich)
Emission	nur	Protonen + γ
Reaktionen möglich für:	$E_n = 0$ $l_n = 0$ (Zentrifugalwall)	$E_d = 0$ (Coulombschwelle) $l_n = 0, 1, 2, 3, \dots$ (messbar)
Angeregter Produktkern:		
Energie	einheitlich $E_A = E_n + E_s$	messbar $E_A = Q - E_p$
Spin	$J_C = J_T \pm 1/2$ eindeutig: -Res. Einfg.	$J_C = J_T + l_n \pm 1/2$
Parität	$\bar{J}_C = \bar{J}_T$ $\sqrt{J_T} = 0$	$\bar{J}_C = \bar{J}_T$ für l_n gerade $= \sqrt{J_T}$ für l_n ungerade
Experiment	Neutronenfluß max. 10^{14} sehr hoher Untergrund	Fluß 10^{16} und mehr Strahl fokussierbar Koinzidenz p, γ möglich
Vorteile	E_A einheitlich, genau bestimmbar J_C zwei Möglichkeiten, aber Alle Spins angeregt eindeutig für $J_T = 0$ oder Resonanzumfang	E_A mehr genau messbar, gibt Niveaus Zuordnung $E_n \rightarrow l_n$ möglich Simultane Anregung vieler
Nachteil	γ -Messung ungenau für $E_d > 1 \text{ MeV}$, hoher Störuntergr. Fluß begrenzt, Strahl nicht zu fokussieren	verschiedener Zustände

(n, γ)-Experimente am Karlsruher Reaktor

W. Michaelis, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Am Karlsruher Reaktor werden zur Zeit drei Experimente zum Studium der prompten Gammastrahlung beim Einfang thermischer Neutronen aufgebaut: Eine Apparatur für Untersuchungen der Winkelverteilung von γ - γ -Kaskaden, eine Summenkoinzidenz- und γ - γ -Koinzidenzapparatur mit drei Einkristallspektrometern sowie ein 5-Kristall-Paarspektrometer in Verbindung mit einem Einkristallspektrometer. Für die beiden ersten Experimente werden die Neutronen mit Hilfe eines Blei-Einkristalls monochromatisiert. Multiparameter-Analysen werden mit einem CDC 160 A Meßwerterfassungssystem durchgeführt. Ziel der Arbeiten ist die Untersuchung von Kollektiv-Zuständen sowie von Einzelteilchenzuständen nach dem Nilsson-Modell. Es ist geplant, die Experimente auf den Resonanzbereich bis ca. 20 eV aus-zudehnen.

Messung von (n, γ) -Wirkungsquerschnitten und Resonanzintegralen
mit einem Bleispektrometer

F. Mitzel und H.S. Plendl, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Injiziert man in einen schweren Moderator kurzzeitig monoenergetische schnelle Neutronen, so behalten während der Abbremsung die Neutronen immer eine verhältnismäßig schmale Energieverteilung bei. Zwischen mittlerer Neutronenenergie und Abbremszeit besteht eine bekannte Beziehung. Diese Tatsache kann man ausnutzen, um analog zur Laufzeitmethode aus den Reaktionsraten als Funktion der Zeit Absorptionsquerschnitte als Funktion der Energie zu messen.

Diese Methode wurde benutzt, um (n, γ) -Wirkungsquerschnitte von Ag, Mo und Fe zu bestimmen. Dazu wurden in einem Bleiwürfel von 1,6 m Kantenlänge als Moderator periodische Pulse schneller Neutronen erzeugt. Im Inneren des Bleiblocks befand sich die zu untersuchende Substanz und es wurde die prompte γ -Strahlung beim Neutroneneinfang als Funktion der Zeit gemessen. Es läßt sich dann der Wirkungsquerschnitt des Absorbers in Abhängigkeit der Energie bestimmen, wenn die Messung zusätzlich mit einer Substanz vorgenommen wird, deren Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie bekannt ist. Das Energieauflösungsvermögen beträgt etwa 20 %; der benutzbare Energiebereich liegt zwischen 1 eV und 35 keV. In der Mitte des Bleiblocks befand sich ein Tritium-Target, das mit Deuteronen aus einem Beschleuniger im Impulsbetrieb beschossen wurde. Die Pulsfrequenz betrug 166 Hz, die Dauer eines Neutronenpulses 0,5 μ sec. Der zeitabhängige Neutronenfluß wurde mit einem BF_3 -Proportionalzählrohr gemessen. Die Prüfsubstanzen waren als Hohlzylinder ausgebildet, in denen ein Proportionalzählrohr zur Messung der Einfang- γ -Strahlung steckte. Seine Empfindlichkeit muß unabhängig vom γ -Spektrum sein. Die Absolutbestimmung der Wirkungsquerschnitte erfordert es, das Verhältnis der Empfindlichkeiten beider Zählrohre zu messen. Dies geschah durch Bestimmung von Resonanzintegralen mit der Flächenmethode von bekannten Silberkernresonanzen.

Die Messungen von Silber stimmen mit denen von Block und Slaughter überein. Bei Molybdän bekamen wir im Bereich von 1 keV bis 20 keV kleinere Werte als die genannten Autoren. Bei 12,5 eV wurde auch noch eine Resonanz festgestellt. An Eisen wurde die Resonanz bei 1,1 keV bestätigt.

Chopper-Wirkungsquerschnittmessungen an Palladium bei epithermischen Neutronenenergien

W. Biel, W. Komenda und H. Nohadani, Universität Kiel

Mit dem am Forschungsreaktor aufgestellten Neutronenchopper wurden vor einiger Zeit Messungen der Neutronentransmission einer 29 mm starken Palladiumprobe durchgeführt ¹⁾. Da sich hierbei der Verdacht auf eine Verunreinigung der Probe mit etwa 0,03 % Gold ergab, wurden die Messungen mit reinerem Probenmaterial und unter Anwendung eines höheren Auflösungsvermögens wiederholt. Hierfür wurde ein Chopper-Rotor von 250 mm Durchmesser mit einer Schlitzbreite von 0,3 mm verwandt. Die Probe war 10 mm stark, die Länge der Laufstrecke betrug 60,7 m, und für die Auswertung wurde mit einer Kanalbreite von 12,8 μsec gearbeitet. Es wurde eine Auflösung von etwa $0,2 \mu\text{sec m}^{-1}$ erzielt.

Die im Bereich von 1,2 eV bis 14 eV gemessene Transmission ist in Figur 1 dargestellt (schwarze Kreise, ausgezogene Kurve). Der Anschluß an die mit dem Fast Chopper des Brookhaven National Laboratory im Bereich von 11 eV bis 1500 eV gemessenen Werte ²⁾ (gestrichelte Kurve in Fig. 1) ist befriedigend. Der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts ist in Fig. 2 wiedergegeben. Die eingetragenen Meßpunkte entsprechen den reinen Meßwerten; eine Korrektur wegen der Dopplerverbreiterung und des Einflusses der Auflösungsfunktion des Gerätes wurde nicht durchgeführt. Es zeigt sich eine deutlich ausgebildete Resonanzlinie bei $2,95 \pm 0,03$ eV. Um die Resonanzparameter nach der sogenannten Flächenmethode vollständig bestimmen zu können, soll mindestens noch eine weitere Transmissionsmessung mit einer größeren Probenstärke durchgeführt werden.

1) Siehe: G. Richter, W. Biel und E. Bagge: Messung der Durchlässigkeit einer Palladiumprobe für Neutronen im Energiebereich 1,5 bis 10 eV, Naturwissenschaften, Heft 11, S. 397 (1963). Eine genauere Beschreibung des Chopper-Aufbaus wird demnächst von G. Richter in der Zeitschrift "Atomkernenergie" veröffentlicht werden.

2) Siehe: D.J. Hughes: "Neutron Cross Sections", Suppl. No. 1 zu BNL 325, Second Edition, Jan. 1960, S. 78.

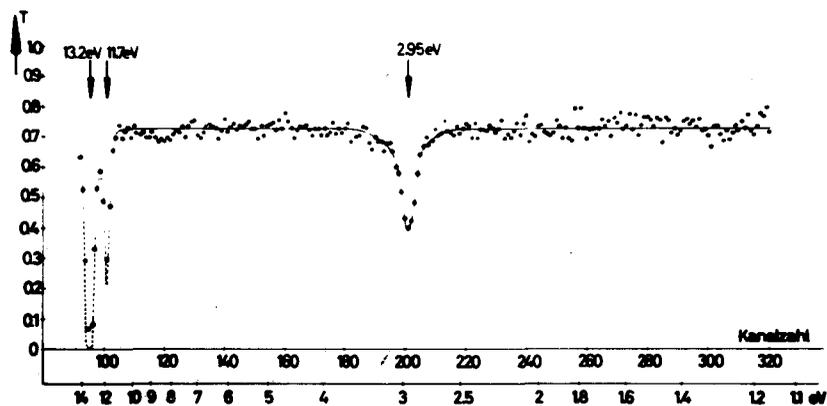


Fig. 1

Neutronen-Transmission T
von einer 10 mm starken Palladiumprobe

(Die gestrichelte Kurve entspricht einer Umrechnung der Wirkungsquerschnittsdaten aus BNL 325, Suppl. 1 in Transmission für 10 mm Palladium)

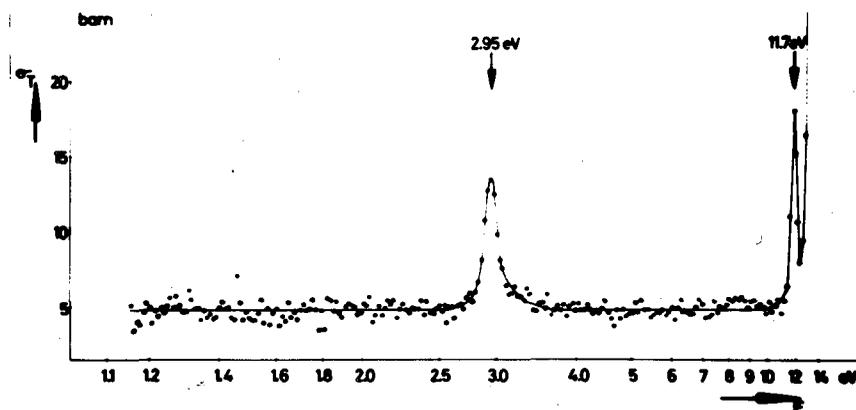


Fig. 2

Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt
von Palladium im Energiebereich von 1,2 eV
bis 10 eV.

Eine Messung des isomeren Aufspaltverhältnisses
bei den ersten 3 Indium-Resonanzen

E. Albold und P. von Blankenhagen,
Kernforschungszentrum Karlsruhe

Bekanntlich beobachtet man nach Neutronenbestrahlung von ${}_{49}^{115}\text{In}$ β -Strahlung mit 2 Halbwertszeiten von 14,1 sec und 54 min, die von 2 Isomeren des ${}_{49}^{116}\text{In}$ hervorgerufen wird. Das Isomerenverhältnis $R = \frac{\sigma_{act}^{116}}{\sigma_{act}^{115}}$ ist nicht nur von theoretischer, sondern auch von praktischer Bedeutung, weil Indium zum Neutronennachweis verwendet wird. Im thermischen Bereich ist R. von Pönitz (KFZ Karlsruhe) zu $0,267 \pm 0,10$ bestimmt worden. Dagegen lagen über das Isomerenverhältnis nach Bestrahlung in der ersten (1,5 eV) oder zweiten Resonanz (3,9 eV) keine einwandfreien Ergebnisse vor und über die 3. Resonanz wurde noch nichts veröffentlicht.

Das in einem anderen Vortrag beschriebene Präzisionskristallspektrometer ermöglichte es, mit genügender Energieauflösung bis zur 3. Resonanz zu aktivieren. Dazu wurden Indiumfolien verschiedener Dicke verwendet, um die β - und Neutronen-Selbstabschirmung eliminieren zu können. Zur Messung diente ein $4\pi\beta$ -Zähler.

Für die 2. Resonanz ist noch eine Korrektur wegen des Einflusses der 1. Resonanz nötig, die noch näher untersucht werden muß, mit Sicherheit aber wesentlich kleiner als 17 % ist. Unter Berücksichtigung dieser Korrektur zeigen die Meßwerte von Sailor ¹⁾ gute Übereinstimmung, jedoch ist in seiner Auswertung der Einfluß der Foliendichte nicht berücksichtigt worden und später von Greenfeld und Koontz ²⁾ nicht ausreichend korrigiert worden.

Nach einer Theorie von Huizenga und Vandenbosch ³⁾ läßt sich das Isomerenverhältnis statistisch berechnen, wenn der Spin des Zwischenkerns I_c und die Spinzustände der Isomeren ($I_9^{14} = 1$; $I_{m1}^{54} = 5$) sowie die Multiplizitäten N_γ bekannt sind. Alle notwendigen Werte sind in der folgenden Tabelle mit aufgeführt, und so ist es leicht zu verstehen, daß unsere Messungen für die 1. und 3. Resonanz das gleiche Ergebnis und für die 2. Resonanz einen wesentlich größeren Wert lieferten.

En		thermisch	1,5 eV	3,9 eV	9,1 eV	$\frac{R_2}{R_1}$
R	Domanic, Sailor	0,4	0,33	1,18	-	3,5
R	Greenfeld, Koontz	0,42		0,84		2
R	Albold, v. Blankenhagen	0,27	0,27	0,52	0,27	$1,9 \pm 0,2$
R	Huizenga, Vandenbosch		0,24	0,62	0,24	2,6
I _c	Stolovy		5	4	5	
N _γ	Draper, Springer		4,4	5,6	4,2	

- 1) F. Domanic und V.L. Sailor, Phys.Rev. 119, 208 (1960)
- 2) M.A. Grennfeld und R.L. Koontz, Phys.Rev. 123, 197 (1962)
- 3) J.R. Huizenga und R. Vandenbosch, Phys.Rev. 120, 1305 (1960)

Streuung subthermischer Neutronen an Gitterfehlern

K. Baierlein, J. Christ, W. Schilling, W. Schmatz

T. Springer und K. Takumi

T.H. München

Für Neutronen, deren Wellenlänge größer als die Bragg-Grenzwellenlänge des zu untersuchenden Materials ist, sind in einem idealen periodischen Gitter nur inkoärent elastische und inelastische Streuprozesse möglich. Gitterfehler, wie Leerstellen oder Versetzungen geben zusätzliche Streuung. Falls σ_{inc} und σ_{tot} genügend klein sind, kann diese Streuung untersucht werden. σ_{inc} ist im allgemeinen bei tiefen Temperaturen vernachlässigbar klein. Hauptvorteil gegenüber Streuexperimenten mit Röntgenstrahlen ist das Ausbleiben jeder kohärenten Bragg-Streuung.

Subthermische Neutronen wurden am FRM zur Untersuchung der Gitterfehlordnung von reaktorbestrahlten Substanzen und kaltverformten Metallen verwendet. An zimmertemperatur-bestrahltem Quarz zeigten Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts, des differentiellen Streuquerschnitts und der Kleinwinkelstreuung ¹⁾, daß im Quarz Zonen amorpher, quarzglasähnlicher Struktur mit einem Durchmesser von etwa 40 Å entstehen. Dieses Bild wird bestätigt durch gleichzeitige Streumessungen am Quarzglas und entspricht auch den Vorstellungen über Strahlenschädigung im Quarz ²⁾. Kleinwinkelstreuversuche ³⁾ zeigten, daß in reaktorbestrahltem Kupfer Leerstellenagglomerate - sogenannte Seeger-Zonen - mit ca. 20 bis 40 Leerstellen pro Zone gebildet werden, wenn man annimmt, daß pro primäres Rückstoßatom eine Zone gebildet wird ⁴⁾.

Kleinwinkelstreuexperimente an plastisch verformten Metallen ergeben Aufschlüsse über das Streuverhalten von Versetzungen und über die Versetzungsstruktur. An kaltverformten polykristallinen Kupferproben konnte das nach der Theorie ⁵⁾ erwartete θ^{-3} -Streugesetz (θ = Streuwinkel) bestätigt werden ⁶⁾. An kaltverformten Kupfereinkristallen zeigte der Verlauf der Streuintensität mit dem Azimut des Streuvektors ⁶⁾ die von Seeger und Mitarbeitern ⁷⁾ vertretene Vorstellung über die Versetzungsanordnung.

Mit den genannten Experimenten konnte gezeigt werden, daß subthermische Neutronen in bestimmten, geeignet gelagerten Fällen ein sehr brauchbares Untersuchungsmittel für Gitterfehlordnungen sind. Bei hoher Neutronenstrahlintensität, wie z.B. am Totalreflexionsrohr des FRM⁸⁾, bei kleinem Untergrund und bei kleinem σ_{inc} ³⁾ (z.B. für Aluminium $\sigma_{inc} = 10$ mbarn), des zu untersuchenden Materials können Wirkungsquerschnittänderungen in der Größenordnung von einem mbarn noch gut gemessen werden. Weitere Experimente laufen zur Zeit am FRM und werden am DIDO der KFA Jülich von T. Springer und seinen Mitarbeitern fortgesetzt.

- 1) K. Baierlein: Dissertation TH München (1963)
- 2) D.S. Billington und J.K. Crawford: Radiation Damage in Solids (1961)
- 3) W. Schilling und W. Schmatz: Veröffentlichung demnächst
- 4) A. Seeger: Symposium on Radiation Damage in Solids and Reactor Materials, Venice (1962) Proc. Series IAEA Vienna (1962) I, p. 101
- 5) H.H. Atkinson und P.B. Hirsch: Phil. Mag. 3, 213 (1958)
- 6) J. Christ: Dissertation TH München (1963)
- 7) A. Seeger und E. Körner: Z.f. Naturforschung 14a, 74 (1959)
- 8) J. Christ und T. Springer: Nukleonik 4/1, 23 (1962)
- 9) R. Scherm und W. Schmatz: Veröffentlichung demnächst

Kleinwinkelstreuung thermischer Neutronen in Eisen

J.N. Mathur, Universität Kiel

In connection with a series of experiments on the polarization of neutrons a new effect was found by D.J. Hughes, M.T. Burgy, R.B. Steller and J.W. Wallace, in magnetic refraction of neutrons at domain boundaries.

In the course of experiments, this small angle scattering which is of the order of one minute in unmagnetized iron was measured. Detailed experiments on the angular distribution and variation with iron thickness of the scattering has been performed. When the results are compared with theory we find that they are consistent with the theory that the scattering is caused by magnetic refraction of thermal neutrons at domain boundaries.

Kalte Neutronen durch Totalreflektion

H. Kürsten, Universität Kiel

Mit dem einachsigen Kristallspektrometer am FRG 1 wurden Messungen gemacht, die klären sollten, wie die Totalreflektion von Neutronen an Spiegeln zur Erzeugung eines kalten Spektrums ausgenutzt werden kann. Hierbei war in erster Linie an eine Untersuchung von Wirkungsquerschnitten bei niedrigen Energien, das heißt im Energiebereich $< 5 \cdot 10^{-3}$ eV gedacht. Daneben sollte noch die Struktur eines gut kollimierten Neutronenstrahles geklärt werden, bei dem in früheren Messungen zu beiden Seiten des direkten Strahles je zwei Nebenmaxima aufgefallen waren. Die beiden inneren sind nach den hier vorgetragenen Ergebnissen eindeutig eine Folge von Totalreflektion an den Kollimatorwänden.

Läßt man ein bekanntes Neutronenspektrum $\Phi(\lambda)$ unter dem Glanzwinkel $\frac{\delta}{2}$ auf einen Spiegel einfallen, dessen Wandmaterial die mittlere kohärente Streuamplitude a besitzt, so werden unter dem Winkel δ zum direkten Strahle alle Neutronen reflektiert, deren kritischer Winkel θ_c größer ist als der Glanzwinkel.

Reflektiert wird also das integrierte Spektrum

$$\int_{\lambda_c}^{\infty} \Phi(\lambda) d\lambda$$

dessen untere Grenze auf der Beziehung

$$\theta_c = \lambda_c \sqrt{\frac{Na}{\pi}} \qquad \theta_c \approx \frac{\delta}{2}$$

zwischen dem kritischen Winkel der Totalreflektion und der Wellenlänge folgt.

Mit dem Geometriefaktor $\sin \frac{\delta}{2}$ versehen, variiert das integrierte Spektrum proportional λ^{-3} , das heißt proportional δ^{-3} .

Hinter einem Filter mit definierter cut-off Wellenlänge λ_f bleibt das Spektrum für Glanzwinkel $\frac{\delta}{2} \leq \theta_f$ konstant, und die Intensität variiert nur noch wie der Geometriefaktor.

Unter den vorausgesetzten idealen Bedingungen würde also folgende Verteilung beobachtet:

$$T(\delta) = \begin{cases} \sin \frac{\delta}{2} \int_{\lambda_c(\frac{\delta}{2})}^{\infty} \phi(\lambda) d\lambda & \text{für } \frac{\delta}{2} > \theta_f \\ \sin \frac{\delta}{2} \int_{\lambda_f(\theta_f)}^{\infty} \phi(\lambda) d\lambda & \text{für } \frac{\delta}{2} \leq \theta_f \end{cases}$$

Aus Intensitätsgründen liegt es nahe, nicht nur eine Spiegelfläche, sondern ein ganzes System zu verwenden, welches - wie ein kurzer Kollimator - aus mehreren Kanälen zusammengestellt ist. Die Einfallsrichtung ist natürlich nicht so genau definiert, wie oben vorausgesetzt wurde. Statt dessen müssen auch Anstellwinkel γ gegen die ideale Richtung zugelassen werden, die das Argument vergrößern. Da sich gegenüberliegende Spiegelwände durch Mehrfachreflektion zusätzlich ausleuchten, fehlt in der Gleichung schließlich noch ein Amplitudenfaktor der Form

$$A(\gamma) \sim \lambda - e^{-\frac{\gamma^2}{\theta_f^2}}$$

welcher den Anstieg bei kleinen Winkeln modifiziert.

Genauer lautet die Verteilung deshalb

$$T(\delta) = \int_{\gamma=0}^{\delta} A(\gamma) \sin \frac{\delta+\gamma}{2} \int_{\lambda_c(\frac{\delta+\gamma}{2})}^{\infty} \phi(\lambda) d\lambda \quad d\gamma$$

Sie wurde maschinell berechnet und normiert. Ein Vergleich mit der ebenfalls normierten Messung liefert gute Übereinstimmung. Das Reaktorspektrum und die Beziehung $\theta_c = f(\lambda_c)$ wurden in anderen Experimenten mit dem Kristallspektrometer bestimmt.

Hinter einem Graphitfilter ist die Zählrate bei $\lambda_f = 6,69 \text{ \AA}$ von der Größenordnung 10^4 pro Minute. Sie nimmt mit der unteren Integrationsgrenze nach größeren Wellenlängen wie λ^{-3} ab. Daß es sich bei dem gewonnenen Spektrum um ein integriertes handelt, ist bei der Auswertung von Wirkungsquerschnittsmessungen keine Schwierigkeit. Variiert wird mit dem Glanzwinkel $\frac{\delta}{2}$ die untere Integrationsgrenze, und für Transmissionen sind nur die Differenzen bei zwei benachbarten $\frac{\delta}{2}$ zu bilden.

Ein bewegter Neutronenspiegel als gepulster Monochromator

R. Stockmeyer, Kernforschungsanlage Jülich

Ein bewegter Metallspiegel, auf den ein Neutronenstrahl trifft, erzeugt monochromatische Neutronenimpulse, sofern der Einfallswinkel so klein ist, daß Totalreflexion möglich ist. Die Monochromatisierung tritt deswegen auf, weil der Grenzwinkel für Totalreflexion von der Wellenlänge abhängt. Die Relativgeschwindigkeit der Neutronen senkrecht zur Spiegeloberfläche muß zwischen 0 und einer kritischen Geschwindigkeit c ($= 8 \cdot 10^2$ cm/sec bei Nickel) liegen, damit sie reflektiert werden können. Wegen der Impulsübertragung am Spiegel werden die Neutronen etwas gebremst und je nach Geschwindigkeit verschieden stark abgelenkt. Durch Ausblenden von Neutronen mit scharfem Einfalls- und Ablenkwinkel kann die Schärfe der Geschwindigkeitsverteilung proportional dem Kollimationswinkel verbessert werden.

Der bewegte Spiegel kann als gepulster Monochromator für eine Flugzeitbahn verwendet werden, wobei die gewünschte Neutronenenergie über die Geschwindigkeit des Spiegels eingestellt wird und die Neutronenimpulse um einen Winkel von ca. 1° aus dem Reaktorstrahl abgelenkt werden.

Aufbau und Wirkungsweise eines Neutronenrefraktometers

L. Koester, T.H. München

Für genaue Absolutmessungen von kohärenten Neutronen-Streuquerschnitten wurde nach einer Theorie von H. Maier-Leibnitz ¹⁾ im Jahre 1963 am FRM ein neuartiges Neutronenrefraktometer aufgebaut, in dem durch einen Spalt nahezu waagrecht eintretende Neutronen unter dem Einfluß der Schwerkraft auf Parabelbahnen laufen und am Ende auf einen Flüssigkeitsspiegel auf-fallen, an dem sie total reflektiert werden können.

1. Liegt der Spiegel um den Höhenabstand h unter dem Eintrittsspalt, dann ist der Glanzwinkel β beim Auftreffen der Neutronenbahnen auf den Spiegel

$$(1) \quad \beta = \sqrt{\frac{2g}{v^2} \cdot y_{\max}} \quad (g = \text{Erdbeschleunigung})$$

nur abhängig von der Neutronengeschwindigkeit v und der Fallhöhe y_{\max} , die bis auf geringe Differenzen ($\pm 10^{-3} h$) gleich dem gemessenen Höhenabstand h ist. Ändert man den Höhenunterschied Spiegel-Spalt, dann wird fast gleichzeitig für alle Neutronen (Wellenlänge λ) einmal bei einer Fallhöhe h_0 der Grenzwinkel der Totalreflexion

$$(2) \quad \beta_T = \lambda \sqrt{\frac{Na}{\pi}} = \frac{2\pi h}{m} \cdot \sqrt{\frac{Na}{2\pi}}$$

Für die Materie des Spiegels (N Atome/cm³) mit einer kohärenten Streulänge a ($= \sqrt{\frac{\sigma_{\text{coh}}}{4\pi}}$) erreicht. Aus der Gleichheit $\beta = \beta_T$ folgt dann für die kohärente Streulänge der Materie des Spiegels

$$(3) \quad N a = \frac{g m^2}{2\pi h^2} \cdot h_0 \quad (m = \text{Neutronenmasse}).$$

Man erkennt, daß auf diesem Wege, dank der Tatsache, daß die Neutronengeschwindigkeit nicht eingeht, Streulängen und damit kohärente Streuquerschnitte absolut gemessen werden können. Die Genauigkeit wird dabei im Prinzip nur durch die Meßgenauigkeit für die Fallhöhe h_0 (bzw. y_{\max}) und durch die Genauigkeit der allgemeinen Konstanten in Gleichung (3) bestimmt.

¹⁾ H. Maier-Leibnitz, Z. angew. Physik, 14 (1962) 738

2. Mit den bekannten kohärenten Streulängen ergeben sich für die Totalreflexion z.B. an einigen Flüssigkeiten Fallhöhen h_0 zwischen 29,2 cm (Benzol) und 160,4 cm (D_2O). Negative Streulängen und somit keine Totalreflexion haben einige organische Flüssigkeiten, wie z.B. Äthylalkohol ($h_0 = -9,6$ cm) und H_2O ($h_0 = -14,8$ cm). Aus Mischungen etwa von leichtem Wasser mit D_2O lassen sich Flüssigkeiten für beliebige h_0 -Werte zwischen 0 und über 100 cm herstellen. Durch Auflösen von festen Substanzen in solchen Mischungen hat man die Möglichkeit, auch die Streulängen einer Anzahl fester Substanzen zu messen.
3. Um eine hohe Meßgenauigkeit zu erreichen, mußte das Blendensystem des Refraktometers so konstruiert werden, daß die Fallhöhen y_{max} der möglichen Parabelbahnen, die auf den Spiegel treffen, nur sehr wenig von dem meßbaren Höhenabstand h zwischen Spiegel und Mitte Eintrittsspalt (Spaltenbreite b) abweichen.

Da die Maxima der Neutronenbahnen, die auf den Spiegel treffen, im Eintrittsspalt und in bestimmten Entfernungen vor und hinter dem Spalt liegen, läßt sich durch Spaltbreiten $b = 2 \cdot 10^{-3} \cdot h$ und durch je eine zusätzliche Blende vor und hinter dem Spalt in einer Höhe b/h über dem Spalt eine begrenzte Fallhöhenverteilung $\frac{y_{max}-h}{h}$ zwischen $-1 \cdot 10^{-3}$ und $+2 \cdot 10^{-3}$ erreichen.

Hierdurch wird die erreichbare Meßgenauigkeit auf etwa 10^{-3} begrenzt. Die im Refraktometer einstellbaren Spaltbreiten liegen zwischen $b = 0,2$ mm für $h \sim 10$ cm und $b = 2,8$ mm für $h \sim 140$ cm.

4. Mit den vorgegebenen Daten, maximale Fallhöhe 160 m und Spaltbreite $b = 2 \cdot 10^{-3} \cdot h$, wird der notwendige Längenabstand zwischen Eintrittsspalt und Spiegel durch die Forderung nach einer ausreichenden Neutronenintensität am Spiegel festgelegt. Die Neutronenintensität I folgt nämlich der Beziehung:

$$I = \text{const} \cdot \exp[-0,81/h] \cdot \phi_{th} \cdot \sqrt{b/h \cdot b^2} ; (h, b, \text{ in cm}).$$

Um mit dem Fluß des Münchener Reaktors ($\phi_{th} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) eine Neutronenintensität um 3 sec^{-1} zu erreichen, muß die Apparatur etwa 100 m lang sein. Die Intensität ist bei festgehaltenem b/h nahezu unabhängig von h , bei konstanter Spaltbreite b fällt sie proportional $(b/h)^{-3/2}$.

5. Das nach den obenstehenden Daten gebaute Schwerkraft-Refraktometer am FRM besteht äußerlich aus einer Rohrleitung von 104 m Länge, die an ein Strahlrohr des Reaktors angeschlossen ist. Die Rohrleitung hat vom Strahlrohr ausgehend Durchmesser von 250 mm ansteigend bis 1500 mm. Das Endstück von 70 bis 104 m mit einem Durchmesser von 1500 mm ist über einen Federkörper an die vorangehende Rohrleitung angeschlossen. Am Ende ruht das 34 m lange Endstück auf einer Winde, mit der es um 70 cm gesenkt werden kann. Es ist mit einem Rohrboden verschlossen, der drei Austrittsöffnungen für den Neutronenstrahl enthält, die durch Heben oder Senken des Rohres auf die gewünschte Fallhöhe eingestellt werden können. Der Spiegel 80 x 80 cm steht hinter einer Austrittsöffnung, die reflektierten Neutronen werden mit einem 1 m langen Neutronen-Zählrohr gezählt. Die ganze Rohrleitung ist evakuiert, Enddruck etwa 0,2 Torr. Mit Wassertanks wird die Streustrahlung des Blendensystems innerhalb der Reaktorhalle abgeschirmt.

Diskussionsbemerkung über die in Vorbereitung befindlichen Strahl-
rohrversuche des Instituts für Neutronenphysik am DIDO-Reaktor der

KFK Jülich

R. Scherm, Kernforschungsanlage Jülich

Folgende Strahlrohrexperimente sind am DIDO im Aufbau bzw. in Vorbereitung:

- (a) Eine Anlage zur Untersuchung der Kleinwinkelstreuung an kaltverformten und anderweitig neutronenoptisch inhomogenen Proben. Die Anordnung bedient sich im Gegensatz zu jener am FRM einer schlitzförmigen Geometrie mit einem abbildenden Neutronenspiegel.
- (b) Ein mechanischer Selektor mit einem 6,30 m langen Neutronenleiter (außerhalb des Reaktors), der Wirkungsquerschnittsmessungen bei besonders kleinem Untergrund erlaubt, (insbesondere Messungen von kleinen Streuquerschnitten).
- (c) Neutronenspektroskopische Messungen in Verbindung mit den Dreiaachsen- bzw. dem Laufzeitspektrometer des Instituts für Reaktorwerkstoffe, insbesondere zur Untersuchung von Phasenumwandlungen unter Verwendung eines Regelkryostaten.
- (d) Untersuchungen mit dem Massenseparator analog den am FRM München verwendeten (vergl. Vortrag von P. Armbruster).
- (e) Ein Rotierendes Kristallspektrometer befindet sich in Planung.

Ein Drehkristallspektrometer für Streuexperimente
mit langsamen Neutronen

H. Ripfel und G. Ehret, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kurzfassung:

Es wird eine Einrichtung zur Messung der Streuung von Neutronen mit Energien zwischen 5×10^{-3} und 5×10^{-1} eV beschrieben. Diese Einrichtung besteht aus einem sich mit etwa 15 000 U/min drehenden Einkristall (Cu, Al o.a.) zur Erzeugung eines oder mehrerer gepulster, monoenergetischer Strahlen aus einem Reaktorstrahl. Die Änderung der Energie des monoenergetischen Strahls erfolgt kontinuierlich. Die Energieauflösung beträgt 1 bis 8 %, das Verhältnis Untergrund/Impulsmaximum ist besser als 1 %. Höhere Ordnungen können durch Verwendung eines Drehkollimators unterdrückt werden.

Die bei der Streuung an der Probe erfolgte Energie- und Impulsänderung der Neutronen wird mit einer Laufzeitanordnung gemessen. Es kann gleichzeitig der gesamte Streuwinkelbereich von 0° bis etwa 160° ausgemessen werden. Es werden $\text{Li}^6\text{F-ZnS}$ -Szintillationsdetektoren verwendet, welche im Abstand von 2 m um die Streuprobe herum angebracht sind. Die an den Detektoren ankommenden Neutronen stoppen eine von dem mit dem Drehkristall verbundenen magnetischen Nullzeit-Geber gestartete elektronische Uhr. Detektorindex und Zeit werden über eine Eingangseinheit in einen Rechner CD 160 A gegeben. Sie werden dort gespeichert und es können Rechenoperationen damit vorgenommen werden. Auf Magnetband können die Ergebnisse direkt der Rechenanlage IBM 7070 zugeführt werden.

Unterdrückung von Reflexionen höherer Ordnung in einem rotierenden Kristallspektrometer mittels eines mechanischen Vorselektors

G. Quittner, Reaktorzentrum Seibersdorf

Das Auftreten von Reflexionen höherer Ordnung an der verwendeten Reflexionsebene, sowie an anderen höher indizierten Ebenen, die während einer Umdrehung in Reflexionsstellung kommen, ist eine unerwünschte Eigenschaft des rotierenden Kristallspektrometers. Bisherige Lösungen dieses Problems waren:

- a) die Verwendung eines Be-Polykristallinfilters und Beschränkung auf eine einfallende Energie von 5 meV (B.N. Brockhouse)
- b) Wahl einer einfallenden Energie von mehr als etwa 30 meV (W. Gläser).

Wir verwenden einen mechanischen Vorselektor nach dem Prinzip von N. Holt, der aber für einen höheren Energiebereich und größeren Strahlquerschnitt umkonstruiert werden mußte.

Die Spezifikationen sind:

Strahlquerschnitt	5 x 5 cm
Strahldivergenz	15'
Energiebereich	5 - 20 meV
Umdrehungszahl	2000 - 4000 Upm.

Aus herstellungstechnischen Gründen wurde der Rotor mit schraubenförmigen Schlitzen durch einen schräggestellten mit geraden Schlitzen ersetzt.

Die Flugzeitdiagramme und ihre Veränderung in Abhängigkeit von der Drehzahl des Vorselektors zeigen, daß dieser seine Aufgabe befriedigend erfüllt. Die Transmission für die nützlichen Neutronen ist 30 - 35 %. Die Verwendung des Vorselektors erschließt einen zusätzlichen Bereich der einfallenden Energien für das rotierende Kristallspektrometer. Eine weitere nützliche Eigenschaft des Vorselektors ist die Reduktion des Neutronenuntergrundes.

Ein Präzisionskristallspektrometer für langsame Neutronen

E. Albold, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Das Präzisionskristallspektrometer soll Messungen mit monoenergetischen Neutronen vom thermischen Bereich herauf bis zu einigen eV ermöglichen. Um bei den höheren Neutronenenergien noch ein hinreichend gutes Auflösungsvermögen zu erreichen, wird eine sehr gute Kollimation von $K = 1'$ angestrebt. Das bedingt, wenn die reproduzierbarkeit der Meßwerte gewährleistet sein soll, eine hohe Winkeleinstellgenauigkeit, insbesondere am Kristall ($\Delta\alpha \approx \frac{1}{10} K = \frac{1}{10}'$). Trotz dieser hohen Genauigkeit müssen große Abschirmmassen von etwa 5 t mitbewegt werden. Außerdem ist es für spezielle Versuche nötig, Versuchseinrichtungen mit eigener Abschirmung bis zu einem Gewicht von 5 t mitführen zu können.

Der Hauptantrieb bewegt über eine Präzisionsspindel und Stahlbänder den Detektorarm, der auch die Abschirmung um den Kristall trägt. Der Kristalltisch ist mittels Stahlbändern mechanisch 2:1 gekoppelt und kann zusätzlich durch einen weiteren Antrieb gedreht werden. Schwere Versuchseinrichtungen können auf einen getrennt fahrenden, vom Detektorarm über Endschalter gesteuerten Wagen aufgebaut werden.

Die von den Getrieben eingestellten Positionen (kleinste Winkeleinheit $\frac{1}{10}'$) werden vermittels Photozellen, gekapselten Magnetschaltern und elektronischen Eindeutigkeitsschaltungen direkt angezeigt und sind ausdrückbar. Unabhängige Winkelmessungen sollen auf $\frac{1}{10}'$ genau mit Impulsscheiben erfolgen, die ausdrückbare elektronische Zähler steuern. Eine automatische mehrdimensionale Sollwertsteuerung ermöglicht es, die meist sehr langwierigen Messungen rationell und fehlerfrei auszuführen.

Augenblicklich wird mit $15'$ Kollimation gearbeitet, im Bau befinden sich spannbare Kollimatoren von $5'$ Kollimation und geplant sind solche von $1'$ Kollimation. Die Reproduzierbarkeit und der tote Gang sind in der temperierten Reaktorhalle $< 6''$, die maximale Abweichung der 2:1 Führung ist im gesamten Winkelbereich von 100° nicht größer als $\pm 10''$. Bis zu einem Winkel von 3° kann ohne Störung durch den Primärstrahl gemessen werden, also bei dem von höheren Ordnungen weniger gestörten Be $12\bar{3}1$ Reflex bis etwa 20 eV und bei dem intensitätsreicheren Be $11\bar{2}0$ Reflex bis etwa 10 eV.

Bei 1,5 eV und 15' Kollimation wurde im Be 1120 Reflex ein Neutronenfluß von $4 \cdot 10^3$ n/cm² s gemessen, im thermischen Maximum sind Neutronenflüsse bis zu 10^6 n/cm² s erreichbar.

Das Spektrometer soll zur Messung von Isomerenverhältnissen, Einfangsquerschnitten langsamer Neutronen, totalen Querschnitten, zur Untersuchung der Beeinflussung von Resonanzen durch chemische Bindungen sowie für n-γ-Experimente verwendet werden.

Strahlrohrexperimente mit einem geteilten Core

M. Tišljár und F. Woloch, Reaktorzentrum Seibersdorf

Für viele Neutronenexperimente (z.B. inelastische Neutronenstreuung, (n, γ) -Reaktionen usw.) benötigt man thermische Neutronenstrahlung hoher Intensität und Reinheit. Reaktorstrahlrohre liefern wohl eine hohe thermische Neutronenintensität, aber die Beimischung von schnellen Neutronen und Gammastrahlen ist bei leichtwassermoderierten Reaktoren besonders stark. Diese schwerabschirmbare Untergrundstrahlung kann nach F.E. Jablonski und R.S. Carter bereits innerhalb des Reaktors abgeschwächt werden, ohne Schwächung der thermischen Neutronenintensität, wenn man den Reaktorkern selbst mittels einer zentralen Moderatorschicht in zwei Hälften teilt und die Kollimation so einrichtet, daß nur die sekundäre Strahlung dieser Zone als Neutronenquelle dient.

Wir haben darum den Kern des Forschungsreaktors ASTRA in Seibersdorf symmetrisch zu einer zentral gelegenen Graphitmoderatorzone aufgebaut und den Einfluß dieser Anordnung auf die Neutronen und Gammastrahlintensität untersucht. Beim Übergang von einer ungeteilten zu einer entsprechenden mit Graphit geteilten Kernanordnung erhöhte sich das Verhältnis ϕ_{th}/ϕ_s für schnelle Neutronenenergien $E_n > 0.5$ MeV um ungefähr eine Zehnerpotenz. Die Gammadosisleistung wurde um einen Faktor 2.5 reduziert.

Theoretische Untersuchungen der Wirksamkeit der Moderatoren Graphit, Beryllium und schweres Wasser auf die Unterdrückung hinsichtlich des schnellen Neutronenflusses wurde mit Hilfe von Zweigruppenrechnungen durchgeführt. Deswegen mußte der epithermische Fluß zum schnellen Fluß hinzugekommen werden, so daß die Änderung V_X des Verhältnisses $\phi_{th}/\phi_s + \phi_{epith}$ zwischen einem mit dem Moderator X geteilten und einem entsprechenden ungeteilten Reaktorkern berechnet wurde. Der Vergleich dieser Faktoren V_X bezogen auf Graphit ergibt:

$$V_C : V_{Be} : V_{D_2O} = 1 : 1.39 : 1.32$$

Reaktionen mit polarisierten Deuteronen

P. Huber, Universität Basel

Zusammenfassung:

Es wird die Basler Quelle für polarisierte Deuteronen ¹⁾ beschrieben. Im heutigen Zustande wird auf dem Target eine magnetisch analysierte D^+ -Stromstärke von 40 nA erreicht. Die experimentell bestimmte Tensorpolarisation P_{33} beträgt $-0,275 \pm 0,004$, die Vektorpolarisation $P_3 = 0,247 \pm 0,034$. Die Vektorpolarisation wurde noch bestimmt ²⁾, bevor eine wesentliche Verbesserung an der Elektronenkanone vorgenommen wurde, durch die der Betrag der Tensorpolarisation von 0,245 auf 0,267 heraufgesetzt wurde.

Mit polarisierten Deuteronen wurde die Energieabhängigkeit (bis $E_d = 500$ keV) des diff. Neutronen-Wirkungsquerschnittes der $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion gemessen. Es zeigen sich ziemliche Änderungen gegenüber der S-Wellenresonanz. Insbesondere ergibt sich mit zunehmender Energie eine sich vergrößernde Asymmetrie von $\sigma(\vartheta)$ bezüglich $\vartheta = 90^\circ$.

Die Asymmetrie $\left\{ \sigma(0^\circ) / \sigma(90^\circ) \right\}_{pol.} \cdot / \left\{ \sigma(0^\circ) / \sigma(90^\circ) \right\}_{unpol.}$ ³⁾ der Protonen aus der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ wurde von Brown und Rudin am Carnegie Institute in Washington bis zu Deuteronenenergien von 2 MeV gemessen. Bei 2 MeV zeigt sich nach vorläufigen Messungen ein Wiederanstieg der Anisotropie.

- 1) Brown, Baumgartner, Huber, Rudin u. Striebel,
Proc. Int. Symposium on Polarisation Phenomena of
Nucleons, edited by P. Huber and K.P. Meyer, HPA,
Suppl VI, 77, 1961;
Rudin, Striebel, Baumgartner, Brown u. Huber
HPA 34, 58, 1961.
- 2) Seiler, Baumgartner, Haeberli, Huber u. Striebel,
HPA, 385, 1962.
- 3) Mündliche Mitteilung von Herrn Dr. Rudin.

Untersuchung der (d,n)-Reaktion an den Kernen Be^9 , B^{10} , B^{11} , Si^{28} , P^{31}

R.H. Siemssen, M. Cosack und R. Felst

Physikalisches Staatsinstitut, Hamburg

Es wird über drei Arbeiten zum Studium von (d,n)-Reaktionen berichtet, die mit dem Hamburger 3 MeV-Van de Graaff-Generator und einem Flugzeitspektrometer durchgeführt wurden. Näheres über die Apparatur berichtet Herr Cosack (Sitzung VII).

Die erste Untersuchung galt dem Mechanismus der (d,n)-Reaktionen an den Kernen Be^9 (zu den Niveaus $E_x=0; 0,72; 1,74; 2,15; 3,58$ MeV von B^{10}), B^{10} ($E_x=0; 4,32$ MeV von C^{11}) und B^{11} ($E_x=0; 4,43$ MeV von C^{12}). Von allen diesen Neutronengruppen weiß man, daß die Reaktion bei hohen Deuteroneneinschußenergien vorwiegend über einen $\ell_p=1$ -Strippingprozeß verläuft, während keine Klarheit über den Reaktionsmechanismus bei niedrigen (< 3 MeV) Einschußenergien herrscht. Wir haben darum die Neutronenwinkelverteilungen bei mehreren (5-8) Deuteronenenergien zwischen 1 MeV und 3 MeV gemessen und daraus σ_{tot} berechnet, sowie die Anregungsfunktionen unter $\mathcal{J} = 30^\circ$ und $\mathcal{J} = 100^\circ$ bestimmt. Die gemessenen Winkelverteilungen ändern sich monoton mit der Energie (zeigen keine Fluktuationen) (eine schwache Ausnahme machen die Neutronen zum Grundniveau von C^{12}) und die Anregungsfunktionen und totalen Wirkungsquerschnitte weisen keine ausgeprägten Resonanzen auf.

Die totalen Wirkungsquerschnitte sind um einen Faktor 5 höher als die nach dem statistischen Modell berechneten, zeigen jedoch die gleiche Energieabhängigkeit. Die wesentlichen Züge der Winkelverteilungen ließen sich durch DWBA-Rechnungen wiedergeben, die mit einem Programm von Gibbs und Tobocman am Deutschen Rechenzentrum in Darmstadt durchgeführt wurden.

Als zweites untersuchten wir den Mechanismus der Reaktion $\text{Si}^{28}(\text{d,n})\text{P}^{29}$ (zu den Niveaus $E_x=0; 1,38; 1,96$ in P^{29}). Es wurden die Winkelverteilungen dieser Neutronengruppen bei 5 Deuteronenenergien zwischen 2,8 und 3,3 MeV und deren Anregungsfunktionen unter $\mathcal{J} = 50^\circ$ und 120° gemessen. Die Ergebnisse zeigen, daß zwar ein Strippingprozeß vorhanden ist,

dem jedoch anscheinend Zwischenkernreaktionen überlagert sind, die zu starken Fluktuationen Anlaß geben.

Bei der dritten Arbeit hofften wir, durch die Reaktion $P^{31}(d,n)S^{32}$ einige ℓ_p -Werte der angeregten Zustände von S^{32} zu bestimmen. Wir haben die Winkelverteilungen von 12 Neutronengruppen bei einer Deuteronenenergie von 3 MeV gemessen. Dabei fanden wir ein bisher unbekanntes Niveau im S^{32} bei $E_x = 5,43$ MeV und konnten den Kurven durch Vergleich mit der DWBA- und PWBA-Theorie entnehmen, daß die Protonen zum $E_x = 5,80$ MeV und $E_x = 6,23$ MeV Niveau sehr wahrscheinlich mit dem Bahndrehimpuls $\ell_p = 1$ eingefangen werden.

Die Reaktion $Ti^{46}(p,n)V^{46}$

J. Jänecke, Florida State University, Tallahassee und
Kernforschungszentrum Karlsruhe

Der FSU Tandem van de Graaff Beschleuniger wurde benutzt, um über die $Ti^{46}(p,n)V^{46}$ Reaktion Aussagen über den selbstkonjugierten und ungeraden Atomkern V^{46} zu erhalten. Es wurden Anregungsfunktionen für die Bildung der kurzlebigen V^{46} -Aktivität im Bereich von 7,2 bis 9,5 MeV in Schritten von 20 bis 40 keV gemessen. Oberhalb der scharf einsetzenden Schwelle für den Übergang in den Grundzustand von V^{46} zeigen sich ausgeprägte Strukturen in der Anregungsfunktion, die von Resonanzen im Compound-Kern V^{47} und von angeregten Zuständen in V^{46} herrühren. Aus der Schwellenenergie von $E_{\text{Schwelle}} = 8.015 \pm 0.009$ MeV ergibt sich ein Q-Wert von $Q = -7.844 \pm 0.009$ MeV und eine β -Grenzenergie von $E_{\beta} = 6.039 \pm 0.009$ MeV. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der von Miller und Sutton ⁺⁾ direkt gemessenen Grenzenergie.

Die ft-Werte der übererlaubten $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge von $V^{46} \rightarrow Ti^{46}$ sowie von $0^{14} \rightarrow N^{14*}$ und einigen anderen vor kurzem genau vermessenen Übergängen stimmen gut miteinander überein. Die Tatsache, daß offenbar keine A-Abhängigkeit der ft-Werte besteht, erlaubt nach Blin-Stoyle Aussagen über die Korrekturen zu den Übergangsmatrixelementen.

Die Strukturen in den gemessenen Anregungsfunktionen zeigen angeregte Zustände in V^{46} an bei 0.55 ± 0.02 MeV, 0.81 ± 0.03 MeV und 1.16 ± 0.02 MeV. Das Niveauschema von V^{46} und die Frage von Isomerismus werden im Zusammenhang mit der Schalenstruktur dieses Kerns diskutiert. Es lassen sich vorläufige Spin-, Paritäts- und Isospinzuordnungen zu den gefundenen Zuständen treffen. Wie in Cl^{34} und Sc^{42} sind auch in V^{46} die tiefsten Zustände mit $T = 0$ und $T = 1$ investiert.

⁺⁾ J.H. Miller and D.C. Sutton, to be published

Arbeitsprogramm des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen

G. Mack, Universität Tübingen

Das Arbeitsprogramm des Instituts umfaßt auf dem Gebiet Neutronenphysik folgende Gebiete:

- 1) Kernreaktionen vom Typ (n, α) mit 14 MeV-Neutronen. Als Detektoren dienen selbst hergestellte Si-Halbleiterzähler.
- 2) Kernspaltung von U^{238} mit 14 MeV-Neutronen (Gönnenwein). Es wurde die Winkel- und Energieverteilung der Spalttrümmer in Abhängigkeit von ihrer Masse vermessen mit dem Ziel, die Korrelation dieser Größen zu bestimmen. Die Spaltbruchstücke wurden mit zwei Si-Halbleiterzählern und einem zweiparametrischen Vielkanalanalysator in Koinzidenz gezählt. Die Uranfolie enthielt $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2 U^{238}$. Es wurde unter 0° und 90° gemessen. Die Gesamtzahl der registrierten Ereignisse beträgt 2500.
- 3) Elastische und inelastische Neutronenstreuung (Mack, Mertens, Brendle). Im Rahmen eines Programms zur Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten für 14 MeV-Neutronen sowie zur Messung von Neutronenpolarisation durch Zweifachstreuexperimente wurde ein Neutronenlaufzeit-spektrometer aufgebaut. Besonderes Gewicht wurde auf eine weitgehende Unterdrückung des Untergrundes gelegt: Koinzidenzen und Laufzeiten relativ zu assoziierten α -Teilchen werden mit schnellen transistorisierten Koinzidenzstufen sowie mit Zeit-Impulshöhenkonvertern gemessen. Ferner wurden richtungsempfindliche Neutronendetektoren (Johannes) sowie eine Impulsformdiskriminierung (Kuhlmann) gebaut. Ein Helium-Gasszintillator mit einem Druck von 100 atm ist im Bau. Die Szintillationsmeßköpfe sind extrem rauscharm. Bei diesen arbeiten in bekannter Weise 2 Sekundärelektronenvervielfacher (56 AVP) in Koinzidenz jeweils auf einen Szintillator. Der Aufbau ist koachsial. Die im Meßkopf eingebaute Koinzidenz ist mit Tunnelioden und Transistoren ausgerüstet. Bei Impulshöhen entsprechend 7 keV Elektronenenergie in einem Ne 102-Szintillator wird eine Rauschunterdrückung um mehr als 3 Größenordnungen erreicht. Bis herab zu diesen Energien sind die Meßköpfe für Koinzidenz- und Laufzeitmessungen brauchbar. Die Auflösung für $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen mit 2 derartigen Meßköpfen beträgt im Energiebereich integral über 100 keV 1,25 nsec, für 270 - 360 keV 0,75 nsec und für 7 - 19 keV 1,8 nsec. Mit dem Laufzeitspektrometer sind Messungen an Szintillatorrückstoßkernen und an anderen Kernen geplant.

Instrumentierung und Programm der Neutronengruppe des Zentral-
büros für Kernmessungen, Euratom, Geel, Belgien

K.H. Böckhoff, Euratom, Geel

Das allgemeine Ziel Euratoms ist die Förderung der wirtschaftlichen Nutzung der Kernenergie. Der Beitrag der Neutronengruppe des Zentralbüros für Kernmessungen im Rahmen dieser Zielsetzung besteht in der Messung von differentiellen Neutronenreaktionsdaten (Neutronenwirkungsquerschnitten und damit verwandten Parametern wie η , α und ν).

Eine der wesentlichen Leitlinien für das Meßprogramm bilden die Empfehlungen des europäisch-amerikanischen Kerndaten-Komitees (EANDC).

Eine zweite Aufgabe besteht in der Präzisionsbestimmung von neutronen- bzw. kernphysikalischen Standardgrößen entsprechend dem Auftrag an das Institut, auch um die Standardisierung auf dem neutronen- bzw. kernphysikalischen Sektor bemüht zu sein.

Für die Durchführung der Messungen steht ein 3 MeV Van-de-Graaff Ionenbeschleuniger mit externem Pulskompressionssystem (Mobley-Buncher) zur Erzeugung von 1-nsec-Neutronenpaketen zur Verfügung.

Ein 60-MeV-Elektronen-Linearbeschleuniger mit Pulsströmen bis zu 5 A, Pulslängen zwischen 10 nsec und 2 μ sec und Pulsfrequenzen bis zu 1300 Hz wird im Beginn 1964 installiert werden und voraussichtlich im Herbst 1964 für Neutronen-Experimente eingesetzt werden können.

Die Neutronenausbeuten im Puls von einem Hg-gekühlten U^{235} -Target werden zwischen 10^{17} bei den langen Pulsen (2 μ sec) und 10^{18} bei den kurzen Pulsen (10 nsec) betragen.

Zur Neutronen-Flugzeit-Analyse stehen 5 Flugzeit-Analysatoren mit je 4096 Kanälen und Kanalbreiten zwischen 10 nsec und 2 μ sec zur Verfügung.

Es werden 10 Neutronenflugbasen mit Längen zwischen 15 m und 400 m installiert. Die beiden Linearbeschleuniger-Gruppen von Saclay und die Neutronenphysikalische Gruppe des belgischen Atomforschungszentrums in Mol werden einen Teil dieser Flugbasen mitbenutzen.

Das Karlsruher van de Graaff-Projekt für Flugzeitmessungen an
mittelschnellen Neutronen

G. Brudermüller, R. Gauggel, D. Kompe, W. Pönitz, B. Reuter, G.
Rohr, H.P. Wahl, Kernforschungszentrum Karlsruhe, und E. Wattecamps,
Assoziation Euratom - Karlsruhe

In den nächsten Monaten wird in Karlsruhe ein 3 MeV van de Graaff Generator mit Nachkompressionssystem installiert werden. Er soll bei 1 MHz Pulsfolgefrequenz Impulse von 1 ns Länge und etwa 10 mA Impulsstrom liefern. Es sollen als erstes Programm damit Messungen von totalen Wirkungsquerschnitten, (n,p) -Einfangquerschnitten und von Spaltquerschnitten mit Hilfe der Laufzeitmethode im Bereich von 10 bis etwa 120 KeV Neutronenenergie durchgeführt werden. Die Laufzeitmethode ist in diesem Bereich besonders vorteilhaft, da bei der in Frage kommenden $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ Reaktion monoenergetische Neutronen in Vorwärtsrichtung erst oberhalb 120 KeV möglich sind und die erreichbare Energieauflösung bei unserer Maschine mit der Laufzeitmethode bis mindestens 150 KeV besser ist, als wenn die Neutronenenergie aus der Beschleunigerspannung und aus der Targetdicke bestimmt wird.

Ziel der Messung von totalen Querschnitten ist vor allem die Gewinnung von Resonanzparametern wie Niveaubreiten und Niveauabstände. Bis hinauf zu etwa 50 - 70 KeV soll dafür ein Detektor aus einer 5 mm dicken, gesinterten Bor 10-Scheibe mit 4 NaJ(Tl)-Kristallen und 4 XP 1040 Multipliern verwendet werden. Für den höheren Energiebereich ist ein Protonenrückstoßdetektor vorgesehen, bei dem zwei auf nahezu die Temperatur des flüssigen Stickstoffs gekühlte und in Koinzidenz betriebene 56 AVP Röhren verwendet werden.

Zur Messung des Einfangquerschnitts wurde - da Aktivierungsmessungen mit der Flugzeitmethode nicht möglich sind - zur Annäherung an einen schwarzen 4π - γ -Detektor ein großer Flüssigkeitstank von 1,1 m Durchmesser mit 12 Stück 57 AVP Multipliern gebaut. Außerdem steht ein nach dem Prinzip des dickwandigen Zählrohrs arbeitender Detektor zur Verfügung, bei dem die Einfang- γ -Quanten in einem Graphitkonverter Elektronen auslösen, die in einem dünnen Plastiksintillator von 4 Multipliern nachgewiesen werden.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Detektors ist der gesamten freierwerdenden γ -Energie proportional und damit von der Multiplizität der prompten γ -Emission unabhängig. Die Spaltquerschnittsmessungen sollen mit einem Xenongasszintillator ohne Wellenlängenschieber ausgeführt werden. Es wird möglich sein, auch stärkere α -Aktivitäten in der Kammer aufzunehmen, so daß Spaltquerschnittsmessungen an den Pu-Isotopen möglich sind.

Zur Datenverarbeitung soll eine rein digital arbeitende Flugzeitkodiereinheit, die mehrere tausend Kanäle mit einer Nanosekunde Breite ermöglicht, zusammen mit einem CAE-Kleinrechner mit 8192 Ferritkernspeicherplätzen mit je 18 bits verwendet werden.

Da die Ungenauigkeiten der bisher gemessenen Einfang- und Spaltquerschnitte zu einem großen Teil auf den Schwierigkeiten einer absoluten Flußmessung im angegebenen Energiebereich beruhen, wurden einige Methoden dazu bereits am ungepulsten 2 MeV van de Graaff des Instituts für Strahlenbiologie ausprobiert. So wurde eine Flußbestimmung der knapp über der Schwelle in Vorwärtsrichtung austretenden Neutronen bei der $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ -Reaktion mit Hilfe der auf dem Target zurückbleibenden Be^7 -Aktivität durchgeführt. Außerdem wurde der Fluß in diesem Neutronenkegel mit der Mangansulfatbadmethode bestimmt. Diese Methode wurde weiterhin zu einem grauen Detektor ergänzt, in dem die aus dem Mangansulfatbad austretenden prompten γ -Quanten mit einem NaJ(Tl)-Kristall nachgewiesen wurden. Die letztere Anordnung wurde im thermischen Neutronenfluß des FR II geeicht.

Rare Nuclear Reactions Induced by 14.7 MeV Neutrons

R.W. Fink, Marquette University, Milwaukee

Activation cross sections for 14.7 ± 0.2 MeV neutrons were measured for $[(n, n\alpha) + (n, \alpha n)]$ reactions with Cu^{65} , Zn^{70} , Ga^{71} , and Nb^{71} , while upper limits were set for this reaction for V^{51} , Ge^{76} , Br^{81} , Rb^{87} , Ag^{107} , Ag^{109} , In^{115} , Au^{197} , and Tl^{203} . Cross section limits also were set for $(n, 2p)$ reactions on Si^{29} , K^{41} , Sc^{45} , Ti^{50} , V^{51} , Mn^{55} , As^{75} , Y^{89} , Nb^{93} , Cs^{133} , La^{139} , Pr^{141} , and Tb^{159} ; and for (n, He^3) reactions on Sc^{45} , Nb^{93} , Au^{197} , and Tl^{203} . Cross sections were determined for (n, γ) reactions on Y^{89} , Nb^{93} , and Pr^{141} , and upper limits were set for $(n, 3n)$ reactions with Pr^{141} , Au^{197} , and Tl^{203} . The $[(n, np) + (n, pn)]$ reaction was detected with Ni^{58} , but not with Mo^{92} . A value of 520 ± 120 mb was established for the former, and an upper limit set for the latter. Absolute disintegration rates were obtained by both beta and gamma spectroscopy counting methods. Extensive use of radiochemical separation was made in order to isolate the low-yield rare reaction products from large target samples.

Statistical theory was employed (using parameters selected from a critical analysis of the literature) to make theoretical cross section estimates for many of the reactions studied. The theoretical cross sections for $(n, \alpha n)$ reactions agree remarkably well with the experimentally determined $[(n, n\alpha) + (n, \alpha n)]$ cross section sums, thereby suggesting that the path for this reaction may be predominantly the $(n, \alpha n)$ process. For certain cases, statistical theory predicts appreciable $(n, 2p)$ cross sections at 14.7 MeV; e.g., for Cr^{50} , Ni^{58} , Kr^{78} , and Mo^{92} . It is suggested that in studies of emitted proton spectra which show an "excess" of low energy protons, a contribution may be present from the $(n, 2p)$ as well as the (n, np) reaction.

A new gamma at 176 ± 4 keV in about 5 percent of 1.8 day Sc^{48} decays is confirmed.

Ein kompakter, leistungsstarker Neutronengenerator
mit Duoplasmatron-Ionenquelle

W. Eyrich, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Für Messungen mit gepulsten Neutronenfeldern wurde ein kleiner, kompakter Neutronenimpuls-generator entwickelt. Die maximale Instantanquellstärke ist über $3 \cdot 10^{13}$ Neutronen/sec. Der Beschleuniger und die Vakuumanlage sind auf einen Wagen montiert, der 700 mm breit und 700 mm tief ist. Die Höhe ist verstellbar und beträgt im min. 800 mm. Eine Duoplasmatronionenquelle liefert Deuteronenströme bis zu 500 mA. Durch einen neuartigen Aufbau des Beschleunigers können diese Ströme bis auf 140 KeV beschleunigt und auf kürzestem Weg auf ein Titan-Tritium-Target geschossen werden. Das Target kann bis auf 27 mm an die Experimentieranordnung gebracht werden. In einer späteren Veröffentlichung wird der Beschleuniger und seine Ionenquelle ausführlich beschrieben. Die Puls-länge des Deuteronenimpulses beträgt zur Zeit 8 bis 50 μ sec., die Wiederholungsfrequenz bis zu 500 Hz. Die Hochspannung kann entweder als Gleich- oder als Pulsspannung an die Beschleunigungselektrode, in der sich auch das Target befindet, gelegt werden. Der Plasmastrom im Duoplasmatron beträgt während der Pulse bis zu 40 Amp. In den Impulspausen ist die Entladung gelöscht.

Die Neutronenblitzröhre - eine starke, gepulste Neutronenquelle

A. Schmidt, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Für gepulste Messungen an thermischen und nichtthermischen Systemen ist es wünschenswert, eine starke gepulste Neutronenquelle einzusetzen, die es erlaubt, bei Impulsdauern von ca. 10^{-5} sec bis ca. 10^{-7} sec sehr hohe momentane Neutronenquellstärken von mehr als 10^9 Neutr./Impuls (entsprechend ca. 10^{15} Neutr./sec) mit Impulsfolgefrequenzen bis ca. 1000 1/sec herzustellen. Dabei sollen in den Pausen keine Neutronen erzeugt werden.

Es wird über die Entwicklung einer solchen Anlage berichtet. Diese gepulste Neutronenquelle, "Neutronenblitzröhre" genannt, soll es erlauben, bei Benutzung von Tritium-Titargets von ca. 50 mm \varnothing aus der Deuterium-Tritium-Reaktion bei Deuteronenenergien von max. 200 keV unter Berücksichtigung der obigen Forderungen mittlere Neutronenquellstärken von 10^{12} Neutr./sec entsprechend einem Mittelwert des Deuteronenstromes von 10 mA zu erzeugen.

Es werden Impulsionenströme von der Größenordnung 10 A D^+ -Ionen (entsprechend einem Tastverhältnis von 1:1000) mit Hilfe einer gepulsten Hochfrequenz-Niederdruckentladung in Deuterium bei einem Druck von ca. 10^{-3} Torr erzeugt. Der Hochfrequenzgenerator gibt dazu in Form eines Dreieckimpulses mit 10 - 20 μ sec Basislänge bei einer Frequenz von ca. 35 Mhz eine Spitzenleistung von ca. 200 kW induktiv gekoppelt an das Plasmagefäß von 1 Liter Volumen ab. Die das Plasma durch eine kreisförmige Emissionsfläche von 10 cm² verlassenden Ionen werden durch einen, der Aufbauzeit des Plasmas entsprechend verzögerten, möglichst rechteckigen Hochspannungsimpuls von maximal 200 kV Amplitude auf das in wenigen cm Abstand von der Emissionsfläche angeordnete Target beschleunigt und lösen in der auf dieser Targetelektrode aufgebracht Tritium-Titanschicht Neutronen aus. Die Beschleunigung der Ionen erfolgt dabei in Form einer divergenten, also nicht fokussierten raumladungsbegrenzten Ionenströmung, die eine gleichförmige Belastung der Targetschicht bewirkt. In der Beschleunigungsstrecke und der Hochfrequenzentladung herrscht dabei der gleiche Druck von ca. 10^{-3} Torr.

Die beim Aufprall des Deuteronenbündels am Target ausgelösten Sekundärelektronen (ca. vier Elektronen/Deuteron) werden der divergenten Ionenströmung entgegen als anfänglich konvergentes Bündel durch die Emissionsöffnung und das Entladungsplasma hindurch auf eine dem Target gegenüber jenseits des Entladungsvolumens angeordnete Anode geleitet, wo sie ihre Energie abgeben. Diese konvergente Elektronenströmung wird durch eine geeignete Ausbildung der Elektrodenformen in der Umgebung der Beschleunigungsstrecke erreicht. Dabei ist insbesondere die auf Anoden- bzw. Plasmapotential betriebene Feldelektrode, die das Emissionsloch für die Ionenströmung freigibt und berandet, und die Targetelektrode so geformt, daß ein möglichst geradliniger divergenter Strahlrand für die Ionenströmung resultiert, der dann auch genähert die Geometrie der anfänglich konvergenten orthogonal zur hohlkugelförmig gekrümmten Targetelektrode emittierten Sekundärelektronenströmung bestimmt. Vermöge ihrer hohen Energie durchsetzen die Elektronen das Entladungsplasma praktisch ohne Energieverlust und sind auch nicht befähigt, eine selbständige Entladung und damit einen Durchschlag zu erzeugen. Der Ionenstrom ist nur von der angewandten Hochfrequenzleistung abhängig und läßt sich an Hand dieser Leistung nach Wahl der Beschleunigungsspannung jeweils optimal einstellen.

Mit der Versuchsanlage wurden bei 100 kV Beschleunigungsspannung, 2 μ sec Impulsdauer und einer Impulsfolgefrequenz von max. 500/sec unter Verwendung eines Deuterium-Titan-Targets momentane Neutronenquellstärken von 10^{12} Neutr./sec erreicht. Diese Neutronenausbeute wurde mit einem "Long counter" relativ zur bekannten Quellstärke einer am Ort des Targets angeordneten Ra-Be-Quelle bestimmt.

Bei Verwendung eines Tritium-Titan-Targets ergaben sich unter den gleichen Betriebsbedingungen momentane Neutronenquellstärken von $2 \cdot 10^{14}$ Neutr./sec. Hier erfolgte die Bestimmung der Neutronenausbeute an Hand der Aktivierung von Fluor nach der Reaktion $F^{19}(n,2n)F^{18}$. Die β^+ -Aktivität einer bestrahlten dünnen Teflonfolie wurde in einem 4π - β -Methan-Durchflußzählrohr bestimmt und an einem Kaskadenneutronengenerator an Hand der Methode der assoziierten Teilchen absolut geeicht.

Die Röhre ist mit wassergekühlten Elektroden versehen und wird mit metallischer Dichtung als abgeschlossenes System betrieben. In den Betriebs-

pausen wird durch eine 5 l/sec-Titan-Zerstäubungspumpe ein Vakuum von ca. $2 \cdot 10^{-8}$ Torr erzeugt. Während des Betriebes wird der Deuterium-Betriebsdruck mit Hilfe eines elektrisch beheizten Deuterium-beladenen Titanspeichers eingestellt und geregelt. Dieser Deuteriumvorrat kann von außen unter Verwendung eines elektrisch beheizbaren Palladium-Diffusionsventiles ergänzt werden.

Es ist beabsichtigt, die Röhre mit einer 1:1 Mischung aus Tritium und Deuterium zu betreiben. Dann stellt sich in der Targetschicht im Betrieb ein gleiches Konzentrationsverhältnis stationär ein. Die Lebensdauer des Targets ist dann nicht durch den Prozeß der Konzentrationsabnahme des Tritiums, sondern nur durch die Zerstäubungsrate des Targets bestimmt. Die Zerstäubungsrate des Targets ist speziell für Wasserstoff sehr klein, so daß bei sauberen Vakuumbedingungen Targetlebensdauern von ca. 100 h zu erwarten sind. Da das Target am Ende der Röhre leicht zugänglich ist, kann es leicht ausgewechselt werden. Danach dient eine über ein Metallventil angeschlossene rotierende Vorpumpe mit niedrigem Enddruck und vorgeschalteter Kühlfalle der Vorevakuierung des Systems bis ca. 10^{-3} Torr. Dann übernimmt die Titanzerstäubungspumpe die weitere Evakuierung. Dabei kann eine sehr wirksame Entgasung der inneren Oberflächen des Systems mit Hilfe der Hochfrequenzentladung erfolgen.

Es ist vorgesehen, die Spannung der Beschleunigungsimpulse auf 200 kV zu erhöhen. Damit sind die eingangs zugrunde gelegten Neutronenausbeuten zu erwarten. Untersuchungen über die Möglichkeiten einer weiteren Verkürzung der Impulsdauern bei gleicher Neutronenausbeute sind geplant.

Ein Flugzeitspektrometer für schnelle Neutronen

R.H. Siemssen, M. Cosack, R. Felst und S. Skorka

Physikalisches Staatsinstitut, Hamburg

Beschrieben wird ein Flugzeitspektrometer für schnelle Neutronen am Hamburger 3 MeV Van de Graaff, das eine externe Strahlpulsung verwendet.

Zur Pulsung wird der Strahl der beschleunigten Teilchen durch ein Ablenkplattenpaar von 40 cm Länge geleitet. Dieses bildet die Kapazität eines L-C-Schwingkreises, in den eine HF von 4 MHz und 0,5 kW eingespeist wird. Bei einer Güte von ungefähr 600 entsteht an den Ablenkplatten eine maximale Spannung von annähernd $20 \text{ kV}_{\text{os}}$. Um den Sender in Resonanz zu halten, wird die Frequenz mit einem Schwingquarz stabilisiert. Die Amplitude der Ablenkspannung wird durch eine Regelung der Gitterspannung der Senderendröhren konstant gehalten. Durch die Bewegung des Strahls über die sogenannten Pulsschlitze werden dort Pulse der Folgefrequenz von 8 MHz erzeugt.

Zur Erreichung kurzer Pulszeiten ist die Strahlgüte des Beschleunigers $\Delta p \Delta q$ entscheidend. Δq ist der Strahldurchmesser am Fokus, Δp der dazugehörige Querimpuls (proportional der Strahldivergenz). Die Strahlgüte liegt bei unserer Maschine bei ca. $0,7 \text{ keV nsec}$. Wird durch entsprechende HF Amplituden eine Pulsdauer von $\Delta \tau$ am Pulsschlitz erzeugt, so entsteht dadurch notwendig eine zusätzliche Energieunschärfe ΔE_{γ} der Teilchen, die durch $\Delta E_{\gamma} \cdot \Delta \tau = \Delta p \cdot \Delta q$ gegeben ist. ΔE_{γ} ist bei der erreichbaren minimalen Pulszeit (am Pulsschlitz) von $\Delta \tau \approx 0,2 \text{ nsec}$ gleich etwa 1 keV und bedingt zusammen mit der Energieunschärfe des Beschleunigers (ca. 1 keV) wegen des Laufweges zwischen Pulsschlitz und Target (8 m) eine minimale Pulsdauer am Target von ca. 0,5 nsec.

Durch ein zweites Ablenkssystem wird die oben beschriebene einfache Pulsung in eine elliptische verwandelt. Die Pulsfolgezeit beträgt dann 250 nsec. Die Strahlgüte wird bei dieser Art von Pulsung praktisch nicht verschlechtert, so daß nachfolgend keine Fokussierungsprobleme entstehen.

Hinter den Pulsschlitzen befindet sich eine 1,5 m dicke Abschirmwand. Der Strahl wird durch Quadrupollinsen über 8 m zum Target geführt, wodurch eine Messung in offener Geometrie möglich ist. Das Target befindet sich 8 m über dem Betonfußboden.

Die Neutronen werden nachgewiesen in einem 5" x 1" Flüssigkeitsszintillator NE 213 mit einem XP 1040 Multiplier. Diesem wird ein Zeitsignal, ein impulshöhenproportionales Signal und ein Signal zur γ -n Diskriminierung entnommen. Zur γ -n Diskriminierung wird das Verfahren von R.B. Owen verwendet (Proc. Int. Symp. Nucl. Electr. Paris (1959)). Das der 13. Dynode entnommene Signal wird nachverstärkt und durch Begrenzen und Shapen zu einem Rechteck geformt. Ebenso wird die dem Endkreis des Senders entkoppelte Hf zu einer rechteckigen Wechselspannung (dem sog. T=0 Signal) geformt und mit dem Zeitsignal des Multipliers in einem von R.E. Green (Nucl. Instr. 3 (1958)) angegebenen Zeitamplitudenwandler gemischt. Das Amplitudenspektrum wird in einem Vielkanalanalysator analysiert. Dieser wird gesteuert durch die Seitenkanäle:

1. den Impulshöhenkanal zur Festlegung einer unteren Grenze für die Energie der Rückstoßprotonen im Szintillator;
2. das Signal der γ -n Diskriminierung;
3. die Rücklaufunterdrückung zur Herabsetzung des Untergrundes.
(Sie stellt die Reihenfolge fest, in der die Impulse auf die Mischröhre treffen.)

Gearbeitet wurde mit einem Linearitätsbereich von 125 nsec und einer Zeitauflösung von 1,2 bis 1,5 nsec.

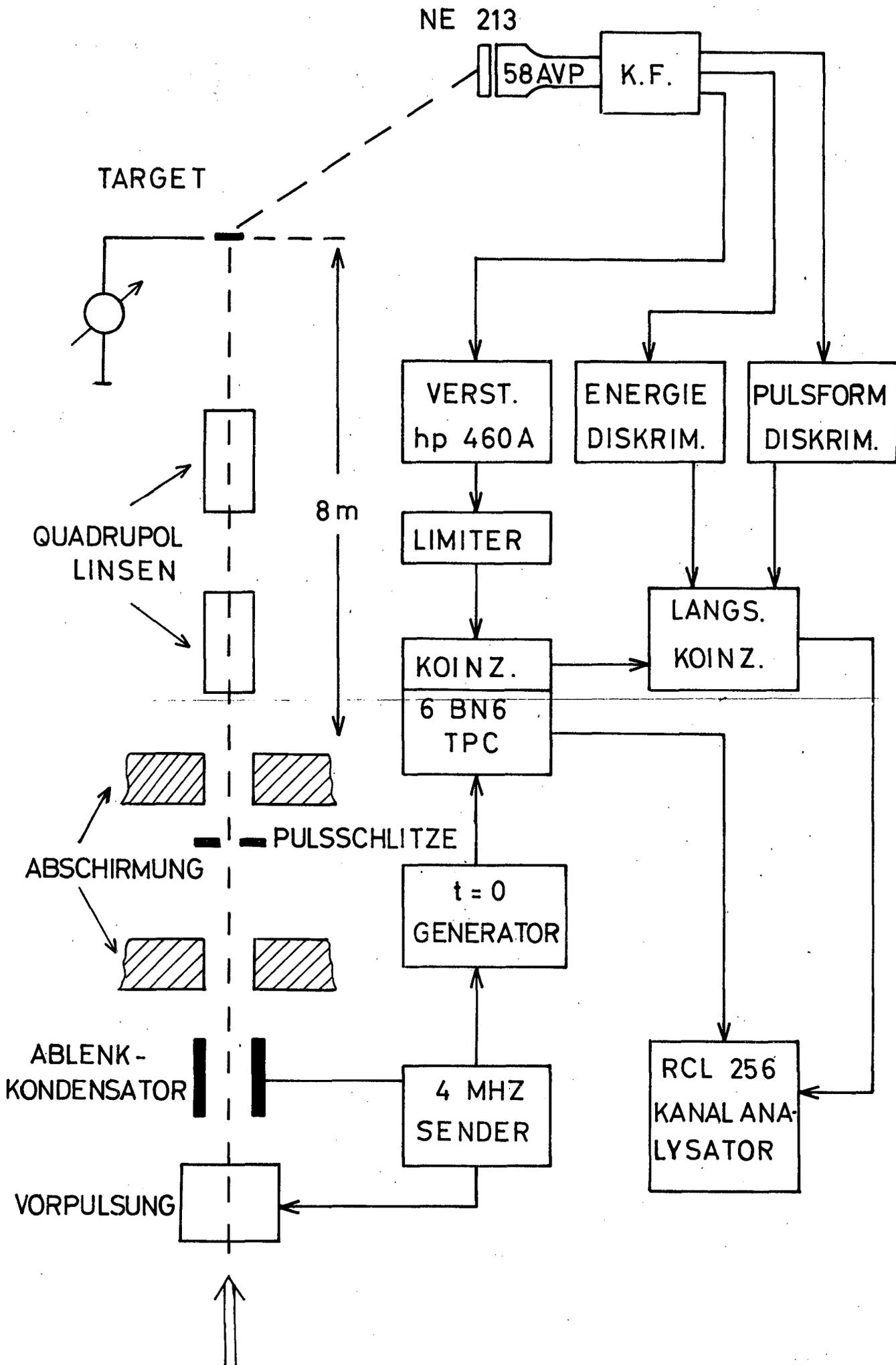


Abb. 1

Rückstoßprotonenspektrometer zur Ausmessung schneller Neutronenspektren

E. Bagge, W. Franke, M. Greim, Reaktorstation Geesthacht

Methode

Durch eine wasserstoffhaltige Folie werden Neutronen gestreut. Die Streuung kann bis zu Neutronenenergien von ca. 10 MeV als rein elastisch angenommen werden. Diese im Schwerpunktsystem isotrope Streuung von Neutronen an Protonen zeigt nach Transformation in das Laborsystem die bekannte Winkelabhängigkeit $E_p = E_n \cdot \cos^2 \phi$. Durch Messung des Energiespektrums der Protonen unter einem festen Streuwinkel ϕ kann also das Energiespektrum der Neutronen bestimmt werden.

Meßanordnung

Die nach diesem Prinzip aufgebaute Meßanordnung zur Bestimmung des schnellen Neutronenspektrums des Forschungsreaktors Geesthacht zeigt Abb. 1.

Als Radiator dient eine 20 μ starke Polyäthylenfolie $(CH_2)_x$. Im Mittel wird jedes dritte Neutron einen Stoß mit einem Kohlenstoffatom ausführen. Diese Stöße stören die Messung jedoch nicht, da die dem Kohlenstoffatom übertragene Energie sowie seine Reichweite sehr viel kleiner sind als beim Wasserstoff.

Da die Reaktorstrahlung einen starken Gamma-Anteil enthält, wurden die Zählrohre nicht in der Neutronenflugrichtung sondern unter einem Winkel von $\phi=45^\circ$ angeordnet. Die Richtungsfestlegung der Neutronen und der Rückstoßprotonen wird von zwei Kollimatoren besorgt, deren Öffnungswinkel zusammen $\Delta\phi=20'$ betragen. Das durch die Kollimatoren und den Streuwinkel bedingte geometrische Auflösungsvermögen beträgt somit $\Delta E/E=2,3\%$. Das Auflösungsvermögen des gleich noch zu besprechenden Proportionalzählrohrs mit Elektronik beträgt bislang noch maximal 4%. Dieser Wert wurde aus der Halbwertsbreite eines Alpha-peaks einer Po 210-Quelle erhalten.

Zur Analyse der Protonenenergie wird ein Proportionalzählrohr verwendet. Die Füllung besteht aus Argon mit 4% Stickstoff. Es können nur die Protonen zur Analyse herangezogen werden, die ihre restliche Energie vollständig im Zählrohr abgeben. Wegen der energieabhängigen Reichweite der Protonen kann der analysierbare Protonenenergiebereich also durch den

Zählrohrdruck eingestellt werden. Abb. 2 zeigt die Protonenreichweite in Abhängigkeit von der Energie bei verschiedenen Zählrohrdrucken. Bei 58 cm Laufstrecke von der Folie beginnt der Zählbereich des Proportionalzählrohres und endet bei 113 cm. Die Querbalken geben die zu jedem Druck gehörigen analysierbaren Energiebereiche an. - Bei den später zu besprechenden Messungen haben wir uns zunächst auf einen Zählrohrdruck von 76 Torr beschränkt. Der analysierbare Protonenbereich würde also nur Energien von 1,75 bis 2,6 MeV umfassen. Um den Energiebereich zu erweitern, sind Al-Absorberfolien vor dem Proportionalzählrohr angeordnet worden.

Diejenigen Impulse, die von Protonen herrühren, die ihre restliche Energie nicht vollständig im Zählrohr abgeben, werden durch eine Antikoinzidenzstufe mit CsJ-Scintillator und Multiplier herausgesiebt. Der Null-effekt des Proportionalzählrohres wurde durch eine Koinzidenzstufe unterdrückt. Die in konventioneller Weise aufgebaute Elektronik zeigt Abb. 3. Der 256-Kanalanalysator wird durch das Signal der Koinzidenz-Antikoinzidenzstufe getriggert. Das Spektrum des langen Proportionalzählrohres wird analysiert.

Das totale Ansprechvermögen des Spektrometers setzt sich zusammen aus der Geometrie der Kollimatoren und der Protonenausbeute am Radiator und beträgt in der eben beschriebenen Anordnung etwa 10^{-9} .

Messungen

Um bei den gewonnenen Spektren den Kanalzahlen eine Neutronenenergie zuzuordnen zu können, muß der Energieverlust der Protonen im Zählrohr bekannt sein. Abb. 4 zeigt den Energieverlust von Protonen in Abhängigkeit von der Energie nach Durchfliegen einer Argonstrecke von 58 cm (d.h. von der Folie bis zum Proportionalzählrohranfang) und von 113 cm (d.h. von der Folie bis zum Proportionalzählrohrende). Die Differenz beider Kurven (Abb. 5) ergibt den Energieverlust im Zählrohr mit der ihm zugeordneten Protonenenergie.

Abb. 6 zeigt ein Beispiel eines gewonnenen Spektrums. Dem Ende des Zählbereiches bei Kanal 110 ist der maximale Energieverlust von 1,6 MeV zugeordnet und linear aufgeteilt. Mit Abb. 5 erhält man die zugehörige Protonenenergie und daraus die Neutronenenergie. - Der Verlauf des Spektrums

läßt sich in der halblogarithmischen Darstellung durch eine Gerade annähern und gibt somit den exponentiellen Abfall des Reaktorspektrums wieder. Das Rückstoßprotonenspektrum fällt am Ende des Zählbereiches nicht wie erwartet steil ab. Mit großer Wahrscheinlichkeit werden diese großen Impulse durch pile up erzeugt. Hierauf wird noch bei der Besprechung der folgenden Messungen eingegangen.

Abb. 7 zeigt ein Rückstoßprotonenspektrum nach Durchsetzen einer 5 μ starken Al-Schicht. Der exponentielle Verlauf und das Abknicken am Ende des Zählbereiches kann durch zwei Geraden wiedergegeben werden. Abb. 8 zeigt Spektren nach Durchsetzen von Al-Absorbern verschiedener Dicke. Die Verschiebung des Spektrums durch die Absorber ist in der Tabelle angegeben. Alle Spektren zeigen innerhalb des Zählbereiches erwartungsgemäß den gleichen exponentiellen Verlauf. Der Abfall am Ende des Zählbereiches wird mit abnehmender Zählrate steiler, wodurch die Annahme eines pile up gestützt wird.

Die Durchführung der Arbeit, über die hier vorgetragen wurde, erfolgte im Rahmen eines mit der Euratom-Kommission abgeschlossenen Assoziierungsvertrages.

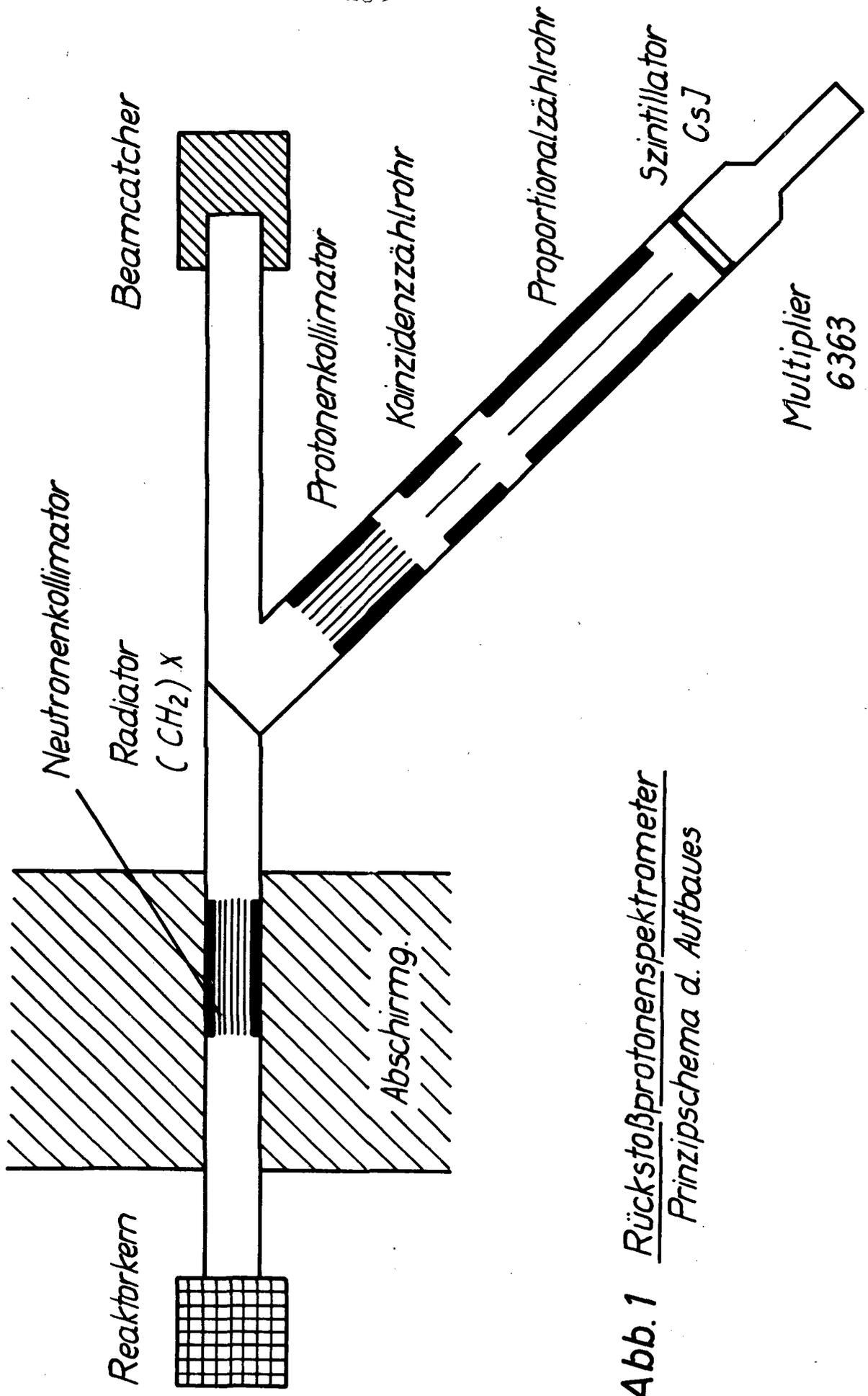


Abb. 1 Rückstoßprotonenspektrometer
Prinzipschema d. Aufbaues

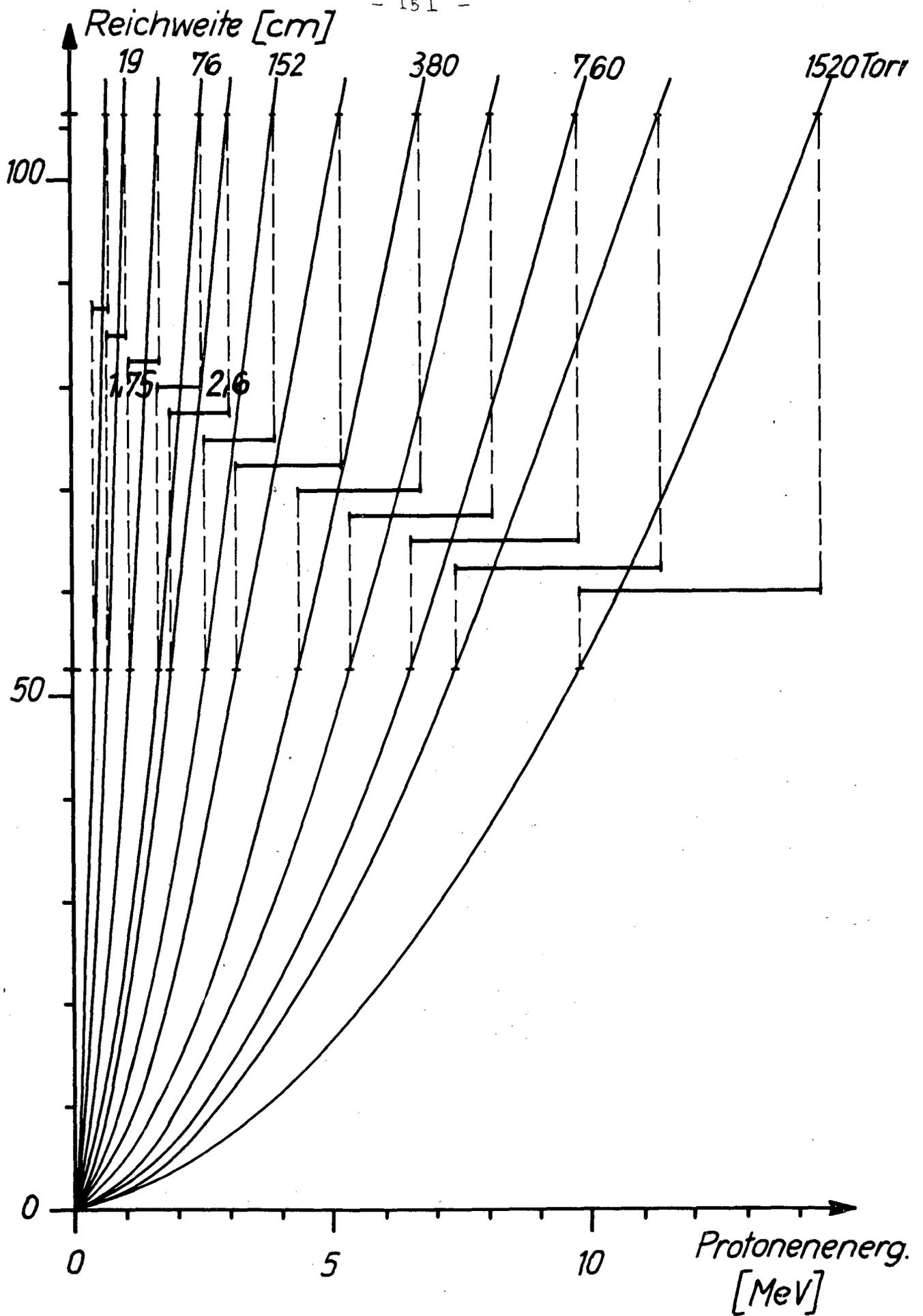


Abb. 2 Protonenreichweite in Argon
in Abhängigkeit von der Energie. Paramet: Druck

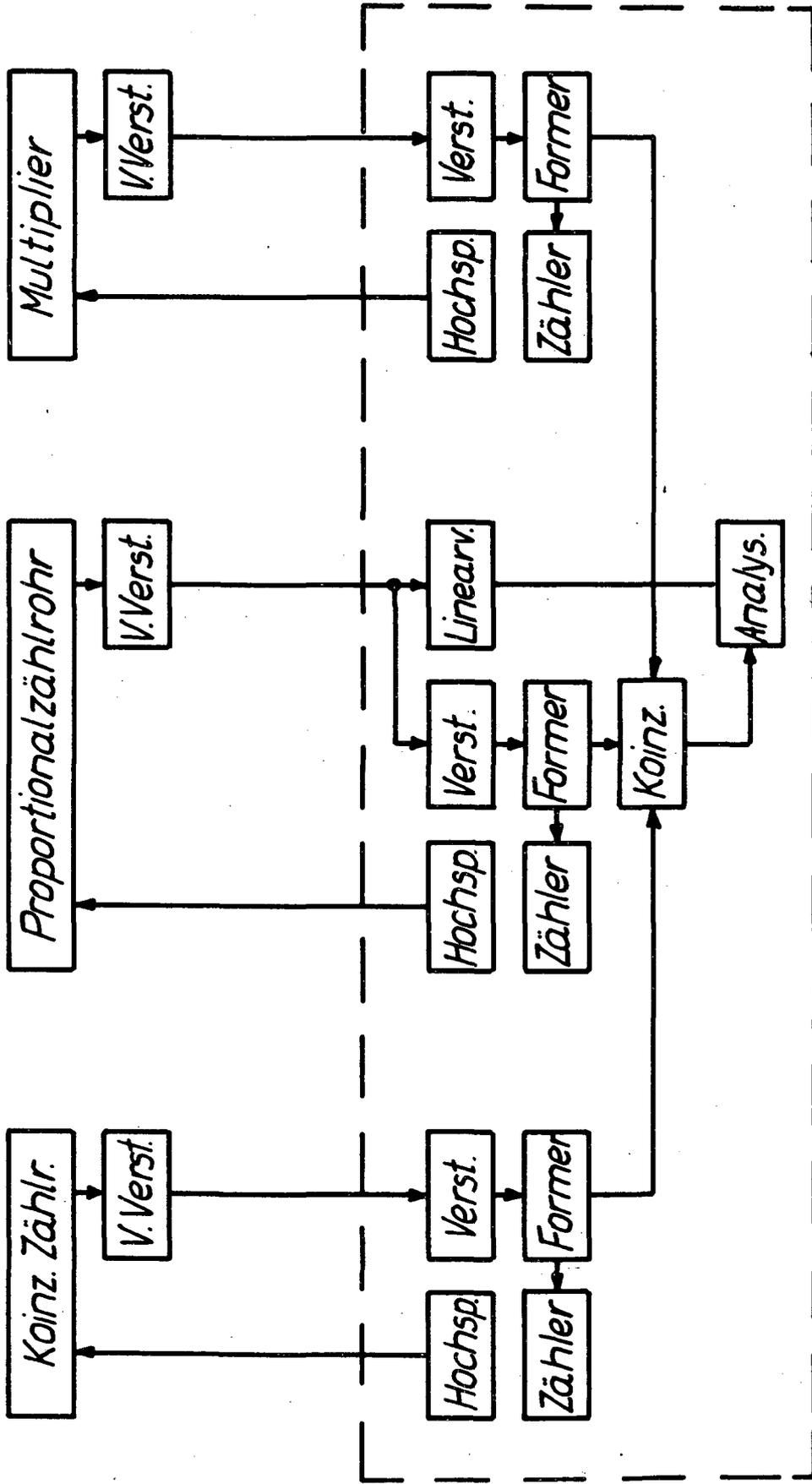


Abb. 3 Rückstoßprotonenspektrometer Blockschema d. Meßanordnung

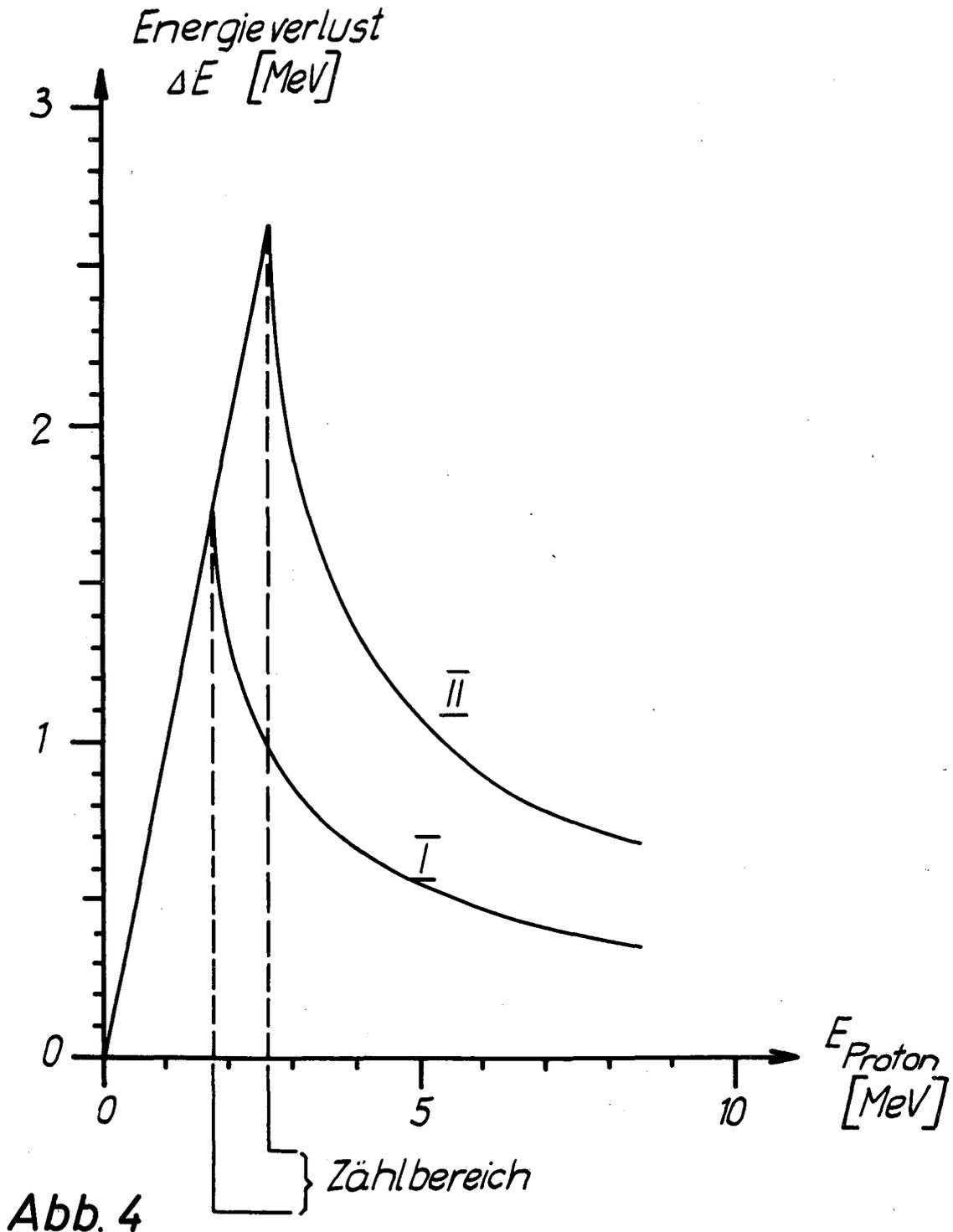


Abb. 4

Energieverlust ΔE von Protonen nach einer Flugstrecke von 58cm (I) und 58+55cm (II) in Argon bei 76 Torr in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p

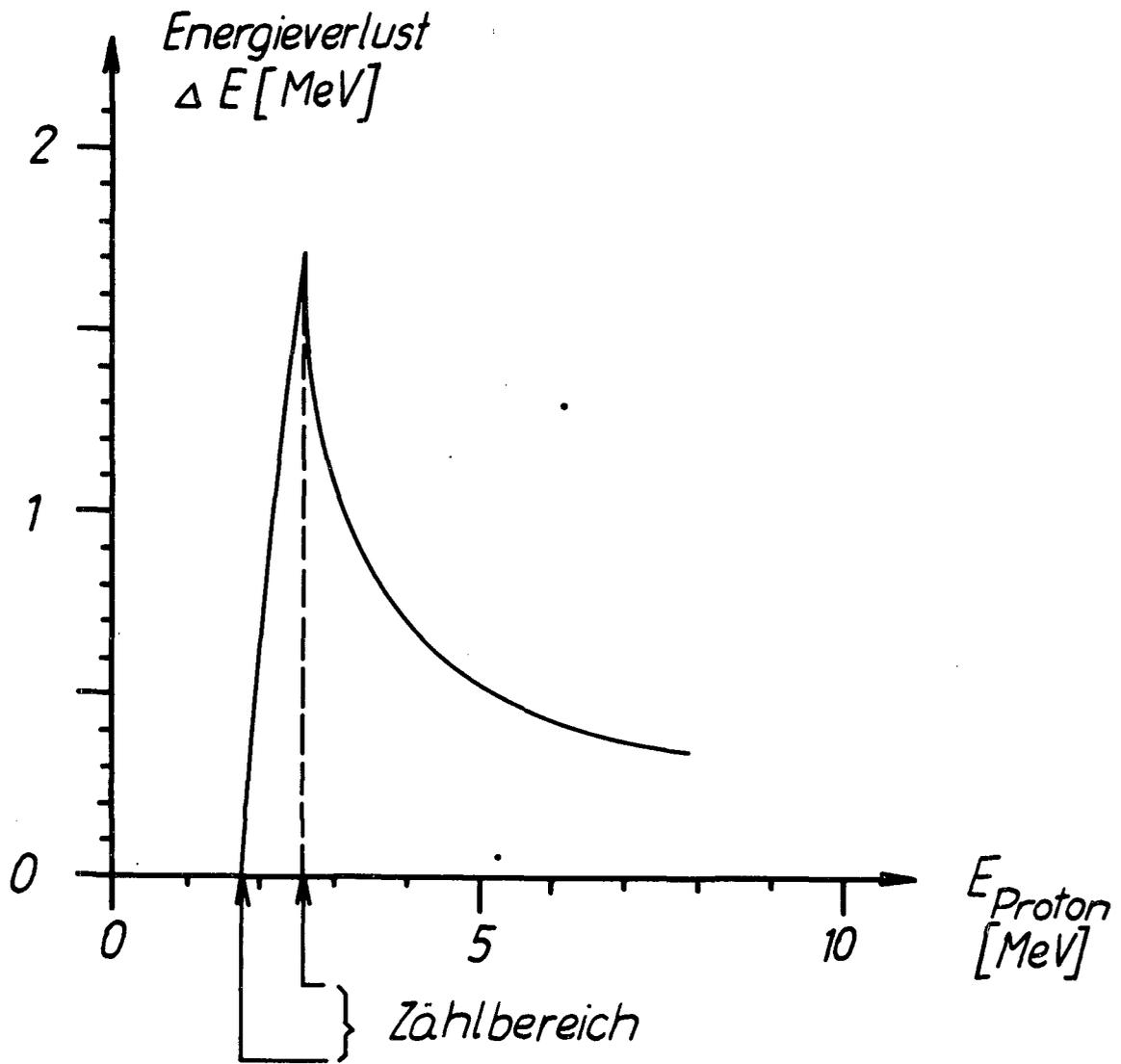


Abb. 5

Energieverlust ΔE von Protonen im Zählrohr bei 76 Torr Argonfüllung in Abhängigkeit von der Ausgangsprotonenenergie E_p

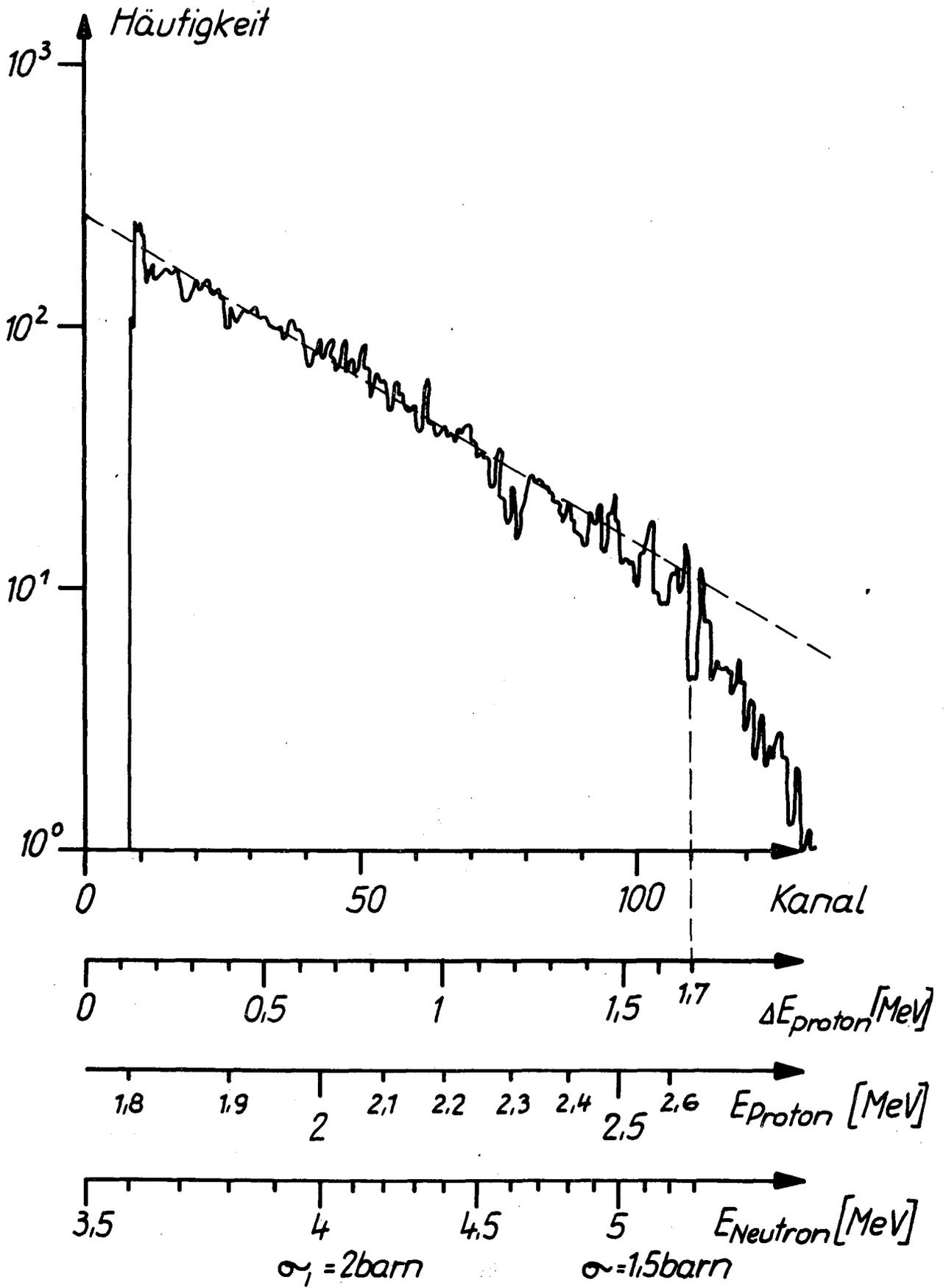


Abb. 6 Rückstoßprotonenspektrum
ausgelöst durch Reaktorneutronen

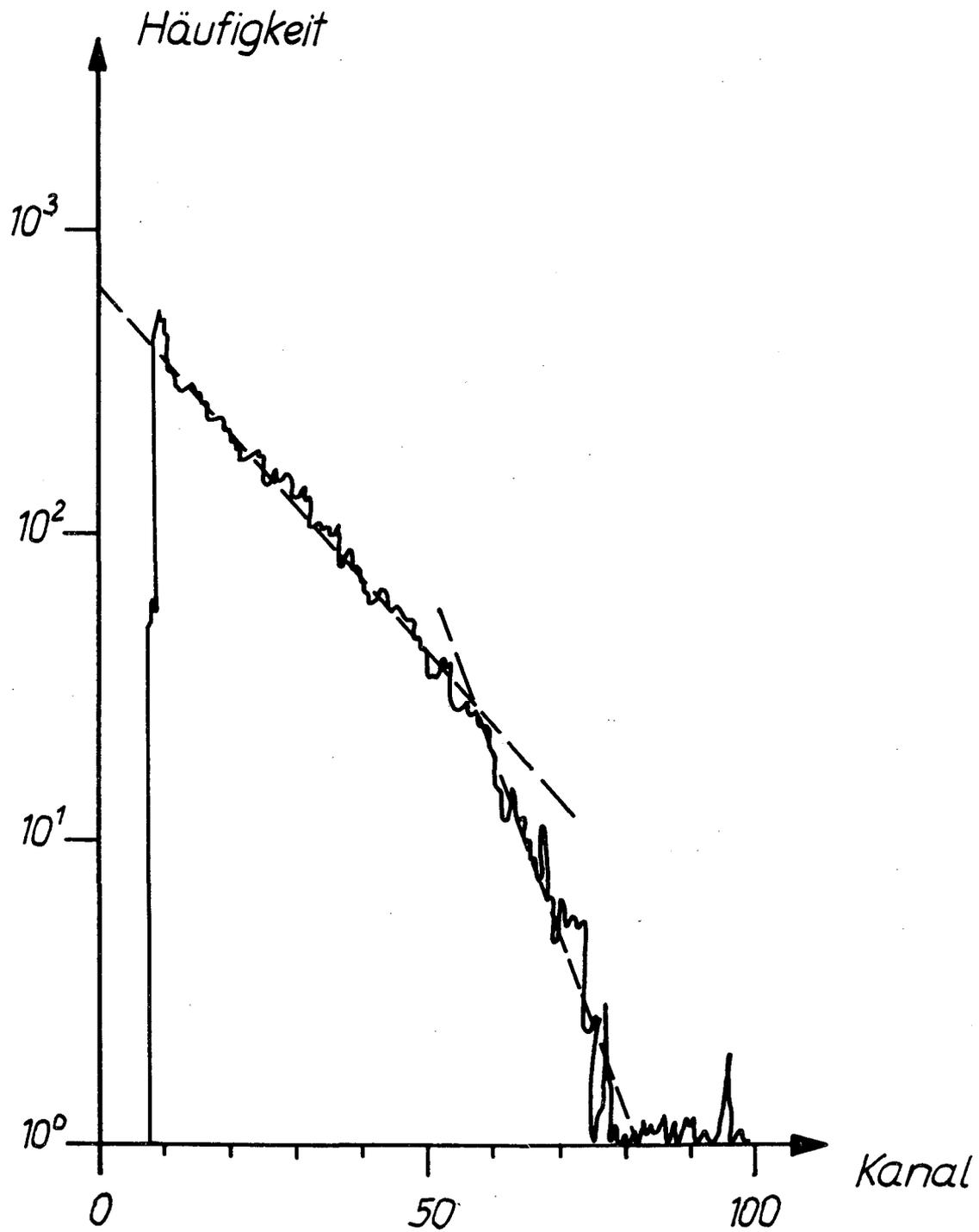
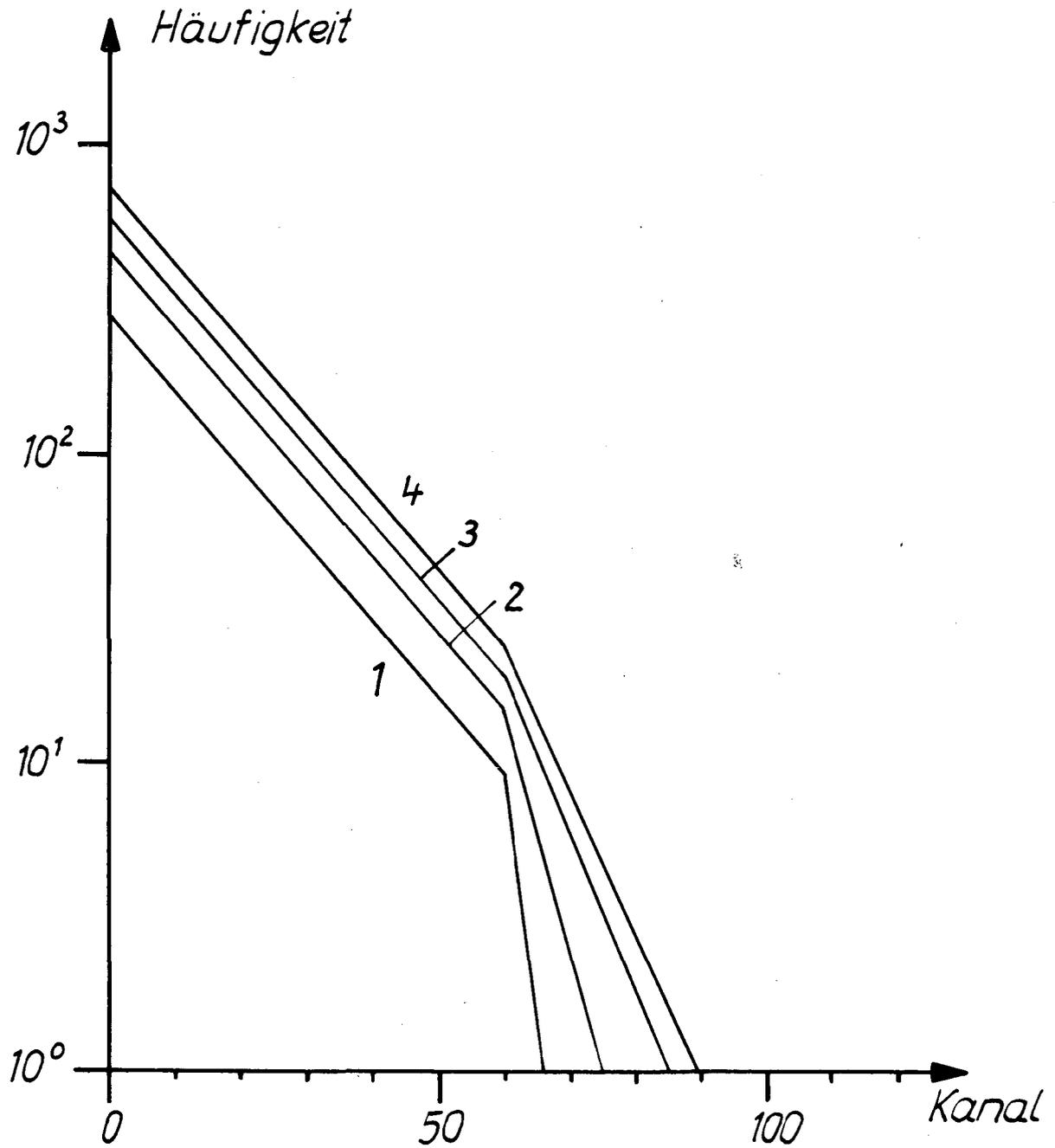


Abb. 7 Rückstoßprotonenspektrum
nach Passieren einer 5μ -Al-Folie



Kurve	Foliend. [μ]	ΔE (4 MeV) [MeV]
1	30	0,55
2	15	0,27
3	8	0,15
4	5	0,09

Abb. 8 Rückstoßprotonenspektren
nach Passieren verschiedener Al-Folien
Parameter : Foliendicke

Spektroskopie schneller Neutronen mit Rückstoßprotonenspektrometern

U. Schmidt-Rohr, G. Wagner und W. Zuckschwerdt

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

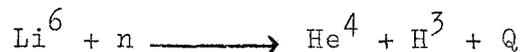
Die Eignung von Rückstoßprotonenspektrometern für die Spektroskopie schneller Neutronen wurde mit (d,n) Reaktionen am abgelenkten Zyklotronstrahl, einem 14 MeV Neutronengenerator und Po-Be-Quellen untersucht. Die Rückstoßprotonenspektrometer waren teils aus Methan-Proportionalzählrohren, teils aus CsJ- oder Plastiksintillationszählern zusammengesetzt. Das erzielte Energieauflösungsvermögen, der Energiebereich und die Nachweisempfindlichkeit werden diskutiert.

Spektrometrie schneller Neutronen mit Halbleitern

J. Moritz, Reaktorstation Geesthacht

Nach einer Arbeit von Love, Murray et al in Nuclear-Electronics Vol. 1, Vienna 1962, Seite 145, ist es möglich, mit Halbleiterdetektoren Neutronen im MeV-Bereich zu spektrometrieren.

Es wird dazu die Reaktion $\text{Li}^6 (n, \alpha) \text{H}^3$ ausgenutzt



$$Q = 4,78 \text{ MeV}$$

Zwischen zwei Halbleiterdetektoren, die sich mit ihren Zählflächen gegenüberstehen, befindet sich eine dünne Li^6 F-Schicht. Die Skizze zeigt eine solche sogenannte Sandwichanordnung.

In den beiden Detektoren, die bei möglichst kleinem Abstand voneinander einer 4π -Anordnung entsprechen, werden das α -Teilchen und das Triton spektrometriert. Die der Teilchenenergie entsprechenden Impulse werden summiert und nach entsprechender Verstärkung auf einen Impulshöhenanalysator gegeben, Die Impulshöhe liefert zusammen mit der bekannten Reaktionsenergie Q die Energie der Neutronen

$$E_n = E_\alpha + E_T - Q$$

Schnelle Neutronen lösen durch (n, α) - und (n, p) -Reaktionen im Silizium Impulse aus, die sich dem Impulsspektrum der $\text{Li}^6 (n, \alpha)$ -Reaktion überlagern. Die Abb. 1 zeigt ein Spektrum solcher Störimpulse, das mit einem Einzeldetektor und 5 MeV-Neutronen aufgenommen wurde. Diese Störimpulse werden mit Hilfe einer Koinzidenzanordnung, die bewirkt, daß ein Summenimpuls nur gezählt wird, wenn beide Detektoren gleichzeitig einen Impuls abgeben, weitgehend eliminiert. Damit ergibt sich für das Neutronenspektrometer eine elektronische Zählordnung, wie es die Abb. 2 als Blockschaltbild zeigt.

Trotz des guten Auflösungsvermögens der Halbleiterdetektoren ist für das Neutronenspektrometer ein weitaus schlechteres Auflösungsvermögen zu erwarten. Dieses wird nämlich hauptsächlich durch die Absorption innerhalb der LiF-Schicht bestimmt. Je nach dem Winkel, unter dem das α -Teilchen und das Triton die LiF-Schicht durchsetzen, geben sie verschieden viel Energie in dieser ab. Da alle Winkel möglich sind, kann, angefangen von einer Minimalenergie bis zur gesamten verfügbaren Energie, jeder Energiebetrag in der LiF-Schicht verloren gehen. Die Form des aufgenommenen Impulsspektrums wird durch diese Tatsache bestimmt.

Für ein gutes Auflösungsvermögen wäre eine möglichst dünne LiF-Schicht wünschenswert; auf der anderen Seite ist das Ansprechvermögen proportional zur Dicke der LiF-Schicht. Es wird danach notwendig sein, je nach den an das Spektrometer gestellten Anforderungen einen Kompromiß zu treffen.

Der Bau eines Neutronenspektrometers geht im einzelnen so vor sich: Auf die Zählfläche eines Halbleiterdetektors mit befriedigendem Auflösungsvermögen wird eine dünne Li⁶F-Schicht aufgedampft. Ein zweiter Detektor mit vergleichbarem Auflösungsvermögen und gleich großer Zählfläche wird anschließend mit einigen kleinen Leitsilbertropfen am Rande des Kristallplättchens auf den ersten gekittet, wobei zwischen den beiden Detektoren nur gerade eine so dicke Luftschicht verbleibt, wie notwendig ist, um mit einem 0,1 mm \emptyset Feingolddraht den Zählflächen der Detektoren die Arbeitsspannung zuzuführen.

Abb. 3 zeigt die Impulshöhenverteilung, die mit einem solchen Spektrometer und langsamen Neutronen gemessen wird, wenn nur die Impulse eines der beiden Detektoren ausgewertet werden. Das Spektrum zeigt zwei Linien entsprechend den α -Teilchen bei 1,9 MeV und den Tritons bei 2,7 MeV.

Abb. 4 zeigt das Summenspektrum für langsame Neutronen.

Bevor das Spektrometer zum Ausmessen eines unbekanntes Spektrums schneller Neutronen eingesetzt werden kann, muß es zunächst mit monoenergetischen Neutronen verschiedener Energien im MeV-Bereich geeicht werden.

Diese Eichmessungen wurden am Van-de-Graaff in Hamburg gemacht. Die Abb. 5 - 10 geben die Ergebnisse dieser Messungen wieder. Die Messungen zeigen eine gute Linearität der Zuordnung der Neutronenenergie zur Impulshöhe. Die durchgeführte Energieeichung ist für jedes Sandwich gültig, da durch Verwendung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers die Größe der gemessenen Impulse unabhängig von dem verwendeten Detektor und der jeweiligen Arbeitsspannung immer der im Detektor erzeugten Ladung entspricht.

Das Auflösungsvermögen des Spektrometers wird gegeben durch die Halbwertsbreite einer aufgenommenen Linie. Diese liegt zwischen 240 keV und 380 keV und ist bei den Messungen am Beschleuniger zum Teil durch eine ungünstige Geometrie bedingt, die wegen der geringen Neutronenintensitäten am Beschleuniger in Kauf genommen werden mußte.

Das tatsächliche Auflösungsvermögen des verwendeten Spektrometers ist am besten gegeben durch die kleinste gemessene Halbwertsbreite.

Berechnet man die zu erwartende Halbwertsbreite für langsame Neutronen unter einfachen Annahmen, so erhält man einen Wert von 225 keV für ein Spektrometer mit einer LiF-Schichtdicke von $0,6 \mu$. Es ist uns allerdings bislang nicht möglich, die Dicke der aufgedampften LiF-Schicht direkt zu bestimmen. Allein das gemessene Ansprechvermögen des Spektrometers läßt auf die Dicke der Schicht schließen.

Bei den Messungen am Beschleuniger wurde mit einem geeichten Long Counter die Quellstärke des Targets gemessen und mit diesen Werten das Ansprechvermögen des Spektrometers bestimmt. Die Messungen zeigen, daß die Abhängigkeit des Ansprechvermögens von der Neutronenenergie innerhalb der Meßgenauigkeit dem Verlauf des Wirkungsquerschnittes der $\text{Li}^6(n,\alpha)$ -Reaktion entspricht. Das absolute Ansprechvermögen liegt in der Größenordnung 10^{-6} und stimmt für das bei den Eichmessungen verwendete Spektrometer gut überein mit dem für eine LiF-Schichtdicke von rund $0,6 \mu$ zu erwartenden (Abb.11).

Erste Messungen mit dem Spektrometer und Reaktorneutronen wurden an einem Strahlrohr des FRG durchgeführt. Die hier angeführten Messungen sollen zunächst nur die Möglichkeiten aufzeigen, bei welchen Problemen die Halblei-

terneutronenspektrometer eingesetzt werden können. Grundvoraussetzung bei dem relativ geringen Ansprechvermögen ist immer eine genügend hohe Neutronenintensität.

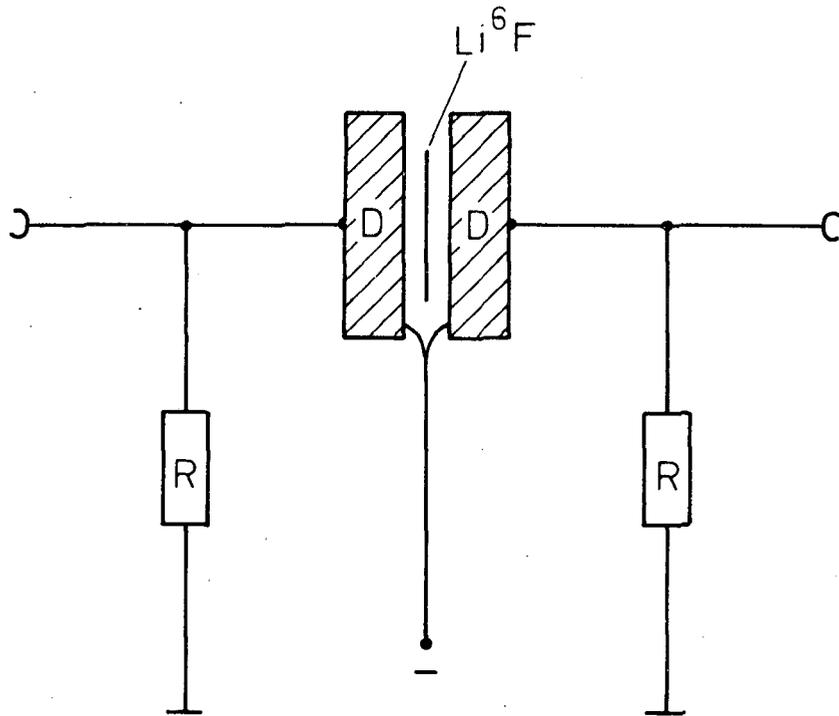
Abb. 12 zeigt das Energiespektrum des reinen Neutronenstrahls am Strahlrohr 2. Die Meßzeit betrug 25 Minuten.

Abb. 13 zeigt die Veränderung des Spektrums, die sich ergibt, wenn in den Strahl eine 1 cm dicke Polyäthylenplatte gestellt wird, die zu 5 % Bor enthält. Man sieht, daß bis zu Neutronenenergien von ungefähr 3 MeV ein beträchtlicher Teil der Neutronen aus dem Strahl entfernt wird.

Bei der Messung, die in der Abb. 13 wiedergegeben ist, wurde ein 3 cm dicker Graphitblock in den Strahl gestellt. Bei dieser Messung interessierte es uns, ob es möglich ist, aus einer einfachen Transmissionsmessung den groben Verlauf eines totalen Wirkungsquerschnittes zu ermitteln.

Die Abb. 14 zeigt den sich aus dieser Messung ergebenden totalen Wirkungsquerschnitt von Graphit zwischen 1,0 und 6,0 MeV. Zum Vergleich ist der in "Neutron Cross Sections" angegebene Verlauf von σ_T für C^6 ebenfalls eingezeichnet.

Die Durchführung der Arbeit, über die hier vorgetragen wurde, erfolgte im Rahmen eines mit der Euratom-Kommission abgeschlossenen Assoziierungsvertrages.



Skizze der Sandwichanordnung
zu Seite 1

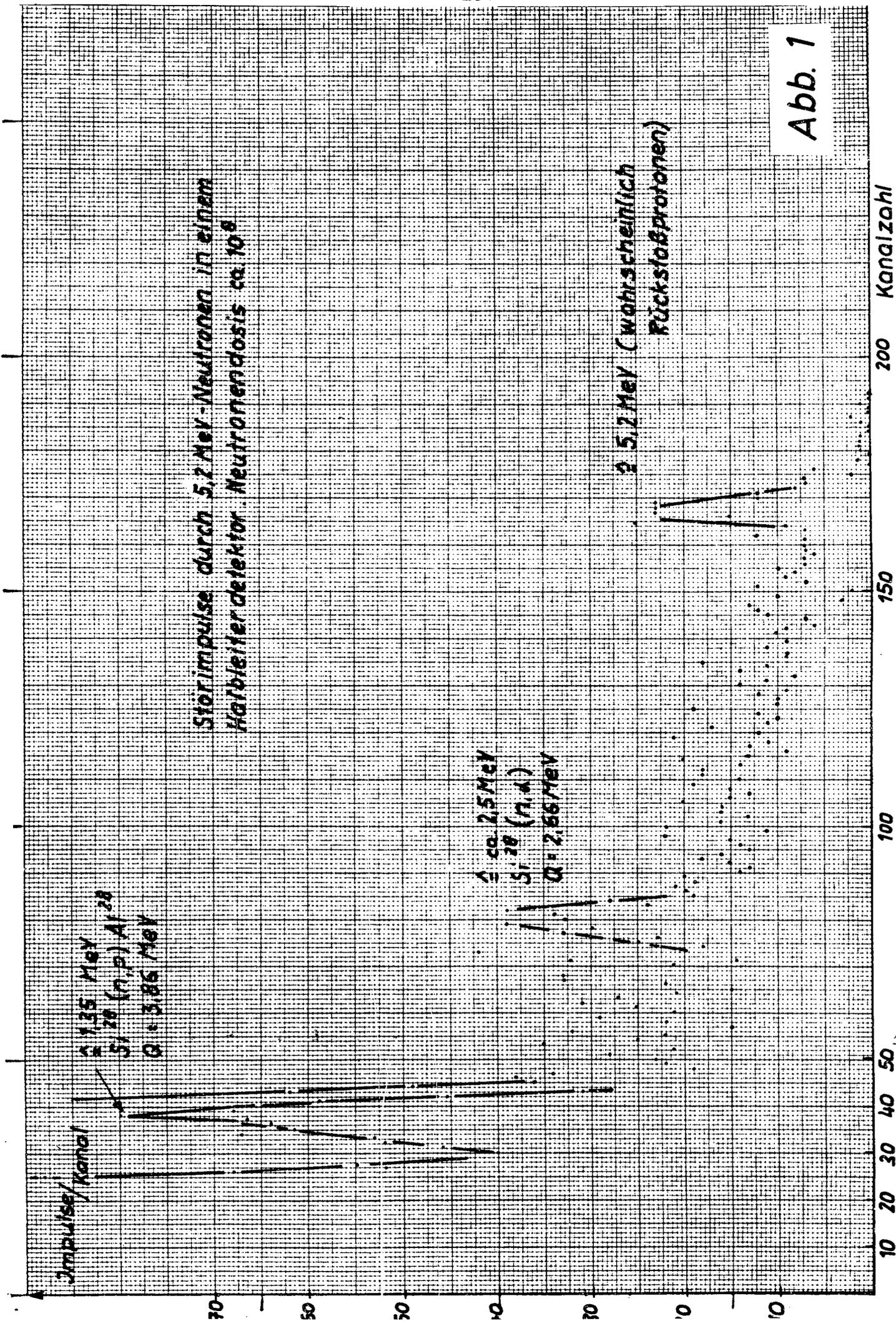


Abb. 1

Blockschaltbild

Rg. Nr:	
Auftr. Nr:	
Datum:	Blattzahl:
Name: <i>Böhmer</i>	Blatt Nr:

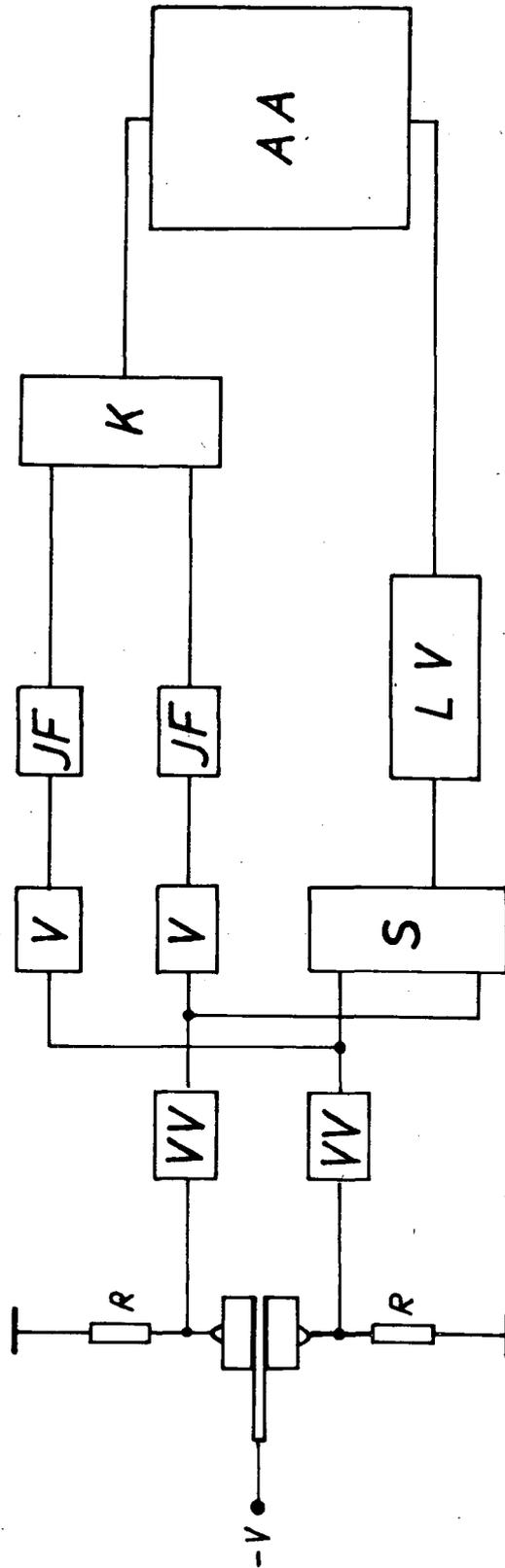


Abb. 2

α -Teilchen und Triton aus
der Reaktion $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ mit
langsamen Neutronen

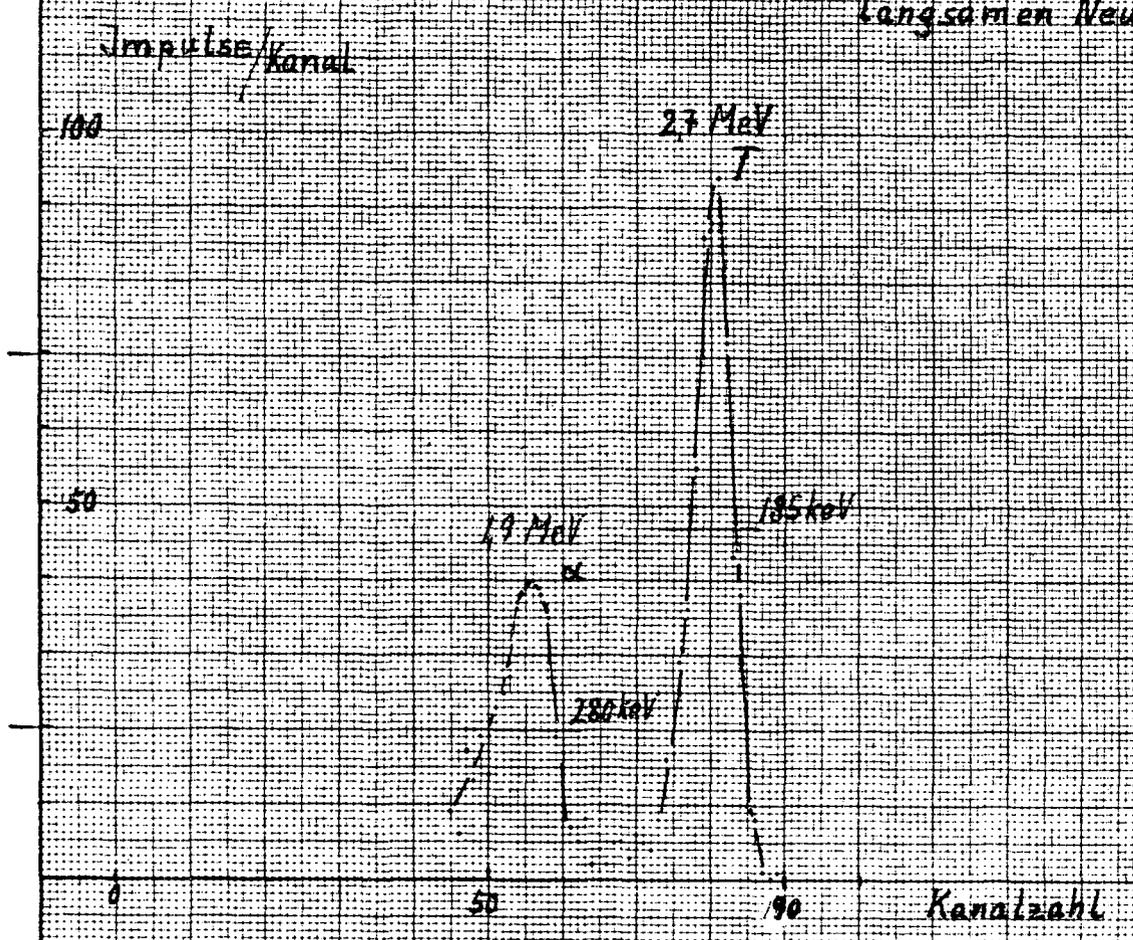
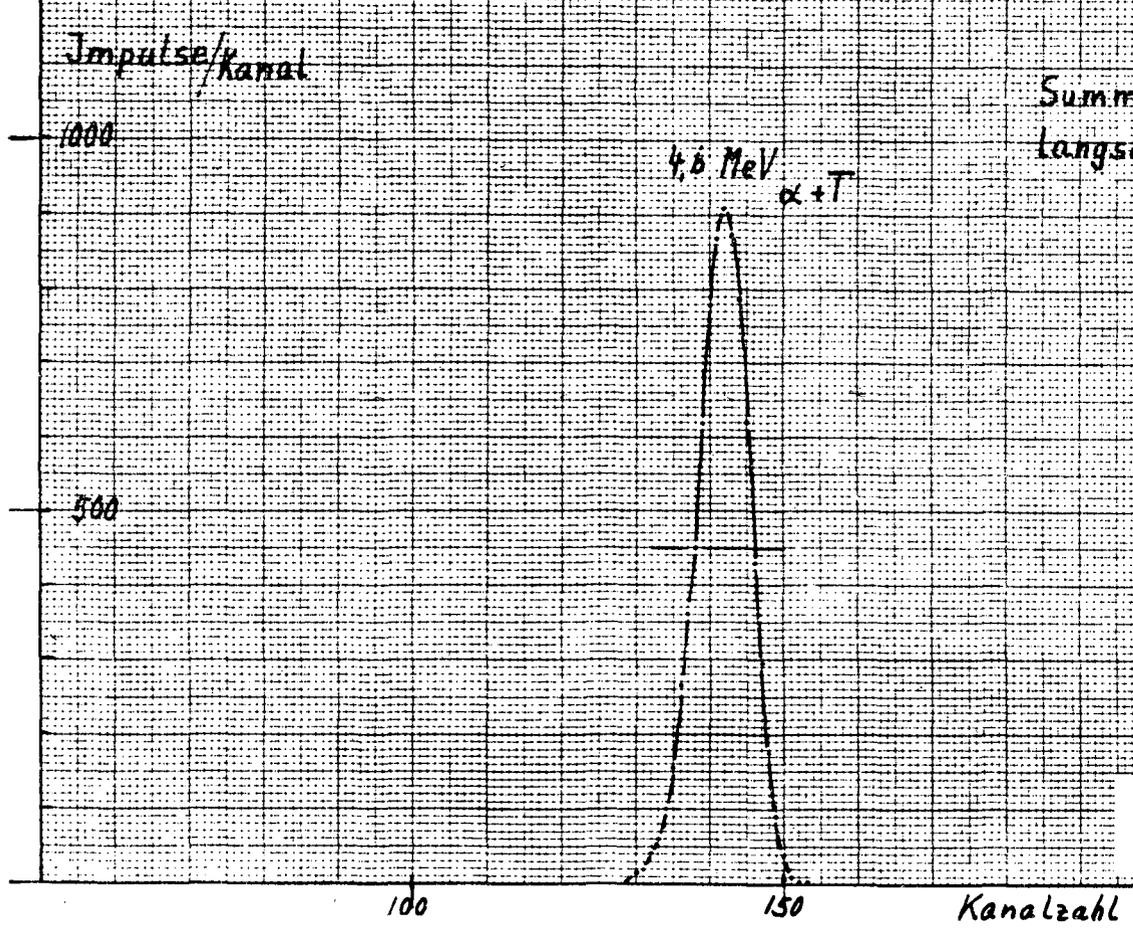


Abb. 3



Summenpeak für
langsame Neutronen

Abb. 4

Langsame Neutronen
aus Po-Be-Quelle

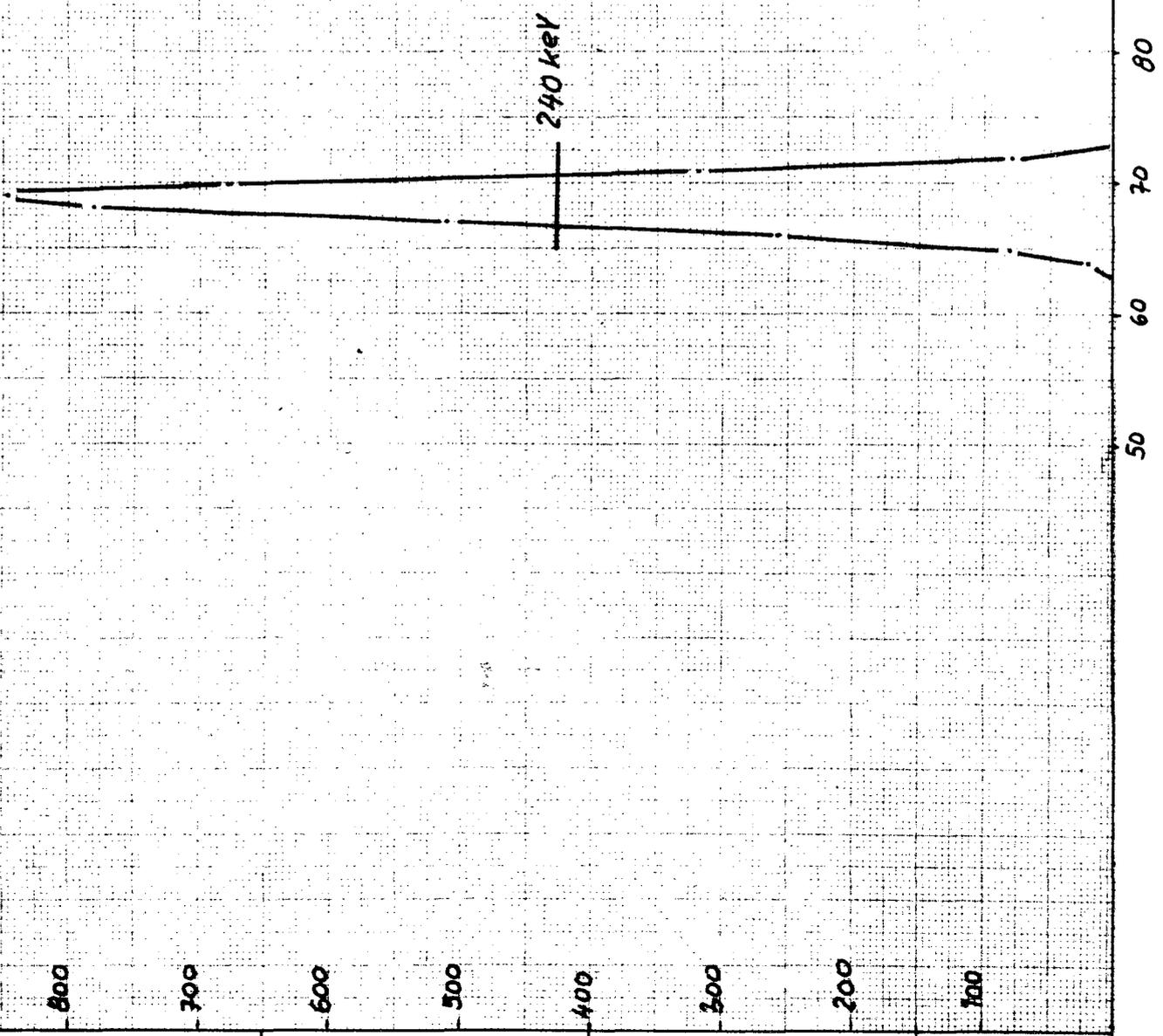
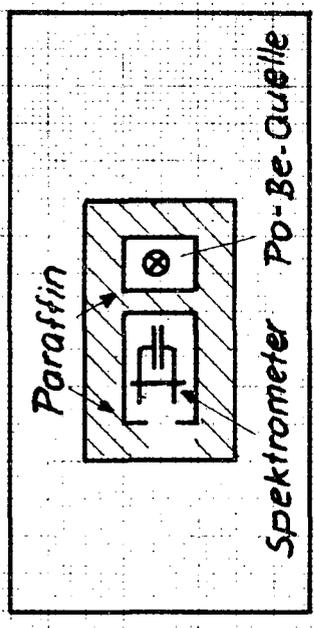
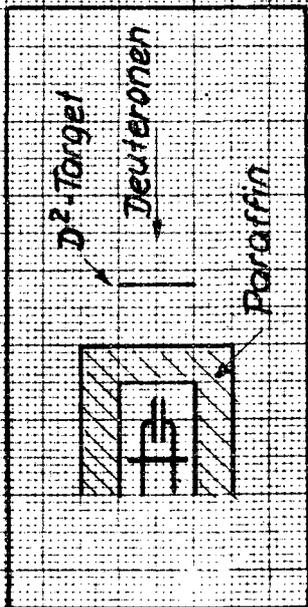


Abb. 5

Impulse/Kanal



Langsame Neutronen
vom Van-der-Graaff

290 KeV

Kanalzahl

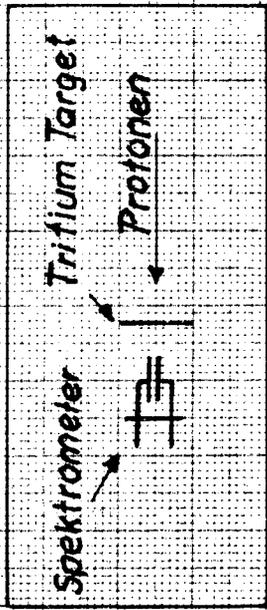
Abb. 6

30
20
10
0

50 60 70 80 90

Abb. 7

Impulse/kanal



10 MeV Neutronen

320keV

Kanalzahl

125

100

75

50

150

100

50

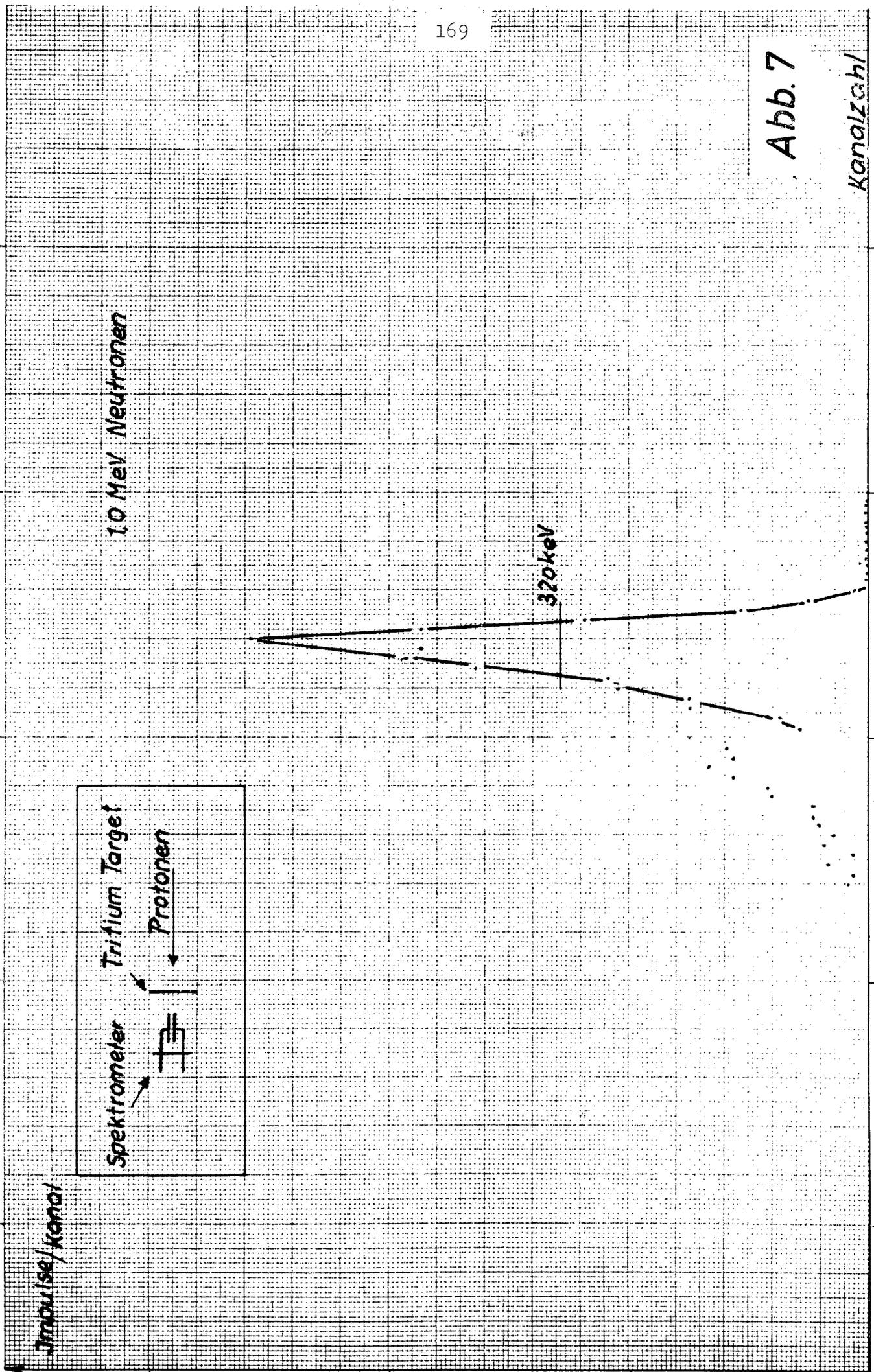
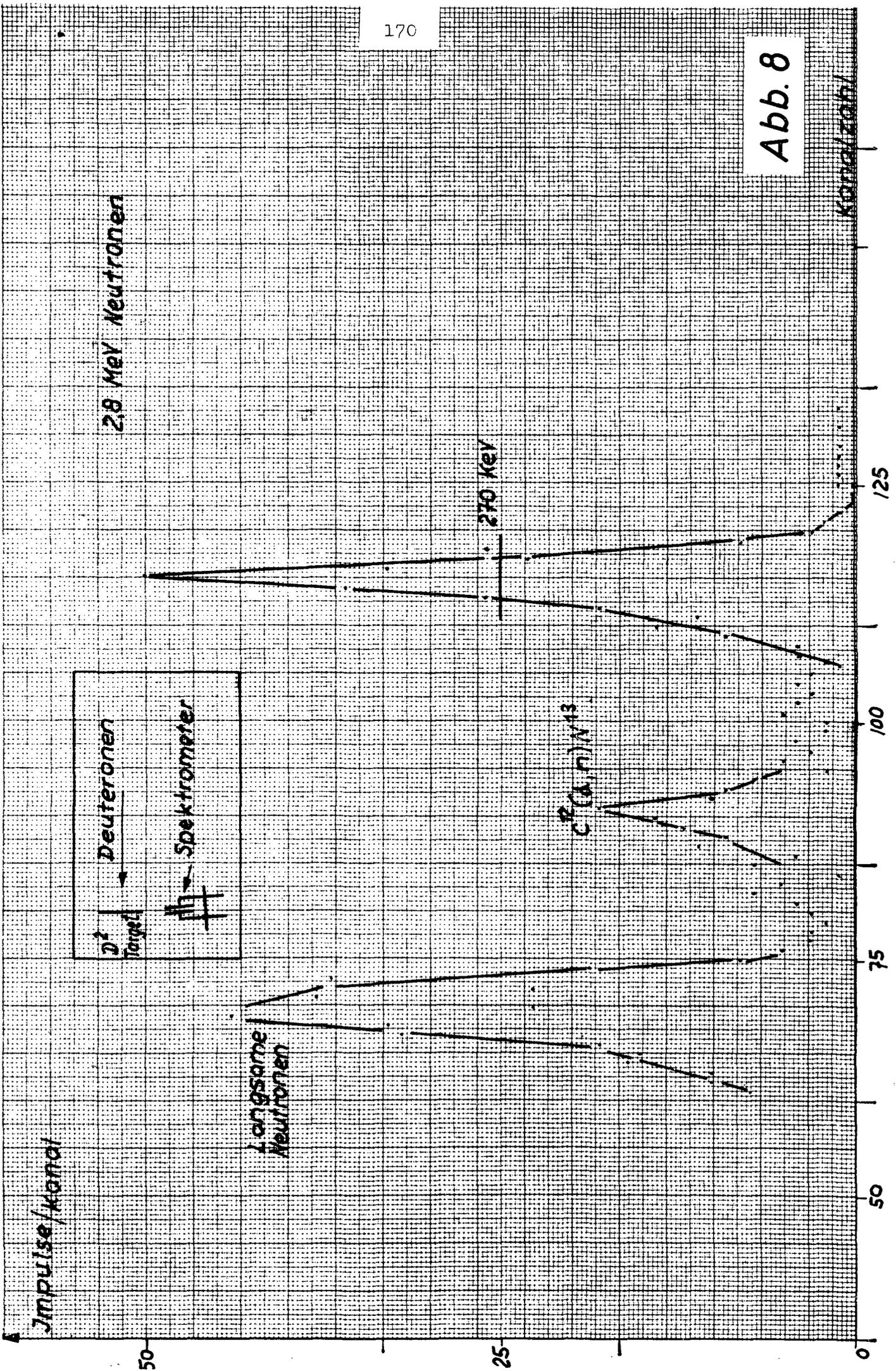


Abb. 8



Impulse/kond

D^2 Target

Spektrometer

Langsame Neutronen

270 KeV

$C^{12}(d,n)N^{13}$

2,8 MeV Neutronen

Kond/zahl

50

25

0

50

75

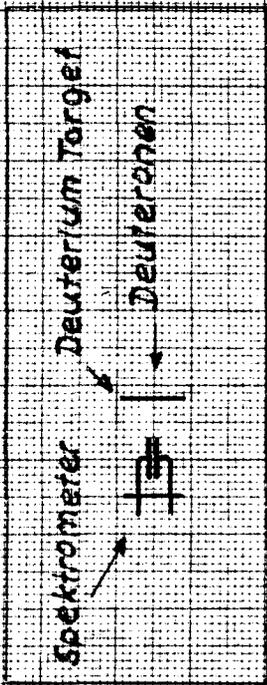
100

125

Impulse/Kanal

100

50



5.2 MeV Neutronen

Langsame Neutronen

300 KeV

$C^{12}(d,n)N^{14}$

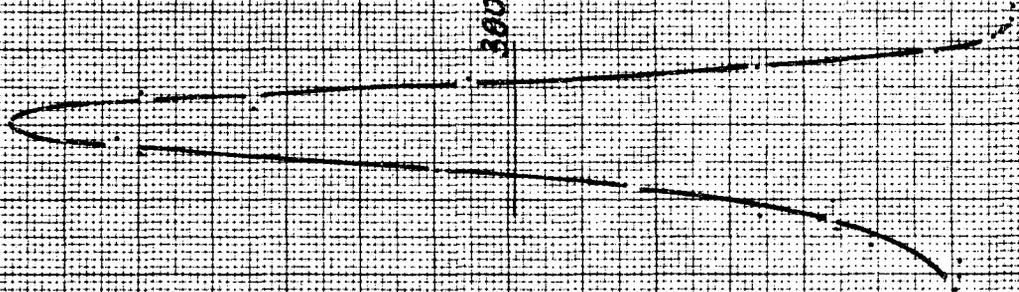


Abb. 9

Kanal

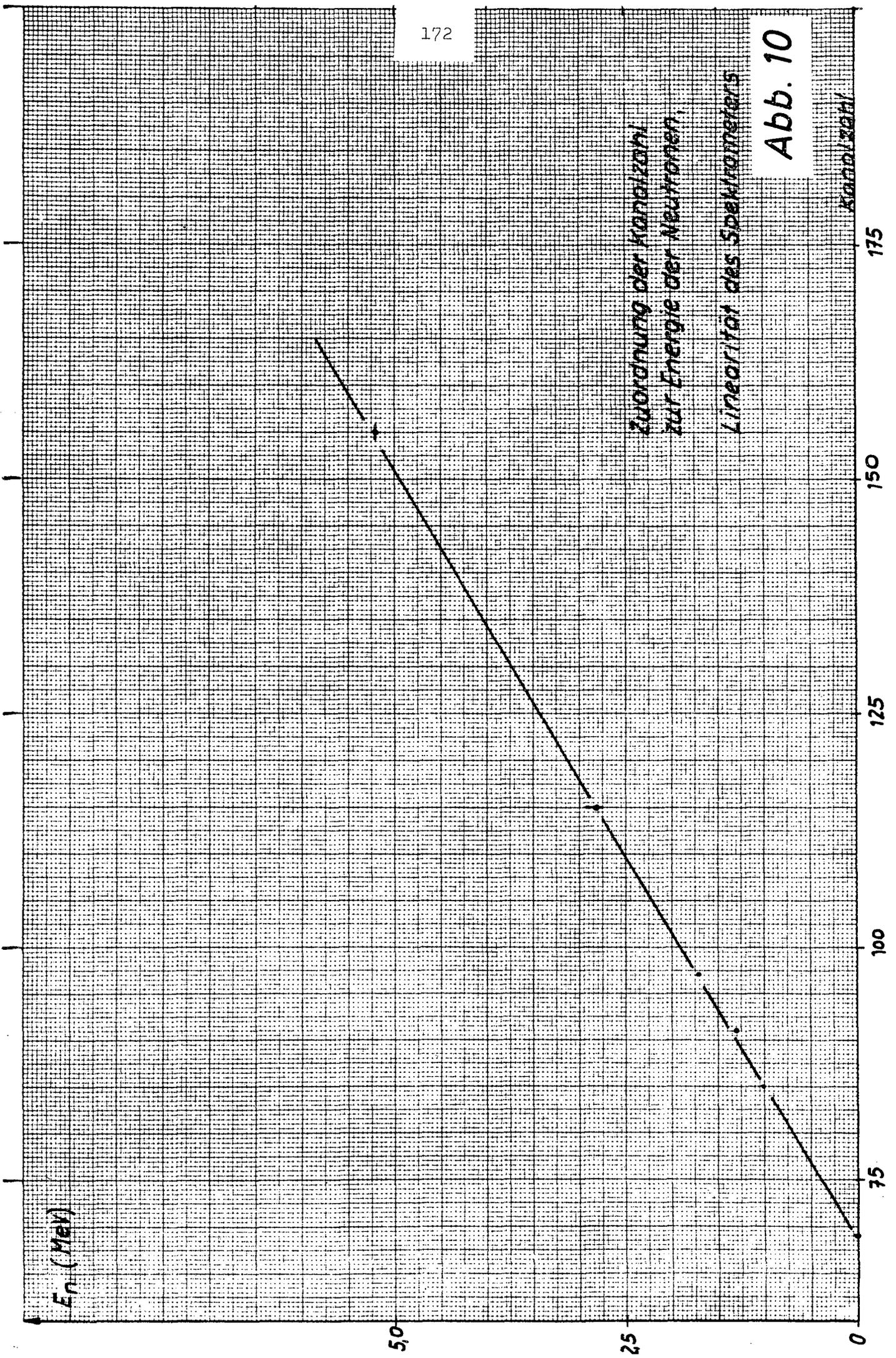
75

100

125

150

175

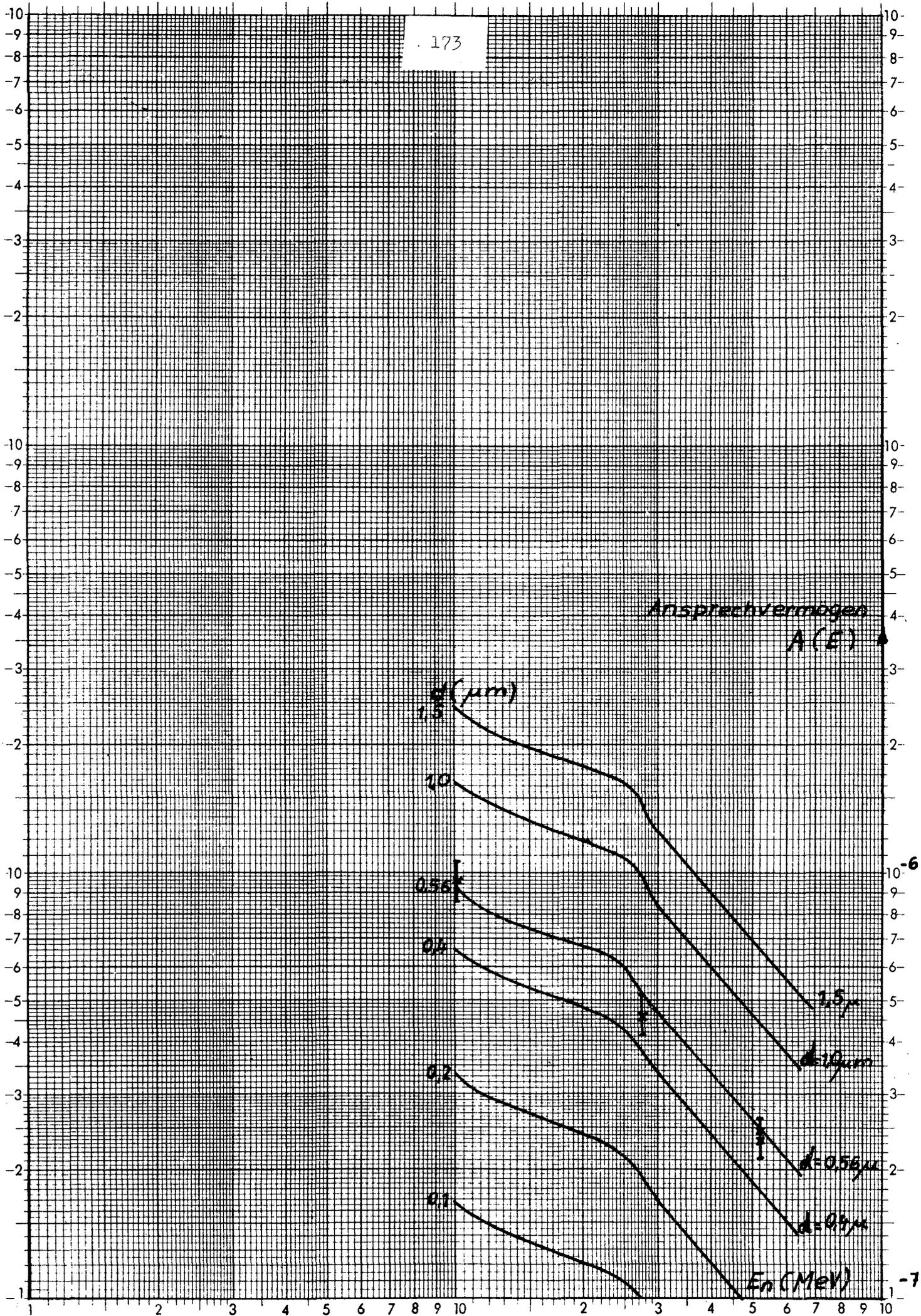


Zuordnung der Kanalzähl
zur Energie der Neutronen.

Linearität des Spektrometers

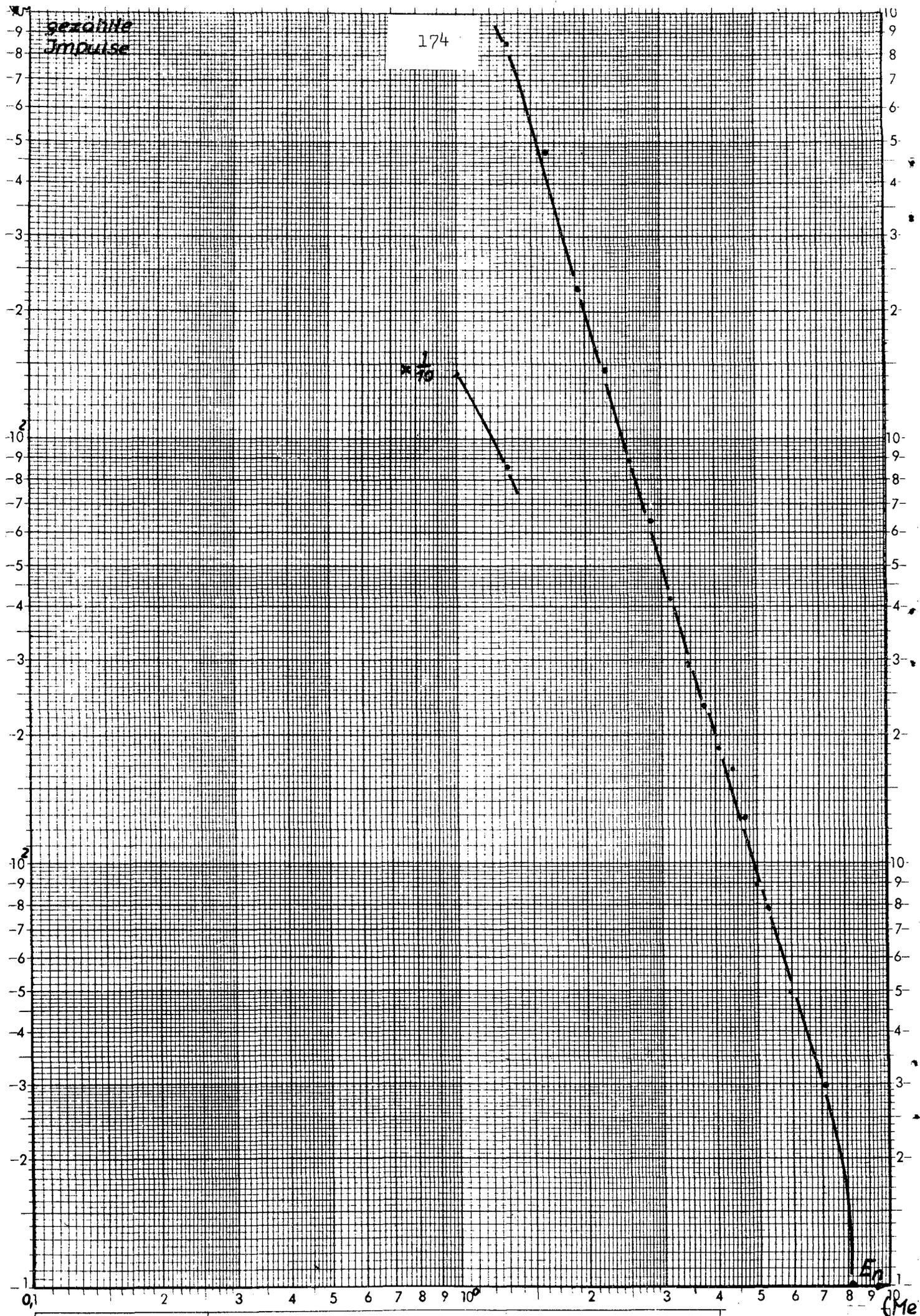
Abb. 10

173



Ansprechvermögen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie für verschiedene Werte d der Dicke der LiF-Schicht.

Abb. 11



Spektrum der schnellen Neutronen

Abb. 12

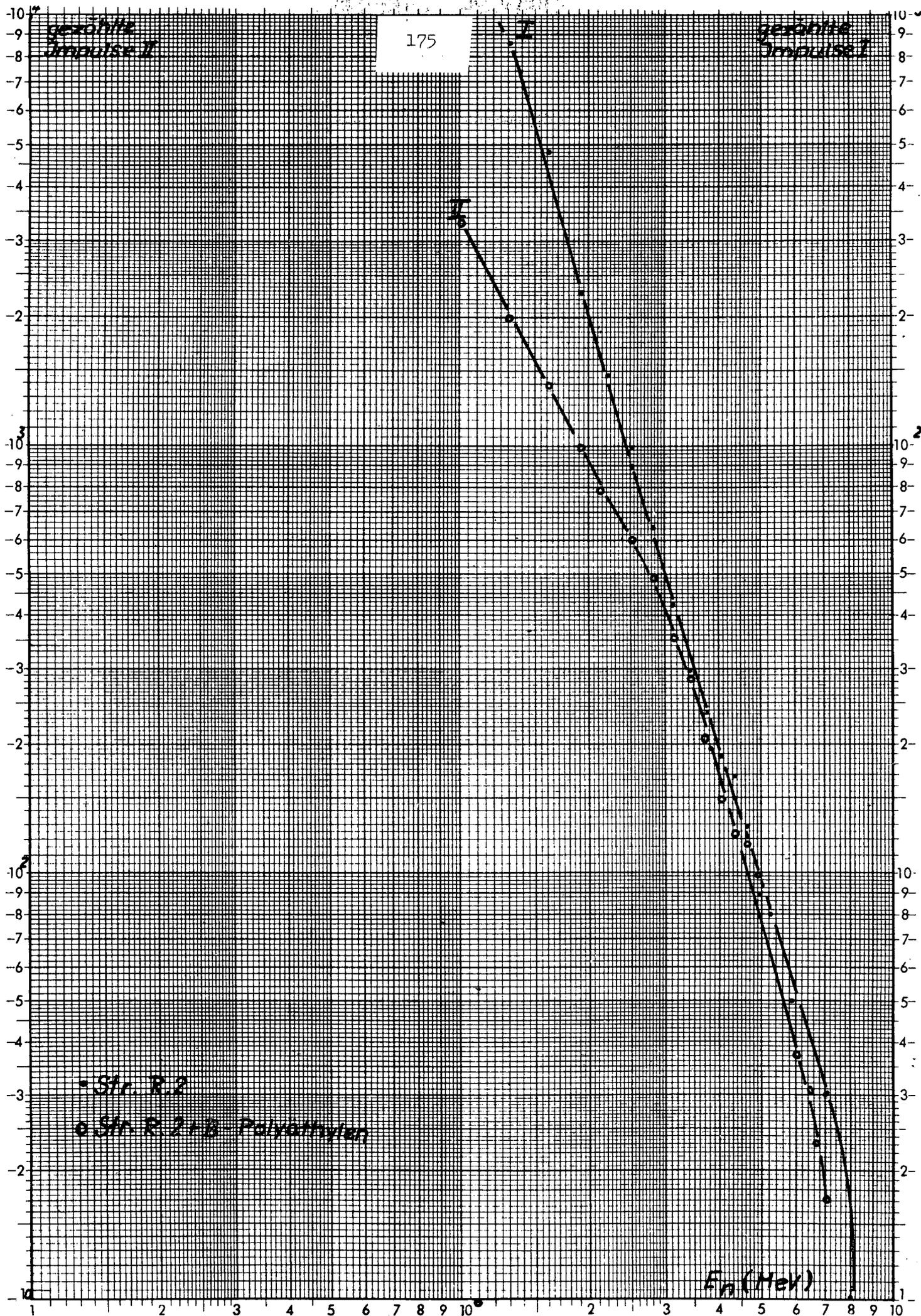


Abb. 13

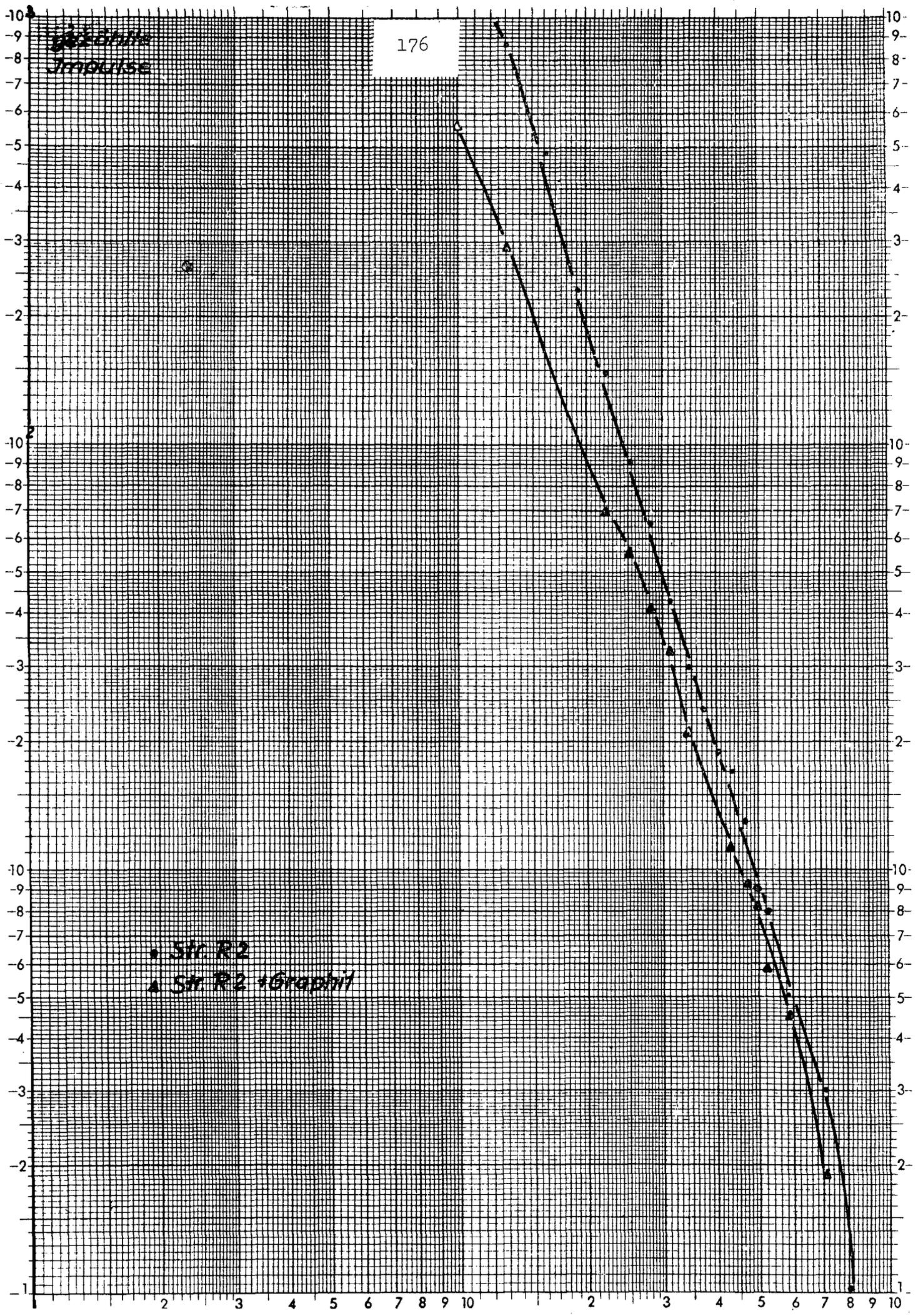


Abb. 14

—•—•— Gemessener Wirkungsquerschnitt für Graphit x
— σ_T für C^{12} aus Neutronen Cross Sections

σ_T (barn)

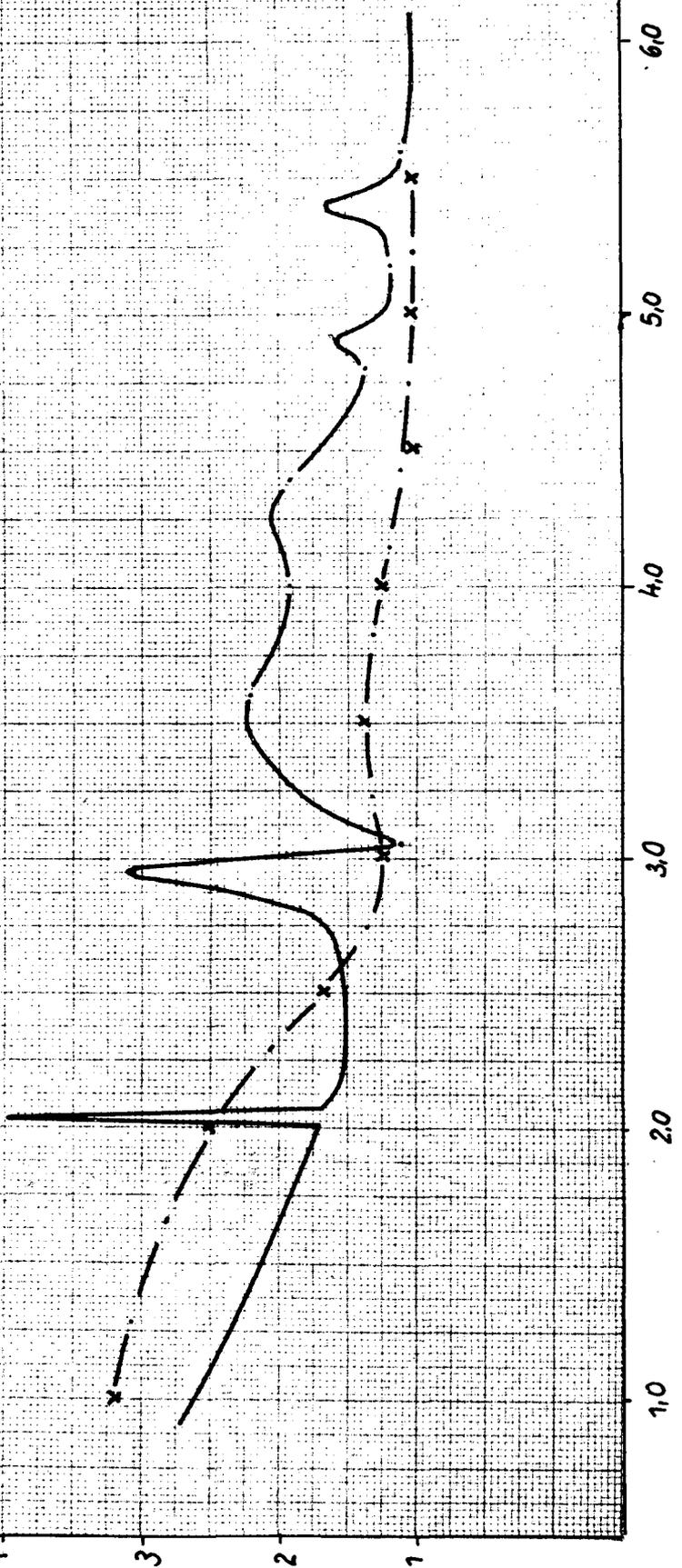


Abb. 15

E_D (MeV)

Schwellwertdetektoren zur Ausmessung schneller Neutronenflüsse

L. Greim, Reaktorstation Geesthacht

Die nur für schnelle Neutronen empfindlichen Schwellwertdetektoren werden als Aktivierungssonden verwendet. Es handelt sich dabei um Kernreaktionen vom Typ (n,p), (n, α) usw., die auf radioaktive Nuklide führen. Die induzierte Aktivität ist ein Maß für die Neutronenstrahlung der die Sonde ausgesetzt war.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ für die Schwellwertreaktion ist erst ab einer bestimmten Energieschwelle der Neutronenenergie von Null verschieden und erreicht zu höheren Neutronenenergien hin näherungsweise einen Sättigungswert.

Die induzierte Aktivität A in einem differentiellen Neutronenfluß $\phi(E)$ ist:

$$A = \text{const.} \int \sigma(E) \phi(E) dE$$

Um den Neutronenfluß aus der Aktivierung zu bestimmen, müssen Annahmen über das Neutronenspektrum gemacht werden.

So sind z.B. für viele Schwellwertdetektoren die gemittelten Wirkungsquerschnitte $\bar{\sigma}_f$ über das Spaltspektrum gemessen worden und es gilt

$$A = \text{const.} \bar{\sigma}_f \int \phi_f(E) dE \quad (1)$$

Da der Wirkungsquerschnitt näherungsweise einen Sättigungswert erreicht und unter einer Energieschwelle E_s gleich 0 ist, ist eine weitere Mitteilung über das Spaltspektrum üblich:

$$A = \text{const.} \sigma_{\text{eff}} \int_{E_{\text{eff}}}^{\infty} \phi_f(E) dE \quad (2)(3)$$

Dabei ist $\int_{E_{\text{eff}}}^{\infty} \phi_f(E) dE$ der integrale schnelle Fluß über einer effektiven Energieschwelle E_{eff} . Das Wertepaar $\sigma_{\text{eff}}, E_{\text{eff}}$ wird dabei so gewählt, daß bei kleineren Abweichungen vom Spaltspektrum die Angabe des integralen schnellen Flusses richtig bleibt.

Weiterhin kann man aus der relativen Aktivierung eines Satzes von Schwellwertdetektoren mit verschiedenen Energieschwellen im gleichen Fluß den Verlauf des Neutronenspektrums ermitteln. Es gibt dafür verschiedene Verfahren, auf die nicht eingegangen werden soll.

An der Reaktorstation Geesthacht verwenden wir Schwellwertdetektoren hauptsächlich zur Flußmessung in Abschirmversuchen. Die Tabelle gibt eine Übersicht. Die Zahlenangaben stammen aus einer Zusammensetzung von R.

Beauege:

Sections Efficaces pour les Détecteurs de Neutrons par Activation, recommander par le Groupe de Dosimétrie d'Euratom (1963).

Die Sonden haben einen Durchmesser von 10 mm. Von den Metallen benutzen wir Folien von 0,1 - 0,2 mm Dicke. Aus Schwefelpulver wurden Tabletten von ca. 1 mm Dicke gepreßt. Als Phosphorsonde verwenden wir mit gutem Erfolg Calciummetaphosphatglas von 1 mm Dicke. Sonden dieser Größe lassen sich leicht ohne merkliche Störung an einer Anordnung anbringen.

Routinemäßig wird die Aktivität mit einem Methandurchflußzählrohr mit Endfenster (ca. 1 mg/cm² Flächengewicht) gemessen.

Um Aktivierung durch thermische Neutronen zu unterdrücken, werden die Sonden in Cd-Umhüllung bestrahlt.

Zur Untersuchung von Störaktivitäten wurden Abklingkurven und γ -Spektren aufgenommen. Es zeigte sich, daß die Störaktivitäten bei den verwendeten Sonden klein (<1 %) bleiben, wenn man in einem bestimmten Zeitraum nach Bestrahlungsende mißt.

Zur Messung der Sondenaktivität wurden die Meßplätze mit absolut bestimmten Sonden geeicht.

Die Aktivität des Na²⁴ der Aluminiumsonden wurde mit der β - γ -Koinzidenz-methode bestimmt. Die Co⁵⁸-Aktivität in Nickelsonden wurde mittels einer Koinzidenzmethode aus dem γ -Spektrum gewonnen. Die Photopeaks der β^+ -Ver-nichtungsstrahlung und der in Kaskade folgenden 0,81 MeV γ -Quanten stel-

len dabei die Einzelkanäle dar und der Summenpeak den Koinzidenzkanal. Mit Schwefeltabletten verschiedener Dicke wurde eine modifizierte β -Selbstabsorptionskurve aufgenommen. Da die β -Selbstabsorptionskurve für Aluminiumsonden, die ebenfalls ermittelt wurde, identisch mit der der Schwefelsonden ist, konnte die P^{32} -Messung an die Na^{24} -Messung angeschlossen werden. Die maximale β -Energie des Si^{31} (1,48 MeV) in Phosphorsonden liegt zwischen der von Na^{24} (1,39 MeV) und P^{32} (1,71 MeV), so daß man dieselbe β -Absorptionskurve annehmen und somit auch deren Aktivität angeben kann.

Die bei den Messungen in Abschirmanordnungen in Abhängigkeit vom Abstand vom Reaktor ermittelten Sättigungsaktivitäten der einzelnen Detektoren sind proportional zum effektiven Neutronenfluß, solange man keine zu große Veränderung des Neutronenspektrums annehmen muß.

Die Durchführung der Arbeit, über die hier vorgetragen wurde, erfolgte im Rahmen eines mit der Euratom-Kommission abgeschlossenen Assoziierungsvertrages.

- (1) R. Rochlin Nucl. Vol. No.1 (1951)
- (2) D.I. Hughes "Pile Neutron Research"
- (3) Grundl, Usner Nucl. Sci. Eng. 8, 589 (1960)

Tabelle: Schwellwertdetektoren

Detektor	Reaktion	$T_{1/2}$	$E_{schwelle}$ MeV	$\bar{\sigma}_{sp}$ mb	E_{eff} MeV	σ_{eff} mb
Al^{27}	$^{27}Al(n,p)^{27}Mg$	9,5 min	1,9	3,5	4,67	55,7
	$^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$	15,0 h	3,27	0,61	749	75
Ni^{58}	$^{58}Ni(n,p)^{58}Co$	71,3 d	-0,64	100	2,79	493
S^{32}	$^{32}S(n,p)^{32}P$	14,3 d	1,0	66	2,68	265
P^{31}	$^{31}P(n,p)^{31}Si$	2,6 h	0,7	30	2,70	120