

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

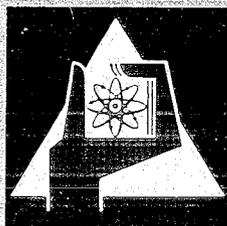
November 1969

KFK 1114

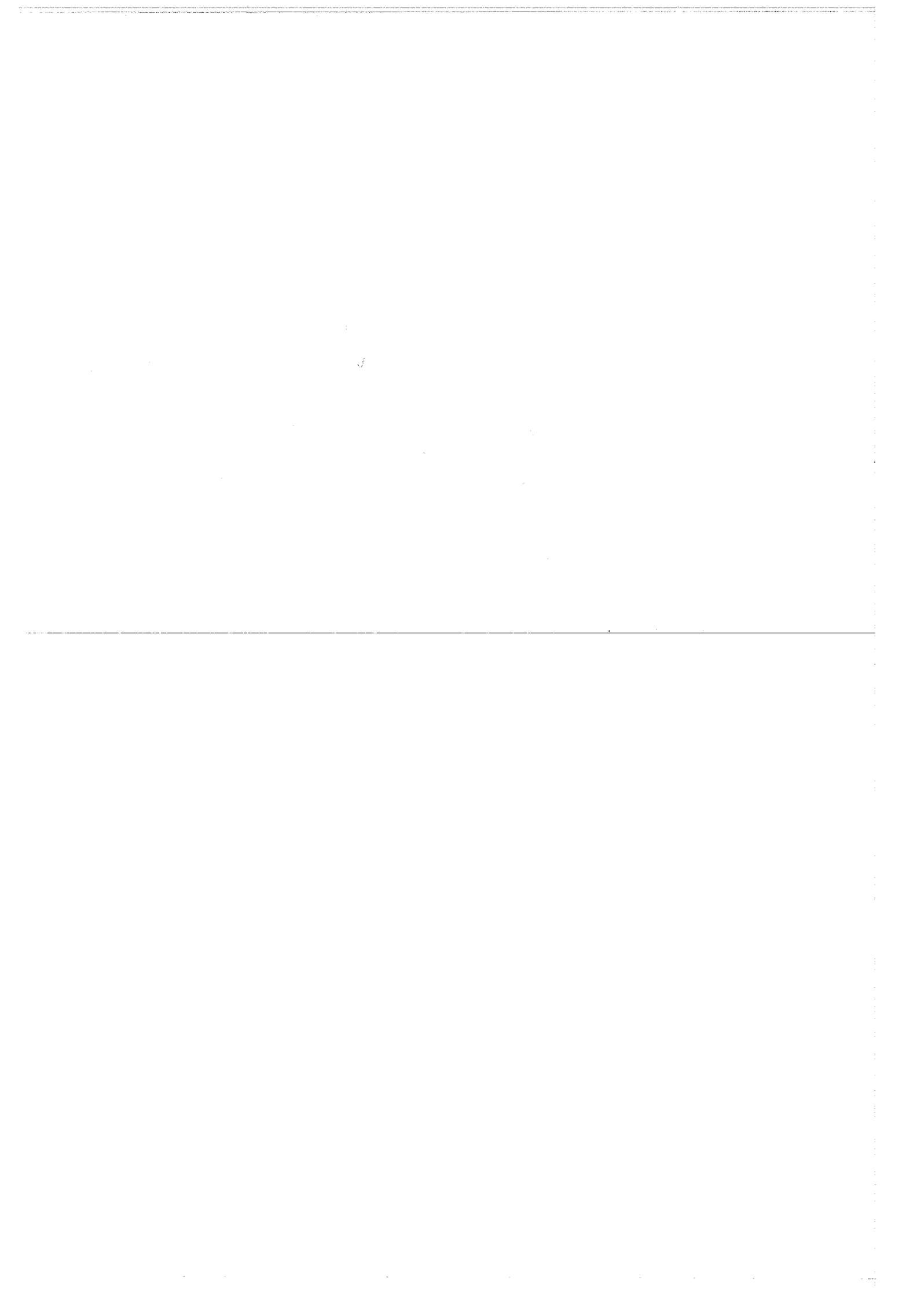
Institut für Angewandte Kernphysik

Messung und Berechnung von Stärkefunktionswerten für
Kerne im Bereich der 3 s-Resonanz

K-N. Müller, G. Rohr



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE



Kernforschungszentrum Karlsruhe

November 1969

KFK 1114

Institut für Angewandte Kernphysik

Messung und Berechnung von Stärkefunktionswerten für
Kerne im Bereich der $3s$ -Resonanz

K-N. Müller und G. Rohr

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Zusammenfassung

Der totale Wirkungsquerschnitt für Neutronen wurde für die Isotope ^{49}Ti und ^{53}Cr im Energiebereich von 17-250 keV am Karlsruher Van-de-Graaff-Laufzeitspektrometer gemessen und zur Bestimmung von Resonanzparametern mit einer R-Matrix-Multiniveauformel analysiert. Als spin-unabhängiger Wert der Stärkefunktion wurde 3.2 ± 0.7 für ^{49}Ti und 4.1 ± 0.9 für ^{53}Cr ermittelt. Die Analyse des Wirkungsquerschnittes oberhalb von 120 keV spricht für eine spinabhängige Stärkefunktion von ^{53}Cr .

Zur Untersuchung der Fluktuationen experimenteller Stärkefunktionswerte um den durch das optische Modell beschriebenen mittleren Verlauf wurden Stärkefunktionen für 20 Kerne im Gebiet der 3 s-Resonanz berechnet. Die Berechnungen beruhen auf einem halb empirischen Ansatz, und erklären die Fluktuationen als Variationen der Dichte der Doorway-Zustände im Gebiet der Bindungsenergie. Die Dichte dieser Zustände wurde in einem Schalenmodell mit Berücksichtigung von Paarkorrelationen nach der Supraleitungstheorie des Kernes errechnet.

Abstract

Total neutron cross sections of the isotopes ^{49}Ti and ^{53}Cr were measured in the energy range of 17-250 keV at the Karlsruhe Van-de-Graaff accelerator, and analyzed with an R-matrix multi-level formula to obtain the resonance parameters. A spin-independent strength function value of 3.2 ± 0.7 was obtained for ^{49}Ti and 4.1 ± 0.9 for ^{53}Cr . The analysis of the cross section above 120 keV indicates a spin dependence of the ^{53}Cr strength function.

To investigate the fluctuations of experimental strength function values around the average curve described by the optical model, strength functions were calculated for 20 nuclei in the region of the 3 s resonance. The calculations are based on a semi-empirical ansatz and explain the fluctuations as variations of the doorway-state density in the binding-energy region. The density of these states was calculated in the framework of a shell model. Pairing correlations were taken into account according to the superconductivity theory of the nucleus.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Messung und Analyse totaler Wirkungsquerschnitte	3
2.1 Transmission und totaler Wirkungsquerschnitt	3
2.2 Meßanordnung	5
2.3 Durchführung der Messung	7
2.4 Analyse des totalen Wirkungsquerschnitts	8
3. Experimentelle Ergebnisse und Interpretation	12
3.1 Totaler Wirkungsquerschnitt und Resonanzparameter	12
3.1.1 Titan 49	12
3.1.2 Chrom 53	14
3.2 Stärkefunktion	15
3.2.1 Definition der Stärkefunktion	15
3.2.2 Gemessene Stärkefunktionswerte	18
3.3 Vergleich mit bisherigen Ergebnissen	20
4. Berechnung von Stärkefunktionswerten	22
4.1 Stärkefunktion und "Doorway-state"-Konzept	22
4.1.1 Massenabhängigkeit der s-Wellen-Stärkefunktion	22
4.1.2 "Doorway-state"-Konzept	24
4.1.3 "Brückenbeziehung"	25
4.2 Zur Supraleitungstheorie des Kernes	28
4.2.1 Modell-Hamiltonoperator	28
4.2.2 BCS-Funktion	30
4.2.3 Quasiteilchenzustände	31

	Seite
4.3 Methode der Stärkefunktionsberechnung	34
4.3.1 Beschreibung der Methode	34
4.3.2 Diskussion der Methode	37
4.4 Ergebnisse und Diskussion	41
5. Zusammenfassung	46
Literaturverzeichnis	48

1. Einleitung

Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts mit hoher Auflösung für Neutronen im keV-Bereich sind nicht nur für den Bau von schnellen Brutreaktoren wichtig, sondern sie ermöglichen auch die Untersuchung verschiedener kernphysikalischer Fragen. Mit dem am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger aufgebauten Flugzeitspektrometer¹⁾ werden Kerne im Massenbereich von etwa $A=40$ bis $A=80$ unter diesen Gesichtspunkten untersucht.

Die Wirkungsquerschnitte zeigen als Funktion der Energie typische Resonanzstrukturen, die quasistationären Zuständen des Compoundkernsystems mit Drehimpuls J und Parität $\bar{\pi}$ entsprechen. Im untersuchten Massen- und Energiebereich tragen zum Wirkungsquerschnitt praktisch nur s-Wellen-Neutronen bei, also Neutronen, die relativ zum Targetkern keinen Bahndrehimpuls haben. Die beobachtbaren Zustände des Compoundkerns haben dann dieselbe Parität wie der Grundzustand des Targetkerns, und es treten nur Compoundkernspins $J=1/2$ auf bei Targetspin $I=0$ und $J=I+1/2$ oder $J=I-1/2$ bei $I \neq 0$. Ausgehend von den aus dem Wirkungsquerschnittsverlauf ermittelten Resonanzparametern (Spin, Parität, Resonanzenergie und Niveaubreite) lassen sich z.B. Verteilungsfunktionen der Niveauabstände und -breiten, Niveaudichteparameter und Stärkefunktionen bestimmen und mit den theoretischen Werten bestehender Kernmodelle vergleichen.

Große Beschleuniger, die zur Messung von Wirkungsquerschnitten im keV-Bereich eingesetzt werden, wie das Zyklotron der Columbia-Universität oder der Linearbeschleuniger in Saclay, erzeugen primär hochenergetische Neutronen. Die anschließende Moderation in den keV-Bereich führt zu einer großflächigen Neutronenquelle und macht damit relativ große Mengen an Probenmaterial für Transmissionsexperimente erforderlich. Gegenüber diesen Maschinen hat das Karlsruher keV-Spektrometer den Vorzug, bei vergleichbarer Energieauflösung mit nur wenigen Gramm Probenmaterial auszukommen und damit Messungen an separierten Isotopen zu ermöglichen. Es konnten daher

nicht nur die monoisotopischen Elemente Skandium²⁾, Vanadium und Mangan¹⁾ untersucht werden, sondern auch die Isotope ^{57}Fe ³⁾, ^{49}Ti und ^{53}Cr . Über Messung und Analyse des totalen Wirkungsquerschnittes von ^{49}Ti und ^{53}Cr und die ermittelten Stärkefunktionen soll im ersten Teil dieser Arbeit berichtet werden.

Während das mittlere Verhalten der s-Wellen-Stärkefunktion in Abhängigkeit von der Massenzahl gut durch das optische Modell der Kernreaktionen beschrieben werden kann, fluktuieren die Einzelwerte erheblich um den theoretischen Kurvenverlauf. Dabei ist jedoch zu beachten, daß zahlreiche Fehlerquellen in die Bestimmung von Stärkefunktionswerten eingehen⁴⁾. Eines der Ziele der Karlsruher Messungen ist es, die Fluktuationen der Stärkefunktion im Gebiet der 3 s-Resonanz auf eine sichere experimentelle Basis zu stellen. Besonders stark ausgeprägt und experimentell gut gesichert sind diese Fluktuationen bei den Isotopen von Chrom und Eisen. Im zweiten Teil der Arbeit wird der Versuch gemacht, die Stärkefunktionsfluktuationen über eine von Feshbach und seinen Mitarbeitern^{5),6)} angegebene Relation aus der "doorway-state"-Theorie zu erklären.

2. Messung und Analyse des totalen Wirkungsquerschnitts

2.1 Transmission und totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt schneller Neutronen läßt sich oft sehr genau in einem Transmissionsexperiment ermitteln. Diese Methode hat den Vorteil, daß nur relative Neutronenflüsse gemessen werden müssen und daher keine genaue Kenntnis der Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren erforderlich ist.

Eine Anordnung für ein Transmissionsexperiment besteht prinzipiell aus Neutronenquelle, Probe und Neutronendetektor. Quelle und Detektor können dabei je nach Energiebereich der Neutronen sehr verschieden sein. Die Probe ist zwischen Neutronenquelle und Detektor so anzuordnen, daß sie den Detektor gegen die Neutronenquelle gerade sicher abschattet. Durch Messung der Transmission T , also des Verhältnisses der Neutronenflüsse mit und ohne Probe, I und I_0 , läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt σ_T bei bekannter Proben-
dicke d und Anzahl N der Atome pro Kubikzentimeter bestimmen aus der Relation

$$T = \frac{I}{I_0} = \exp(-Nd\sigma_T) \quad (1)$$

Dieser Formel liegt die Annahme zu Grunde, daß alle Neutronen, die mit einem Kern des Probenmaterials in Wechselwirkung getreten sind, nicht mehr zum Fluß I beitragen, also keine Einstreuung stattfindet. Unter einer Messung "in guter Geometrie" versteht man ein Experiment mit minimaler Einstreuung. Voraussetzung dafür ist ein möglichst kleiner Raumwinkel von der Probe zum Detektor. Rohr¹⁾ wies darauf hin, daß entgegen einer weitverbreiteten Meinung nicht die Lage der Streuprobe in der Mitte zwischen Quelle und Detektor sondern möglichst nahe am Neutronentarget minimale Einstreuung durch Einfachstreuungsprozesse gewährleistet. Dabei ist jedoch darauf zu achten, daß die nicht zur Abschattung des Detektors nötigen Probenteile und damit deren Einstreuung so klein wie möglich gehalten werden.

Eine weitere wichtige Einschränkung für die Gültigkeit von (1) ist durch die endliche Auflösung des Spektrometers bedingt. Die gemessene Transmission T_{obs} ergibt sich bei einer Auflösungsfunktion $f(E'-E)$ mit der Normierung $\int f(E-E')dE = 1$ als

$$T_{\text{obs}}(E) = \int f(E-E') T(E')dE' \quad (2)$$

Ist σ_T konstant oder nur schwach energieabhängig im Bereich der Breite der Auflösungsfunktion, so vereinfacht sich Gl. (2) zu (1). Für schmale Resonanzen, die dieser Voraussetzung nicht genügen, zu deren Messung aber eine dünne Probe mit

$$Nd\sigma_T \ll 1$$

verwandt wird, erhält man

$$T_{\text{obs}} = \exp(-Nd\bar{\sigma}_T) \quad \text{mit} \quad \bar{\sigma}_T = \int f(E-E') \sigma_T(E')dE' .$$

Bei sehr schmalen Resonanzen liefert also Gl. (1) nur dann den mit der Auflösungsfunktion gefalteten Wirkungsquerschnitt aus der beobachteten Transmission, wenn die für beliebig gute Auflösung berechnete Transmission nicht kleiner als etwa 0.7 wird.

Schließlich setzt die Anwendung der Relation (1) voraus, daß I und I_0 die Neutronenflüsse nach Abzug des jeweiligen Untergrundes bedeuten, wobei dieser je nach Anordnung sehr verschiedene Ursachen haben kann.

Für Transmissionsmessungen sind meist Proben verschiedener Dicke erforderlich. Die Probendicke wird für die Messung von Wirkungsquerschnittstrukturen, die breit gegen die Spektrometerauflösung sind, so gewählt, daß die Transmission zwischen 0.7 und 0.4 liegt. Dies stellt insofern einen Kompromiß dar, als mit abnehmender Transmission einerseits der relative statistische Fehler des Wirkungsquerschnitts bei vernachlässigbarem Untergrund kleiner wird,

andererseits aber die Einstreuung und, besonders bei kleinem Signal-zu-Untergrundverhältnis, der Fehlerbeitrag durch den Fehler des Untergrundes¹⁾ wächst. Für extrem scharfe Resonanzstrukturen sind nach dem oben gesagten dünnere Proben mit größerer Transmission erforderlich.

2.2 Meßanordnung

Zur Messung des totalen Wirkungsquerschnitts wurde das am Karlsruher 3 MeV-Van-de-Graaff-Beschleuniger aufgebaute Flugzeitspektrometer¹⁾ benutzt. Der Beschleuniger mit Mobley-Magnet liefert Protonenimpulse mit 1 nsec Breite bei einer in Vielfachen von 1 μ sec wählbaren Periodendauer. Durch Beschuß eines dicken Lithium-Targets wird über die Reaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ein breites Band von Neutronen verschiedener Energien erzeugt und diese durch Messung der Laufzeit zum Detektor bestimmt. Durch Variation von Targetdicke und Protonen-Einschußenergie können Breite und Lage des Neutronenspektrums verändert werden.

Genaue Energiemessungen mit einem Laufzeitspektrometer erfordern einen großen Flugweg und einen geringen absoluten Fehler in der Zeitmessung. Die Größe des Flugweges ist aus Intensitätsgründen begrenzt. So nimmt der Fluß quadratisch mit der Länge l des Flugweges ab. Um ein Überlappen von aufeinanderfolgenden "Neutronenpaketen" auf dem Flugweg zu vermeiden, muß außerdem die Pulsfrequenz des Beschleunigers linear mit l abnehmen. Da schließlich auch die Zählrate pro Zeitkanal linear mit dem Flugweg abnimmt, wächst insgesamt die Meßzeit mit l^4 . Die Erhöhung der Energiegenauigkeit ist demgegenüber nur linear in l . Es ist daher nötig, die absolute Zeitgenauigkeit der Laufzeitmessung so niedrig wie möglich zu halten. Dies erfordert einerseits eine extrem gute differentielle und integrale Linearität in der Zeitmessung, wie sie von digitalen Zeitkodiereinheiten erreicht wird und andererseits die im folgenden kurz beschriebenen "schnellen" Neutronendetektoren.

Bis zu einer Neutronenenergie von etwa 60 keV wird ein Borscheibendetektor (Abb. 1) eingesetzt. Er besteht aus einer 0,5 cm dicken, gesinterten, auf 92 % ^{10}B angereicherten Borscheibe, die senkrecht zum Neutronenstrahl von vier NaJ(Tl)-Kristallen umgeben ist. Der Nachweis der Neutronen erfolgt über die 478 keV- γ -Strahlung des angeregten ^7Li , das in 92 % aller Ereignisse nach der (n, α)-Reaktion an ^{10}B entsteht. In einer Fast-Slow-Koinzidenzanordnung wird mit Hilfe eines Differentialdiskriminators im langsamen Zweig der Photopeak der 478-keV-Linie ausgeblendet. Im schnellen Zweig ist der untere Differentialdiskriminator auf einen Schwellenwert im Rauschen eingestellt und bestimmt das Zeitsignal. Der zusätzliche Diskriminator ist unterhalb des Photopeaks eingestellt. Für den Nachweis der γ -Strahlung wurde so für die vier parallel geschalteten NaJ-Detektoren eine Zeitauflösung von 3 nsec erreicht.

Für Neutronenenergien von mehr als 50 keV steht ein Protonenrückstoßdetektor (Abb. 2) zur Verfügung. Er besteht aus einer 1 cm dicken Plastiksintillatorscheibe (NE 102A) von 25 cm Durchmesser, die über einen Lichtleiter optischen Kontakt mit zwei Photomultipliern (Valvo XP 1040) besitzt. Die Anodenausgänge der Multiplier sind in Koinzidenz geschaltet, um das Multiplerrauschen zu unterdrücken. Das Zeitsignal für den Nachweis eines Neutrons wird nach Addition der Impulse der 14. Dynoden von Diskriminator 1 mit einer im Rauschen eingestellten Schwelle geliefert. Die Diskriminatoren 2 und 3 bilden einen Differentialdiskriminator. Mit wachsender Neutronenenergie steigt die Anzahl der Photoelektronen in den Photokathoden der Multiplier und damit fällt die Zeitungenauigkeit des Detektorsignals von etwa 4 nsec bei 50 keV auf etwa 3 nsec bei 200 keV⁷⁾.

Beide Detektoren sind zur Abschirmung gegen die natürliche Radioaktivität der Umgebung und gestreute Neutronen mit 10 cm Blei und 20 cm Lithium-Paraffin umgeben. Ein ebenfalls aus Lithium-Paraffin hergestellter Kollimator begrenzt zusätzlich den Raumwinkel für Neutronen vom Target auf die Bor- bzw. die Plastiksintillatorscheibe. Der Untergrund ist mit dieser Abschirmung für beide Detektoren im wesentlichen zeitunabhängig^{1),7)}.

2.3 Durchführung der Messung

Zur Durchführung der Messung standen die Isotope ^{49}Ti und ^{53}Cr in Form von 7,5 g TiO_2 (Anreicherung 76,1 %) und 5,8 g Cr_2O_3 (Anreicherung 95,2 %) als Leihgabe aus dem EANDC-Pool zur Verfügung. Die wesentliche Isotopische Verunreinigung des Titans war ^{48}Ti mit 18,5 %. Die Oxyde wurden in dünnwandige Aluminiumbehälter gefüllt, deren Abmessungen nach den in Abschnitt 2.1 erwähnten Gesichtspunkten bezüglich Abschattung des Detektors und Transmission gewählt waren. Bei Messungen ohne Probe wurde ein leerer Aluminiumbehälter an die Stelle des gefüllten gebracht, um den Einfluß des Behälters zu eliminieren. Die Titanproben hatten "Probendicken" $N \cdot d$ von 0,74, 1,68 und 2,41 in Einheiten von 10^{22} Titan-Atomen pro Quadratzentimeter. In den entsprechenden Einheiten betragen die Dicken der Chromproben 1,62, 2,37 und 3,83. Die niedrigeren Probendicken ergeben sich für Titan wegen des höheren Sauerstoffgehalts des Oxyds. Eine Korrektur für den oxydischen Sauerstoff läßt sich bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts einfach anbringen, da er für Sauerstoff für Neutronenenergien unterhalb von 300 MeV konstant ist und rund 3,5 barn beträgt⁸⁾.

Um ein Überlappen der Neutronenpakete, also ein Überholen der langsamsten Neutronen durch die schnellsten Neutronen des folgenden Impulses zu vermeiden, wurde die Beschleunigerperiode je nach Energiebereich und Detektorabstand zu 2, 3 oder 4 μsec gewählt. Bei 250 kHz lag der Protonenstrom im Mittel bei 1,5 - 2,5 μA . Variationen der Neutronenausbeute des Lithiumtargets und des Beschleunigerstromes wurden eliminiert, indem mit Hilfe einer stromintegratorgesteuerten Probenwechselautomatik⁹⁾ etwa alle ein bis zwei Minuten zwischen Messungen mit und ohne Probe abgewechselt wurde.

Der Flugweg betrug bei der Verwendung des Borscheibendetektors rund 5 m, für den Plastikdetektor etwa 10 m. In einer Probe~~x~~messung wurde der Plastikdetektor auch einmal provisorisch ohne Abschirmung in 22 Meter Entfernung vom Target aufgestellt.

Zur Zeitmessung wurde die digitale Zeitkodiereinheit HC 98 der Firma Intertechnique im "inversen mode" betrieben, d.h. um eine verarbeitbare Meßfrequenz zu erreichen, wurde das Detektorsignal als Startsignal und das Beschleunigersignal, welches das Protonenpaket beim Durchfliegen eines im Strahlrohr kurz vor dem Lithiumtarget isoliert angebrachten Metallringes erzeugt, als Stoppsignal verwandt. Die beiden Flugzeitspektren - mit und ohne Probe - wurden im Memory-Block einer CAE-Rechenmaschine (RW 530) gespeichert. Als Bezugspunkt der Zeitskala des Laufzeitspektrums konnte der Peak der prompten γ -Strahlung vom Neutronentarget gewählt werden. Seine Breite ermöglicht außerdem eine Überprüfung der Zeitauflösung der Detektoren. Der Untergrund wurde als zeitunabhängig angenommen und im Laufzeitspektrum aus dem Gebiet oberhalb der schnellsten Neutronen ermittelt.

2.4 Analyse des totalen Wirkungsquerschnitts

Am Karlsruher Van-de-Graaff-Spektrometer werden totale Wirkungsquerschnitte für Kerne aus dem Massenbereich von etwa $A=40$ bis 80 in einem Energiebereich von rund 20 bis 250 keV untersucht. Da in diesem Gebiet die Partialbreiten der beobachtbaren Resonanzen für Neutroneneinfang Γ_{γ} klein gegen die Neutronenbreiten Γ_n sind und meist mangels tiefliegenden Niveaus der Targetkerne inelastische Streuung unmöglich ist - Beispiel für eine Ausnahme: $^{57}\text{Fe}^{3)}$ - ist der totale Wirkungsquerschnitt praktisch identisch mit dem Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung. Eine Analyse von Resonanzstrukturen mit Hilfe der Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formel ist nur dann möglich, wenn der Abstand der Resonanzen groß gegen ihre Breite ist. In den hier interessierenden Wirkungsquerschnitten treten jedoch häufig nahe benachbarte Resonanzen auf, so daß sich

Interferenzen und Überlagerungen ergeben, für deren Beschreibung eine Multiniveauformel erforderlich ist. Die in unserem Labor üblicherweise benutzte R-Matrix-Multiniveauformel wurde von Bowman, Bilpuch und Newson¹⁰⁾ angegeben und beschreibt den Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung σ_1 für unpolarisierte Neutronen mit Bahndrehimpuls l und reduzierter Wellenlänge $\lambda=1/k$ in der Form

$$\sigma_1 = 4\pi\lambda^2 \sum_J g_J \left(\sin^2 \varphi_{1J} + \frac{\cos^2 \varphi_{1J}}{1+X_{1J}^2} - \frac{X_{1J} \sin^2 \varphi_{1J}}{1+X_{1J}^2} \right) . \quad (3)$$

Die Summation läuft dabei über alle beim Targetspin l möglichen Gesamtdrehimpulse J des Compoundkerns, und g_J ist der statistische Gewichtungsfaktor

$$g_J = \frac{2J+1}{2(2I+1)} .$$

Die nichtresonante Streuphase φ_{1J} ist näherungsweise gegeben durch

$$\varphi_{1J} = \alpha_1 - \text{arctg} (R_{1J}^\infty P_1) , \quad (4)$$

wobei α_1 die Potentialstreuphase für eine undurchdringliche Kugel bedeutet, d.h. die Phasenverschiebung, die man für die Neutronenstreuung an einem sphärischen Potentialtopf mit Radius a für verschwindenden Durchdringungsfaktor P_1 erhält. α_1 hat die Form

$$\alpha_1 = \frac{(k \cdot a)^{2l+1}}{(2l-1)!! (2l+1)!!} \quad \text{für } k a \ll 1 . \quad (5)$$

Der Durchdringungsfaktor P_1 , der die Durchlässigkeit des Potentialsprungs am Kernrand und der drehimpulsabhängigen Zentrifugalbarriere angibt, hat mit der Abkürzung $X = k \cdot a$ die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} P_0 &= X && \text{für s-Wellen-,} \\ P_1 &= \frac{X^3}{1+X^2} && \text{für p-Wellen- und} \\ P_2 &= \frac{X^5}{X^4+3X^2+9} && \text{für d-Wellen-Neutronen.} \end{aligned} \quad (6)$$

R_{1J}^{∞} ist der Beitrag der außerhalb des Meßbereiches liegenden Resonanzen zur R-Funktion R_{1J} :

$$R_{1J} = R_{1J}^{\infty} + \sum_{\lambda} \frac{(\gamma_{1J}^2)_{\lambda}}{E_{\lambda} - E} \quad (7)$$

Die Summation läuft über alle Compoundkernzustände im betrachteten Energiebereich mit den Resonanzenergien E_{λ} und den Neutronenbreiten $\Gamma_n(1, J)$. Näherungsweise gilt

$$\Gamma_n(1, J) = 2 P_1 \gamma_{1J}^2, \quad (8)$$

wobei γ_{1J} als die Amplitude der reduzierten Breite γ_{1J}^2 bezeichnet wird und sich durch den Wert einer im Kerninnern definierten Wellenfunktion am Kernrand ausdrücken läßt. Die Größe X_{1J} schließlich ist gegeben durch

$$X_{1J} = \left(\sum_{\lambda} \frac{0,5 (\Gamma_n(1, J))_{\lambda}}{E_{\lambda} - E} \right)^{-1}, \quad (9)$$

und zwar gilt diese Relation für $l=0$ exakt und für die höheren l -Werte näherungsweise. Bezüglich der Güte und der Voraussetzungen dieser und aller übrigen Näherungen sei auf die Originalarbeit¹⁰⁾ verwiesen.

Hat man anstelle der Summe in Gl. (9) nur einen einzigen Term, so gibt Gl. (3) gerade die Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formel wieder. Der erste Term beschreibt die Potentialstreuung und den Einfluß entfernter Resonanzen, der zweite die Resonanzstreuung und der dritte berücksichtigt die Interferenz zwischen beiden Streuamplituden und ist für die Asymmetrie der s-Wellen-Resonanzen im keV-Bereich verantwortlich. Da im untersuchten Bereich wegen $ka \ll 1$ die Durchdringungsfaktoren und daher die Niveaubreiten mit wachsendem Drehimpuls stark abnehmen, werden im totalen Wirkungsquerschnitt neben s- praktisch nur p-Wellen-Resonanzen beobachtbar sein. Da die p-Wellen-Stärkefunktion, die ein Maß für den mittleren Wirkungsquerschnitt der Compoundkernbildung durch p-Wellen-Neutronen ist

(siehe Abschnitt 3.2.1), im untersuchten Massengebiet ein Minimum hat, ist die Anzahl beobachtbarer p-Wellen-Resonanzen gering und man kann auch die Größen R_{1J} Null setzen. Deshalb und wegen (5) ist die gesamte nichtresonante Streuphase (4) für p-Wellen vernachlässigbar. P-Wellen-Resonanzen sind also durch ihre reine Lorentzform ohne Interferenz von Resonanz- und Potentialstreuung erkennbar und treten hier nur selten in meßbaren Niveaubreiten auf. In den in unserem Labor untersuchten Wirkungsquerschnitten konnten bisher keine p-Wellen eindeutig festgestellt werden.

Für den Fall reiner s-Wellenstreuung beschreibt die Multiniveauformel (3) einen Wirkungsquerschnitt, der sich aus den beiden nicht interferierenden, d.h. sich einfach additiv überlagernden Wirkungsquerschnittsbeiträgen mit $J=I+1/2$ und $J=I-1/2$ zusammensetzt. Jeder Anteil für sich hat einen maximalen Wirkungsquerschnitt von $4\pi\lambda^2 \cdot g_J$. Die Zuordnung von Spins ist also bei isolierten, aufgelösten Resonanzen aufgrund des maximalen Wirkungsquerschnitts möglich, und oft bietet sich auch im Falle von nahe benachbarten oder nicht vollständig aufgelösten Resonanzen die Möglichkeit einer Spinzuzuordnung durch die typischen Interferenzfiguren bei Resonanzen gleichen Spins und die einfachen Überlagerungen bei Resonanzen verschiedenen Spins.

Zur Parametrisierung der gemessenen Wirkungsquerschnittsverläufe wurden diese mit nach Formel (3) berechneten Wirkungsquerschnitten verglichen und die Resonanzparameter so lange variiert, bis ein befriedigender Fit erreicht wurde. Der Einfluß der Auflösung wurde nach Gl. (2) durch eine Faltung der berechneten Transmission mit der energieabhängigen Auflösungsfunktion des Spektrometers berücksichtigt. Für die Streuphase φ_{0J} wurde der Ansatz

$$\varphi_{0J} = k a (1 - R_{0J}^{\infty})$$

verwandt, den man aus den Gleichungen (4), (5) und (6) für kleine Argumente von $\arctg (R_{0J}^{\infty} P_0)$ erhält. Die Energieabhängigkeit

des Einflusses außerhalb des Meßbereiches liegender Resonanzen wurde durch eine Reihenentwicklung von R_{OJ}^{∞} berücksichtigt¹¹⁾:

$$R_{OJ}^{\infty} = A_J + B_J(E-E_M) + C_J(E-E_M)^2 + \dots \quad (10)$$

E_M bedeutet hier die Mitte des Meßbereiches, und die Entwicklungskoeffizienten A, B und C können von J abhängen. Sie werden bestimmt, indem zunächst in Teilbereichen vorläufige Fits mit konstanten Werten R_{OJ}^{∞} erstellt werden und deren Energieabhängigkeit dann in Form der Potenzreihe (10) beschrieben wird.

3. Experimentelle Ergebnisse und Interpretation

3.1 Totaler Wirkungsquerschnitt und Resonanzparameter

3.1.1 Titan ⁴⁹

Die Abbildungen 3 und 4 zeigen den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt für ⁴⁹Ti. Die ausgezogene Kurve stellt den hier erreichten Multiniveaufit mit den in Tabelle 1 angegebenen Resonanzparametern dar. Die Genauigkeit der angegebenen Breiten ist hauptsächlich durch die Güte des Fits bestimmt und liegt etwa zwischen 10 und 20 %. Tabelle 2 enthält die Entwicklungskoeffizienten aus Gl. (10). Eine Spinabhängigkeit dieser Größen konnte nicht festgestellt werden.

Die Analyse des gemessenen totalen Wirkungsquerschnitts wird durch den relativ hohen Anteil von 23,9 % anderer Titanisotope im Probenmaterial erschwert. Um den Einfluß dieser Verunreinigung zu eliminieren, ist mindestens eine genaue Kenntnis des Wirkungsquerschnitts von ⁴⁸Ti nötig, das mit 18,5 % den wesentlichen Untergrund liefert. Nun existieren zwar Messungen der Duke-Universität¹⁰⁾ für 99,5 %-iges ⁴⁸Ti, jedoch sind sie unterhalb von 150 keV mit schlechterer Auflösung gemessen als die Daten der Columbia-Universität¹²⁾ für

natürliches Titan mit 73,9 % ^{48}Ti . Tabelle 3 zeigt die in der vorliegenden Arbeit benutzten Resonanzparameter. Die Resonanzparameter der ersten vier Resonanzen wurden durch einen besonderen Multiniveaufit für die Columbia-Wirkungsquerschnitte bestimmt. Dies erwies sich als notwendig, da die Interferenzfigur der ersten beiden Resonanzen nicht durch die von den Autoren mittels einer Ein-Niveau-Formel ermittelten Resonanzparameter beschrieben werden konnte. Zur Berücksichtigung der außerhalb des Meßbereiches liegenden Resonanzen war $A=B=C=0$ ausreichend. Wie Abb. 3 zeigt, kann so bis etwa 70 keV der markante ^{48}Ti -Untergrund sehr gut beschrieben werden.

Oberhalb dieser Energie zeigen die Columbia-Messungen keine großen, aufgelösten Strukturen mehr. Daher konnten die weiteren Resonanzparameter in Tabelle 3 mit Energien, die in der Columbia-Arbeit angegeben sind und Breiten, die aus ihrem beobachteten Wirkungsquerschnitt grob abgeschätzt wurden, nicht mehr eindeutig einzelnen Resonanzen im hier gemessenen Wirkungsquerschnitt zugeordnet werden. Die Breiten der beiden letzten Resonanzen sind nicht abgeschätzt, sondern einem Multiniveaufit der Duke-Gruppe entnommen.

Die Spinbestimmung für Resonanzen in ^{49}Ti ist auch durch den hohen Targetspin $7/2$ und die dadurch bedingten, geringen Unterschiede im maximalen Wirkungsquerschnitt für die beiden Spinzustände erschwert. Die zahlreichen, kleinen Resonanzen, die im Gebiet zwischen etwa 70 und 150 keV zu beobachten sind, konnten nicht identifiziert werden. Sie werden einerseits auf die Verunreinigung der Probe zurückzuführen sein, andererseits handelt es sich hier um s- oder auch p-Wellen-Resonanzen von ^{49}Ti , die nicht ausreichend aufgelöst werden können. Die Verschlechterung der Auflösung mit wachsender Neutronenenergie, die Unkenntnis der Beiträge der anderen Titanisotope zum gesamten Wirkungsquerschnitt und die Unsicherheit in der Aufteilung der Überlagerung bei 150 keV auf die beiden Spinzustände begrenzen die Eindeutigkeit der vorliegenden Parametrisierung oberhalb von 150 keV. Der Fit beschreibt aber auch hier noch die wesentlichen Strukturen und ist für die Bestimmung der spinunabhängigen Stärkefunktion sinnvoll.

3.1.2 Chrom 53

Die Abbildungen 5 und 6 zeigen den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt für ^{53}Cr . Die Resonanzparameter für den dargestellten Fit sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Wie im Falle von ^{49}Ti wurde auch hier keine Spinabhängigkeit der Entwicklungskoeffizienten A, B und C (Tabelle 2) festgestellt. Die angegebene Energie E_H ist die mit den beobachteten Resonanzbreiten gewichtete Mitte des Meßbereiches.

Die Verunreinigung der ^{53}Cr -Probe durch andere Chromisotope betrug 4,8 % und lieferte daher nur einen unbedeutenden Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt. Im dargestellten Fit ist die wesentliche Verunreinigung, ^{52}Cr , durch einen aus den Resonanzparametern der Duke-Gruppe¹⁰⁾ und den Koeffizienten $A=B=C=0$ berechneten Wirkungsquerschnittsbeitrag berücksichtigt.

Ein wesentlicher Punkt in der vorliegenden Parametrisierung des gemessenen Wirkungsquerschnitts ist die Annahme einer sehr breiten Resonanz mit Spin 1 bei 135 keV und der Überlagerung zweier Resonanzen bei 124 keV. Diese Interpretation stützt sich auf den langsamen Anstieg und schnellen Abfall sowie die Höhe der 124 keV-Struktur. Eine derartige Umkehrung des üblichen Resonanzverlaufs, eines schnellen Anstiegs und eines langsamen Abfalls, kann nur durch die Interferenz dieser Resonanz mit einer folgenden, wesentlich breiteren Resonanz hervorgerufen werden. Die 124 keV-Struktur könnte nun aufgrund ihrer Höhe leicht mit Spin 2 beschrieben werden. Jedoch ergäbe sich damit zur Spin-2-Resonanz bei 107 keV hin ein zu tiefes Interferenztal und vor allem wäre die nachfolgende, breite Struktur nicht durch Spin 2 erklärbar. Man könnte zunächst annehmen, daß dort anstelle einer einzigen, breiten Resonanz mehrere, nahe benachbarte, kleinere Resonanzen mit Spin 2 vorliegen, die infolge der endlichen Auflösung des Spektrometers nicht getrennt werden können und deshalb als eine einzige Resonanz mit erniedrigtem Wirkungsquerschnitt erscheinen. Das ist beispielsweise für einen isolierten Doorway-Zustand der Fall (siehe Abschnitt 4.1.2).

Jedoch scheinen die hierzu angestellten Fitversuche zu zeigen, daß eine derartig starke Absenkung des Wirkungsquerschnitts bei der gleichzeitig nötigen effektiven Breite für die vorliegende Auflösung nicht möglich ist. Die Beschreibung der breiten Struktur durch eine einzige Resonanz mit Spin 1 ist andererseits nicht eindeutig und nicht vollständig, wie ihre offensichtlich vorhandene Feinstruktur bereits andeutet. Es könnte sich auch um mehrere Resonanzen mit Spin 1 handeln und zusätzlich können auch - dann allerdings kleine - Resonanzen mit Spin 2 in der breiten Struktur enthalten sein. Eine Messung mit doppelter Auflösung erwies sich als mit der endgültig gewählten Interpretation vereinbar.

Die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts im Gebiet um 190 keV läßt sich, wie die Gegenüberstellung zweier Fits in Abb. 7 zeigt, verbessern, wenn anstelle der s-Wellen-Resonanz mit Spin 2 ($E_\lambda = 186,0$ keV, $\Gamma_\lambda = 0,5$ keV) eine p-Wellen-Resonanz mit Spin 1 ($E_\lambda = 186,7$ keV, $\Gamma_\lambda = 0,9$ keV) angenommen wird. In diesem Falle verschwindet nämlich der für die s-Welle typische Interferenzdip. Diese Interpretation hängt natürlich ganz entscheidend von der Zuverlässigkeit der Beschreibung des übrigen Wirkungsquerschnittsanteils ab. Angesichts der im Vergleich zu den vorliegenden Strukturen nicht mehr wesentlich kleineren Auflösungsbreite des Spektrometers erscheint daher die Existenz der p-Welle als nicht völlig gesichert.

3.2 Stärkefunktion

3.2.1 Definition der Stärkefunktion

Die Stärkefunktion im Reaktionskanal c¹³⁾ läßt sich ganz formal definieren als der Quotient aus dem Mittelwert der Residuen $\gamma_{\lambda c}^2$ der Pole des R-Matrixelementes R_{cc} und dem Mittelwert ihrer Abstände D

$$s_c = \frac{\overline{\gamma_{\lambda c}^2}}{D} .$$

Analog zu dieser Definition einer R-Matrix-Stärkefunktion läßt sich für die Residuen der S-Matrix eine S-Matrix-Stärkefunktion definieren. Während Lane und Thomas¹³⁾ beispielsweise die R-Matrix-Stärkefunktion verwenden, benutzt Brown¹⁴⁾ die S-Matrix-Stärkefunktion. McVoy¹⁵⁾ erhält für s-Wellen-Neutronen ein unterschiedliches Verhalten dieser beiden Größen als Funktion der Energie. Für den hier interessierenden Fall niedriger Neutronenenergien stimmen sie jedoch überein. Wenn die mittleren Partialbreiten $\overline{\Gamma}_{\lambda c} = 2 P_c \gamma_{\lambda c}^2$ klein gegen die Resonanzabstände D sind, läßt sich für den Transmissionskoeffizienten des optischen Modells $T_c = 1 - \left| \overline{S}_{cc} \right|^2$ ¹⁶⁾ die Relation

$$T_c = 2\overline{\Gamma} \frac{\overline{\Gamma}_{\lambda c}}{D} = 4\overline{\Gamma} P_c \cdot s_c \quad (11)$$

ableiten.

Während die bisherigen Formeln noch den allgemeinen Kanalindex c tragen, sind bisher, abgesehen von wenigen Arbeiten über Protonenstärkefunktionen, nur Stärkefunktionen für Neutronen untersucht worden. In diesem Fall kann man den Reaktionskanal durch die Quantenzahlen J, l und s charakterisieren, wobei s für den Kanalspin mit den Werten l+1/2 und l-1/2 steht. Der mittlere Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns, also der Absorptionsquerschnitt für Neutronen durch das komplexe Potential des optischen Modells, ist dann gegeben durch die Relation

$$\overline{\sigma}_{C.N.}(E) = \overline{\Gamma} \lambda^2 \sum_{Jls} g_J T_{Jls}(E) = \overline{\Gamma} \lambda^2 \sum_l (2l+1) T_l(E) \quad (12)$$

und wegen (11) gilt für $T_c \ll 1$

$$\overline{\sigma}_{C.N.}(E) = 4\overline{\Gamma}^2 \lambda^2 \sum_{Jls} g_J P_l s_{Jsl} = 4\overline{\Gamma}^2 \lambda^2 \sum_l (2l+1) P_l s_l \quad (13)$$

wobei die l-abhängige Stärkefunktion s_l definiert ist als

$$s_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{s=|l-1/2|}^{l+1/2} \sum_{j=|l-s|}^{l+s} g_J s_{Jls} \quad .$$

Für den Fall einer von J und s unabhängigen Stärkefunktion erhält

man mit dieser letzten Definition wegen $\frac{1}{2} \frac{1}{l+1} \sum_{s=|l-1/2|}^{l+1/2} \sum_{J=|l-s|}^{l+s} g_J = 1$ gerade die Beziehung

$$s_l = s_{Jls} \quad .$$

Im allgemeinen Fall ist s_l eine mit g_J gewichtete mittlere Stärkefunktion. Das gleiche gilt natürlich für die Transmissionskoeffizienten, die in bisher durchgeführten Rechnungen stets als nur l -abhängig angesetzt wurden.

Die Relation (13) zeigt, daß l -abhängige Stärkefunktionen aus gemittelten Wirkungsquerschnitten errechnet werden können. So lassen sich durch eine Aufteilung gemessener totaler Wirkungsquerschnitte in ihre Beiträge aus Potentialstreuung und Compoundkernbildung Stärkefunktionen für die einzelnen Partialwellen bestimmen^{17), 18)}. Die daneben übliche Methode, Stärkefunktionen aus mittleren Einfangquerschnitten zu ermitteln, ist, wie Lynn¹⁹⁾ nachweist, für quantitative Zwecke unbrauchbar. Die Methode direkter Messungen von Neutronenbreiten und Resonanzabständen aus Wirkungsquerschnittsmessungen mit hoher Auflösung wird in unserem Labor angewandt und im folgenden noch erläutert.

Bei experimentellen Arbeiten hat sich die Definition der Stärkefunktion

$$S(l, J) = \frac{\Gamma_n^{(l)}(J)}{D(l, J)}$$

eingebürgert mit der reduzierten Neutronenbreite

$$\Gamma_n^{(l)}(J) = \Gamma_n(l, J) / \sqrt{v(l) \cdot \sqrt{E(\text{eV})/1(\text{eV})}}$$

und der Abkürzung $v(l) = P(l)/kR$. Diese Definition kommt von Arbeiten mit s -Wellen-Neutronen und liefert in diesem Fall gerade die auf 1 eV bezogene Neutronenbreite. Werden in einem Intervall der Größe ΔE N Resonanzen mit Spin J und Bahndrehimpuls l gefunden, so ist

$$\overline{\Gamma_n^{(1)}(J)} = \frac{\sum_{\lambda=1}^N (\Gamma_n^{(1)}(J))_{\lambda}}{N}$$

und es gilt abgesehen von Randeffekten an den Intervallgrenzen

$$D(1, J) = \frac{\Delta E}{N},$$

so daß die Meßvorschrift für die Stärkefunktion lautet

$$S(1, J) = \frac{\sum_{\lambda=1}^N (\Gamma_n^{(1)}(J))_{\lambda}}{\Delta E}.$$

Bei der Analyse aufgelöster Resonanzen ist oft eine Spinbestimmung nicht möglich und es kann nur die der Fläche unter der Resonanz proportionale Größe $g_J \cdot \Gamma_n^{(1)}(J)$ gemessen werden. In diesem Falle kann nur eine spinunabhängige Stärkefunktion definiert werden durch

$$S(1) = \frac{1}{\Delta E} \cdot \frac{1}{2 \cdot l+1} \sum_{\lambda=1}^N (g_J \Gamma_n^{(1)}(J))_{\lambda}.$$

Das Energieintervall sollte so gewählt sein, daß möglichst über viele Compoundzustände gemittelt wird, jedoch sollte ΔE klein gegen die Breite der Riesenresonanzen des optischen Modells sein. Eine geringe Anzahl von Resonanzen bedeutet einen großen statistischen Fehler der Stärkefunktion. Ein zu kleines Energieintervall kann lokal durch Doorway-Strukturen bedingte Variationen der Stärkefunktion^{6), 20)} wiedergegeben, statt über sie zu mitteln, während andererseits eine Mittelung über die ganze Breite einer Riesenresonanz keinen Vergleich mit der prinzipiell energieabhängigen Stärkefunktion des optischen Modells erlauben würde. Abgesehen von sehr leichten Kernen ist ein Mittelungsintervall von wenigen hundert keV optimal.

3.2.2 Gemessene Stärkefunktionswerte

Die Tabellen 5 und 6 zeigen die mittleren reduzierten Breiten, Niveaubstände und Stärkefunktionswerte, die für ⁴⁹Ti und ⁵³Cr

ermittelt wurden. Alle Größen werden jeweils einmal in der Form angegeben, wie sie sich direkt aus den Meßdaten ergeben (a) und einmal korrigiert (b) bezüglich der nach kleinen Breiten hin begrenzten Analysierbarkeit der Resonanzen. Diese Korrektur für verlorengegangene Resonanzen wurde nach einer von Fuketa und Harvey²¹⁾ angegebenen Methode unter der Annahme einer Porter-Thomas-Verteilung der Niveaubreiten²²⁾ und einer energieabhängigen Nachweisgrenze von etwa $\Gamma_n \approx 0,5 H(E)$ vorgenommen. Die tabulierten Daten zeigen, daß die Berücksichtigung der "missed levels" zwar die mittleren reduzierten Breiten und Niveauabstände verändert, jedoch die Stärkefunktionswerte im wesentlichen unverändert bleiben: die nicht mehr analysierbaren, schmalen Resonanzen liefern nur einen unwesentlichen Beitrag zur Stärkefunktion.

Die spinabhängigen Stärkefunktionswerte für ^{49}Ti sind nach dem in Abschnitt 3.1.1 Gesagten nur für den Energiebereich von 17 - 150 keV zuverlässig, jedoch zeigen auch die Werte, die für den gesamten Meßbereich ermittelt wurden, ebenfalls nur einen geringen Unterschied von etwa 10 % für die beiden Spinzustände. Alle Stärkefunktionswerte, die für den gesamten Meßbereich gefunden wurden, liegen rund 30 % oberhalb der Werte für den unteren Teilbereich. Die mittleren Niveauabstände sind für die beiden Spinzustände kaum verschieden.

Die Spinabhängigkeit der Stärkefunktion für ^{53}Cr ist durch die breite Resonanzstruktur bei 134 keV geprägt, für die Spin eins ermittelt wurde. Für den unteren Teilbereich ohne diese Resonanz ergibt sich für $J=1$ nur ein rund 15 % größerer Stärkefunktionswert als für $J=2$, während sich die Stärkefunktionen für den gesamten Energiebereich beinahe um einen Faktor zwei unterscheiden. Für ^{53}Cr wird also eher eine $(2J+1)^{-1}$ -Abhängigkeit gefunden als eine $(2J+1)$ -Abhängigkeit, wie sie für Kerne mit $J=3/2$ in Saclay²³⁾ ermittelt wurde. Wie im Falle des ^{49}Ti ist auch für ^{53}Cr die Stärkefunktion im oberen Energiebereich größer als im unteren. Die mittleren Niveauabstände im unteren Energiebereich entsprechen grob einer $(2J+1)$ -Abhängigkeit der Niveaudichte. Das Verhältnis der spinabhängigen

Niveaudichten für den gesamten Energiebereich ist zum Studium der Spinverteilung unbrauchbar, da die breite 134 keV-Resonanz, wie in Abschnitt 2.1.2 bereits erwähnt, auch durch mehrere, schmalere Resonanzen mit Spin 1 ersetzt werden könnte.

Die in den Tabellen 5 und 6 angegebenen Stärkefunktionswerte haben einen Fehler von etwa 20 %, der durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Resonanzparameter bedingt ist. Sie entsprechen einer Stichprobe aus statistisch verteilten Breiten und Abständen.

Nimmt man für die Niveaubreiten eine Porter-Thomas-Verteilung und für die Niveauabstände eine Wigner-Verteilung an, so kann man aus den gemessenen Resonanzparametern die "wahrscheinlichste Stärkefunktion" nach einer von Slavinskas und Kennett²⁴⁾ angegebenen Methode ermitteln, die auf der Berechnung von "maximum-likelihood"-Werten der Breiten und Abstände basiert. Für diese Stärkefunktionsberechnungen stand ein von Fröhner²⁵⁾ geschriebenes Fortran IV-Programm zur Verfügung, das keine "missed-level"-Korrekturen enthält.

Wie die gute Linearität der integralen Niveaunummern $N(E)$ der untersuchten Isotope in Abb. 8 zeigt, scheint kein systematischer Verlust von Resonanzen bei hohen Energien durch die energieabhängige Analysiergrenze vorzuliegen. Die "missed levels" wurden daher als gleichmäßig mit sehr kleinen Breiten über den Meßbereich verteilt angenommen. Tabelle 7 zeigt die so gefundenen wahrscheinlichsten Stärkefunktionswerte zusammen mit den "missed-level"-Werten aus den Tabellen 5 und 6 sowie der Anzahl der "missed levels". Die angegebenen Fehlergrenzen bestimmen ein Konfidenzintervall, innerhalb dessen die Stärkefunktion mit 68,3 % Wahrscheinlichkeit liegt.

3.3 Vergleich mit bisherigen Ergebnissen

Für die beiden untersuchten Isotope existierten bisher nur Wirkungsquerschnittsmessungen aus Oak Ridge²⁶⁾, die für Titan 49 von 2 bis 60 keV und für Chrom 53 von 3 bis 40 keV reichen. In der vorliegenden Arbeit konnten Messung und Interpretation der Wirkungsquerschnitte bis zu einer Energie von 250 keV ausgedehnt werden.

Dabei ist die Auflösung des Karlsruher Spektrometers bei 60 keV um fast eine Größenordnung besser als die des Spektrometers von Oak Ridge¹⁾. Ein Vergleich der hier ermittelten Resonanzparameter mit den in Oak Ridge gefundenen zeigt nicht immer eine gute Übereinstimmung: die Niveaubreiten unterscheiden sich bis um einen Faktor zwei. Die in der zitierten Arbeit mit Γ_n bezeichneten Breiten sind durch Flächenanalyse nach einer von Seth²⁷⁾ angegebenen Methode ermittelt worden. Da man bei der Flächenanalyse nicht Γ_n sondern nur $g \Gamma_n$ erhält und für beide Kerne keine Spinbestimmung der Resonanzen vorgenommen wurde, sind die angegebenen Niveaubreiten die Größen $g \Gamma_n / 0,5$, also die Breiten für einen mittleren g -Wert von 0,5. Im Falle des ^{49}Ti scheint in der Oak-Ridge-Arbeit der Untergrundbeitrag von ^{48}Ti nicht genügend detailliert berücksichtigt worden zu sein, und zumindest für die Untersuchung der drei nahe benachbarten ^{53}Cr -Resonanzen zwischen 25 und 30 keV ist ein Multiniveaufit vorteilhafter als die dort angewandte Flächenanalyse.

Für ^{49}Ti wurde eine Stärkefunktion von $2,66 \pm 1,3$ für das Gebiet von 2 - 60 keV angegeben, was dem hier gefundenen Wert 2,5 für 17 - 150 keV entspricht. Für den Energiebereich von 17 - 250 keV wurde hier der größere Wert 3,2 gefunden. Im Falle von ^{53}Cr werden in der Arbeit aus Oak Ridge die Stärkefunktionswerte $5,1 \pm 2,6$ für den Energiebereich von 3 - 40 keV und $12,4 \pm 8$ für 3 - 15 keV angegeben. Das Beispiel ^{53}Cr mit großen reduzierten Breiten direkt oberhalb der Neutronenbindungsenergie und einem Gebiet von 15 - 60 keV, das einen vergleichsweise sehr geringen Beitrag zur Stärkefunktion liefert, zeigt die bereits in Abschnitt 3.2.1 angesprochene Bedeutung eines ausreichend großen Mittelungsintervalls und einer genügend großen Resonanzzahl bei der Ermittlung eines repräsentativen Stärkefunktionswertes. Der in Oak Ridge ermittelte Stärkefunktionswert für das Energieintervall von 3 - 40 keV stimmt allerdings mit dem hier für das wesentlich größere Energiegebiet von 18 bis 250 keV ermittelten Wert 4.1 im Rahmen der Fehlergrenzen überein.

Während also die in Oak Ridge gemessenen spinunabhängigen Stärkefunktionswerte im wesentlichen durch die vorliegende Arbeit bestätigt und durch den vorliegenden, größeren Meßbereich besser gesichert werden können, zeigen die individuellen Resonanzparameter keine gute Übereinstimmung. Die bessere Auflösung des Karlsruher Spektrometers und die Beschreibung des gemessenen Wirkungsquerschnitts durch eine Multiniveauformel, die eine Spinzunordnung und eine detaillierte Berücksichtigung des Untergrundes bei der Messung an Titan ermöglicht, sind die wesentlichen Vorteile der vorliegenden Arbeit bei der Analyse des in beiden Arbeiten untersuchten Energiebereiches.

4. Berechnung von Stärkefunktionswerten

4.1 Stärkefunktion und "doorway-state"-Konzept

4.1.1 Massenabhängigkeit der s-Wellen-Stärkefunktion

Die Stärkefunktion für s-Wellen-Neutronen zeigt als Funktion der Massenzahl als Grobstruktur ein Resonanzverhalten, das durch Einzelteilchenresonanzen des optischen Modells erklärt werden kann. Eine Übersicht über solche Rechnungen gibt beispielsweise Lynn¹⁹⁾. Die Massenabhängigkeit läßt sich qualitativ leicht verstehen, wenn man anstelle eines optischen Potentials den einfachen Fall des reellen Kastenpotentials betrachtet. Maximale Amplitude der Wellenfunktion im Topf bekommt man dann, wenn die Sinuswelle für den Innenraum am Kernrand einen extremalen Wert hat, also bei

$$KR = (n+1/2)\bar{l} \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots \quad (14)$$

wenn R der Topfradius und K der Beitrag des Wellenvektors für das Potentialinnere sind. Werte der Stärkefunktion kurz oberhalb der Bindungsenergie sind Werte für eine feste Größe K. Je nach Kernradius,

also Massenzahl, ist die Bedingung (14) nun mehr oder weniger gut erfüllt. Für einen sphärischen Kern erhält man so für die Stärkefunktion in Abhängigkeit von der Massenzahl zwei Maxima bei etwa $A=55$ und $A=155$ ¹⁹⁾, da hier jeweils ein $l=0$ Einzelteilchenniveau des optischen Potentials in den Bereich der Neutronenbindungsenergie kommt. Da der Zustand $2s$ für Kerne im Gebiet um $A=55$ gebunden ist, wird das Anwachsen und Abfallen der Stärkefunktionswerte in diesem Gebiet als die $3s$ -Resonanz der Stärkefunktion bezeichnet. Der Zustand $3s$ wird nun mit wachsender Massenzahl gebunden und der nächste Peak der Stärkefunktion entspricht der $4s$ -Resonanz.

Berücksichtigt man die Möglichkeit kollektiver Bewegungen des Kerns, so erhält man im Bereich der stabil deformierten Kerne anstelle einer einzigen Resonanz eine Aufspaltung. Qualitativ ist das so zu verstehen, daß die Resonanzbedingung zunächst in der Längsachse des Ellipsoids erfüllt ist. Durch die Vergrößerung der Exzentrizität mit der Masse in diesem Gebiet tritt eine Verstimmung ein, und erst bei größerer Massenzahl kann die Resonanzbedingung in der Nebenachse des inzwischen vergrößerten Ellipsoids wieder erfüllt werden. Für das Gebiet der $3s$ -Resonanz berücksichtigten Buck und Perey²⁸⁾ die Möglichkeit kollektiver Schwingungen, die einer Art dynamischer Deformation entsprechen. Man erhält so eine Verschiebung des Resonanzmaximums nach etwa $A=50$ und eine Schulter der Resonanz nach höheren Energien hin. Diese Rechnungen zählen zu den besten Stärkefunktionsberechnungen im Rahmen des optischen Modells.

Abweichend von diesem mittleren Verhalten, das relativ gut durch das optische Modell beschrieben werden kann, zeigen die experimentellen Stärkefunktionswerte erhebliche Fluktuationen um den mittleren Verlauf. Worauf diese Variationen der Stärkefunktionswerte zurückzuführen sind, ist klar. Die grobe Beschreibung der Kernreaktionen durch ein optisches Potential kann nicht die tatsächlichen, individuellen Strukturen des Target- und des Compoundkernes berücksichtigen. Bei dem Versuch, diese Fluktuationen zu erklären, entwickelten Feshbach und seine Mitarbeiter (siehe z.B. 5), 6)) das "doorway-state"-Konzept.

4.1.2 Zum "doorway-state"-Konzept

Doorwayzustände sind einfache Anregungszustände des Compoundkerns mit der strategischen Position, daß ein Übergang aus dem Eingangskanal mit dem Targetkern im Grundzustand in kompliziertere Compoundkernzustände nur über sie möglich ist. Sie lassen sich völlig modellunabhängig definieren⁶⁾, jedoch ist das geläufigste Bild der 2 Teilchen-1 Loch-Zustand, der bei einer Schalenmodellbeschreibung der elastischen Streuung für eine reine Zwei-Teilchen-Restwechselwirkung und einen Targetkern mit abgeschlossener Schale oder Unterschale als Doorwayzustand fungiert. Der Eingangskanal ist dann in der Schalenmodellterminologie ein Ein-Teilchen-Zustand und beschreibt die Bewegung des einfallenden Nukleons im Feld des Targetkernes. Durch die Restwechselwirkung wird ein Teilchen-Loch-Paar angeregt und das einfallende Nukleon selbst nimmt einen gebundenen Zustand ein (Abb. 9). Man erhält so durch den ersten Wechselwirkungsakt den Doorway-Zustand, hier einen 2T-1L-Zustand. Dem Doorway-Zustand läßt sich eine Breite Γ_d zuordnen mit

$$\Gamma_d = \Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow}$$

Γ^{\uparrow} ist dabei die Breite für den Zerfall des Doorway-Zustandes zurück in den Zustand des Eingangskanals und Γ^{\downarrow} bedeutet die Breite für das Entstehen komplizierterer Compoundkernkonfigurationen durch weitere Wechselwirkungsakte. Hier in diesem Bild wäre das eine Absorption in der Hierarchie der $(n+1)T-nL$ -Zustände.

Eine wesentliche Aussage der Doorway-Theorie ist, daß, ähnlich wie im Falle der Riesenresonanzen des optischen Modells, die Einzelteilchenzuständen des einfallenden Teilchens im mittleren Kernpotential zugeordnet werden können, nun die primären Compoundkernzustände, die Doorway-Zustände, eine intermediäre Struktur im totalen Wirkungsquerschnitt hervorrufen. Deren Breiten sollen zwischen den nach MeV zählenden Einzelteilchenresonanzbreiten und den nach eV bis keV zählenden Vielteilchenresonanzbreiten liegen.

Für den Fall elastischer Streuungspinloser Teilchen hat man die in Abb. 10 schematisch skizzierten Verhältnisse für einen isolierten Doorwayzustand. Die Compoundkernresonanzen, die über diesen Doorwayzustand entstanden sind, erreichen den maximalen Wirkungsquerschnitt von $4\pi\lambda^2$. Bei geeigneter mittlerer Energieauflösung beobachtet man anstelle der Feinstruktur eine einzige, breite Resonanz, die sich formal durch eine Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formel für elastische Streuung bei gleichzeitiger Absorption beschreiben läßt²⁹⁾. Die Breite dieser Resonanz im gemittelten Wirkungsquerschnitt ist Γ_d und der maximale Wirkungsquerschnitt ist um den Faktor $\Gamma^\uparrow / \Gamma_d$ gegenüber $4\pi\lambda^2$ abgesenkt. Es gelten ähnliche Summenregeln wie im Falle der Riesenresonanzen³⁰⁾, und eine wichtige Relation, die im folgenden noch benötigt wird, lautet

$$\Gamma^\uparrow = \sum_i \Gamma_i \quad (15)$$

wobei Γ_i die Breiten der Feinstrukturresonanzen in einer K-Matrix-Parametrisierung^{29), 31)} sind. Es wird jedoch angenommen, daß diese Relation in guter Näherung auch für die Breiten aus einer R-Matrix-Parametrisierung gilt²⁹⁾. Das Schwellenverhalten der Breiten läßt sich eliminieren, indem reduzierte Breiten eingesetzt werden^{56), 32)}.

Die Abb. 10 verdeutlicht auch das in Abschnitt 3.2.1 angesprochene Problem, daß bei einem zu kleinen Energieintervall und ausgeprägten intermediären Strukturen lokale Werte der Stärkefunktion ermittelt werden, die erheblich von den aus einer Mittelung über viele Doorway-Zustände erhältlichen Werten abweichen können.

4.1.3 "Brückenbeziehung"

Eine für Stärkefunktionsberechnungen wichtige Relation, die eine Verknüpfung von meßbaren Feinstrukturgrößen und Größen des Doorway-Modelles herstellt, wurde von Feshbach und Mitarbeitern⁶⁾

abgeleitet und wird im folgenden wegen dieser Funktion als "Brückenbeziehung" bezeichnet. Sie lautet

$$\frac{\overline{\Gamma}}{D} = \frac{\overline{\Gamma^\uparrow}}{D_d} \quad (16)$$

Diese Formel gilt für den Fall nicht überlappender Doorway-Zustände und setzt eine Mittelung über ein Energieintervall voraus, das viele Doorway-Zustände (Abstände D_d) enthält. Sie bietet eine Möglichkeit zur Berechnung von Stärkefunktionswerten mit Hilfe des Doorwaymodells.

Um die Brückenbeziehung plausibel zu machen, kann man zwei Fälle unterscheiden. Ist $\Gamma^\downarrow=0$, so sind die Doorway-Zustände die kompliziertesten möglichen Compoundkernzustände und damit ist die Relation (16) klar. Ist $\Gamma^\downarrow \neq 0$ und werden im interessierenden Energieintervall N Feinstrukturresonanzen beobachtet, so gilt (siehe Abschnitt 3.2.1) für die linke Seite der Brückenbeziehung

$$\frac{\overline{\Gamma}}{D} = \frac{N}{\sum_{i=1}^N} \Gamma_i / \Delta E \quad .$$

Entsprechendes gilt für die rechte Seite, wenn N_d die Anzahl der Doorway-Zustände im Intervall ΔE bedeutet:

$$\frac{\overline{\Gamma^\uparrow}}{D_d} = \frac{N_d}{\sum_{j=1}^{N_d}} \Gamma_j^\uparrow / \Delta E$$

Wenn man nun die Summenregel (15) berücksichtigt, findet man die Gleichung (16) bestätigt, da dann in beiden Summen insgesamt über alle Compoundkernresonanzen summiert wird.

Die Größe Γ^\uparrow hat in der Schreibweise von Feshbach die Form

$$\Gamma^\uparrow = 2\pi |\langle \Psi_d | H_{dP} | \Psi_o^{(+)} \rangle|^2 \quad . \quad (17)$$

Dabei ist Ψ_d die Wellenfunktion des Doorwayzustandes und $\Psi_o^{(+)}$ die Wellenfunktion des offenen Kanals, die den Streuzustand des (ein- oder) auslaufenden Teilchens im Feld des Targetkernes beschreibt. H_{dP} ist der Teil des vollen Hamiltonoperators, der nichtverschwindende Matrixelemente zwischen diesen beiden Zustandsklassen besitzt und gehört in der Nomenklatur des Abschnittes 3.1.3 zur Restwechselwirkung. Γ^\dagger hat die Form einer Zerfallswahrscheinlichkeit des Doorway-Zustandes in den offenen Kanal und wurde von Shakin³³⁾ für gg-Targetkerne aus der Reihe der Zinn- und Blei-Isotope berechnet. Dabei wurden wegen der magischen Protonenschalen nur Doorway-Zustände betrachtet, die über die Neutronenkonfiguration möglich sind. Shakin stellte durch diese Rechnung fest, daß die Breiten Γ^\dagger statistisch verteilt sind. So zeigte die Verteilung der berechneten reduzierten Breiten für ^{205}Pb ein Übergewicht der kleinen Breiten, ähnlich wie es eine Porter-Thomas-Verteilung²²⁾ aufweist. Aus einer geringen Niveaubreite läßt sich also nicht allgemein auf eine komplizierte Compoundkernkonfiguration schließen.

Block und Feshbach entnahmen Shakins Rechnungen, daß die Fluktuationen der Stärkefunktion hauptsächlich durch die Variationen der Dichte der Doorwayzustände im Gebiet der Neutronenbindungsenergie verursacht werden. Sie vereinfachten daraufhin die Relation (16) radikal und machten im Prinzip folgenden empirischen Ansatz für die s-Wellen-Stärkefunktion

$$\frac{\bar{\Gamma}}{D} = \sum \Gamma^\dagger / \Delta E = \gamma \cdot \overline{\Gamma^\dagger} \approx \gamma \cdot S_{\text{opt}} \cdot a \quad (18)$$

γ bedeutet hier die mittlere Anzahl der Doorway-Zustände pro Energieeinheit und S_{opt} steht für die Stärkefunktion, wie sie sich aus dem optischen Modell errechnen läßt. Block und Feshbach nehmen also an, daß sich aus dem Mittelwert der Größen Γ^\dagger , die ja Matrixelemente zwischen den Doorway-Zuständen und der Wellenfunktion des offenen Kanals sind und damit Einzelteilchenresonanzeffekte enthalten, eine mittlere Massenabhängigkeit in der Form der

Stärkefunktion des optischen Modells herausfaktorisieren läßt. Die Fluktuationen der Stärkefunktion von Isotop zu Isotop sind dann durch γ bedingt und a , der Rest des mittleren Matrixelementes, wird für alle Kerne als gleich angenommen und als Parameter zur Anpassung an das Experiment benutzt.

Tatsächlich benutzen Bloch und Feshbach einen etwas komplizierteren Ansatz mit der Summe $\gamma_0 a_0 + \gamma_1 a_1 + \gamma_2 a_2$ anstelle von γa , weil sie eine Multipolentwicklung ihres spinunabhängigen Restwechselwirkungspotentials durchführen und die Doorwayzustände nach Multipolordnungen klassifizieren. Sie erhalten damit 3 Parameter zur Anpassung an das Experiment. Die Anzahl der möglichen Zustände finden sie kombinatorisch als 2T-1L-Zustände im Termssystem eines Wood-Saxon-Potentials und erhalten so die Stärkefunktionswerte für 26 gg-Kerne im Massenbereich A=40 bis A=130. Die erzielte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist bezüglich des Grobstrukturverlaufes gut, jedoch ist sie nicht detailliert, sondern die Fluktuationen werden mehr qualitativ nachgewiesen.

4.2 Zur Supraleitungstheorie des Kernes

4.2.1 Modell-Hamiltonoperator

Betrachtet man die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, so werden deren langreichweitige Komponenten gut in dem mittleren, effektiven Potential des Hartree-Fock-Bildes berücksichtigt sein, extrem kurzreichweitige Anteile dagegen weniger. Diese Komponenten werden sich besonders bei konjugierten Schalenmodellteilchen bemerkbar machen, d. h. bei solchen Nukleonen, die sich nur im Vorzeichen ihrer Magnetquantenzahl unterscheiden. Sie haben den größten Überlapp der Wellenfunktionen; korrespondenzmäßig laufen sie auf der selben Bahn mit umgekehrtem Drehsinn. Solche Paarungseffekte äußern sich in den odd-even-Effekten der Niveaustuktur direkt oberhalb des Grundzustandes ("energy gap" bei gg-Kernen), der Niveaudichten und der Massenformeln sowie

in der Tatsache, daß alle gg-Kerne im Grundzustand Spin Null haben. Einen Weg, diese Paarungseffekte zu berücksichtigen, stellt die Supraleitungstheorie des Kerns³⁴⁻³⁶⁾ dar, deren bekanntestes Resultat die Berechnung realistischer Kernträgheitsmomente^{37), 64)} ist.

Betrachtet man zwei identische Teilchen auf einem entarteten Einzelteilchenniveau eines sphärischen Kernes und berücksichtigt zwischen ihnen eine δ -förmige Restwechselwirkung, so erhält man die in Abb. 11 dargestellte Aufspaltung des vorher entarteten Niveaus: der Zustand, in dem die beiden Teilchen ein Paar mit $J=0$ bilden, ist weitaus am stärksten energetisch abgesenkt. Diesen Effekt simuliert man im Paarkraftansatz, in dem man überhaupt nur eine Restwechselwirkung zwischen konjugierten Teilchen annimmt und die anderen Zustände entartet läßt. Eine solche selektive Wechselwirkung läßt sich einfach in der Sprache der zweiten Quantisierung ausdrücken.

Der Hamiltonoperator

$$H = \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma} \langle \alpha\beta | V_R | \gamma\delta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma} \quad (19)$$

beschreibt ein System einer Nukleonensorte, wobei die Nukleonen die möglichen Energiezustände ϵ_{α} eines mittleren effektiven Potentials einnehmen können und zusätzlich einer beliebigen Zwei-Teilchen-Restwechselwirkung V_R ausgesetzt sind. Die Indizes charakterisieren eine mögliche Kombination der Quantenzahlen eines vollständigen Satzes mechanischer Größen eines einzelnen Nukleons im System, und a^{\dagger} bzw. a sind Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren. Die Restwechselwirkung zwischen zwei Nukleonen in den Zuständen γ und δ bewirkt, daß diese in die Zustände α und β übergehen.

Im Modell-Hamiltonoperator des Paarkraftansatzes wird nun anstelle der vollen Restwechselwirkung in Gl. (19)

$$- \frac{G}{2} \sum_{k,k'} a_k^{\dagger} a_{-k}^{\dagger} a_{k'} a_{-k'}$$

gesetzt; durch die Paarkraft werden Übergänge von Paaren aus den konjugierten Zuständen k' , $-k'$ in die konjugierten Zustände k , $-k$ möglich. Das konstante Matrixelement simuliert ebenfalls grob eine ζ -Kraft: die Überlappungsintegrale für Zustände aus 1 bis 3 Oszillatorschalen im Gebiet der Fermikante sind größer als für Zustände aus entfernteren Schalen, und daher wird nur über erstere summiert und für letztere $G=0$ gesetzt.

4.2.2 BCS-Funktion

Die Methode von BCS (Bardeen, Cooper und Schrieffer³⁸⁾) zur Lösung des Paarkraftproblems besteht darin, eine Versuchswellenfunktion

$$|\Psi_{\text{BCS}}\rangle = \prod_k (u_k + v_k a_{k'}^+ a_{-k}^+) |0\rangle$$

anzusetzen, die für eine geradzahlige Teilchenzahl einen Zustand beschreibt, in dem die zweifach entarteten Niveaus k mit gewissen Wahrscheinlichkeitsamplituden v_k ($u_k^2 + v_k^2 = 1$) durch ein konjugiertes Paar besetzt sind. Diese Wellenfunktion ist keine Eigenfunktion des Teilchenzahloperators. Man geht nun so vor, daß man den Erwartungswert des Modellhamiltonoperators in dem durch die BCS-Funktion beschriebenen Zustand durch Variation der Besetzungswahrscheinlichkeiten v_k^2 minimalisiert mit der Nebenbedingung, daß der Mittelwert der Teilchenzahl N der tatsächlichen Teilchenzahl n entspricht. Das führt zu den Relationen

$$n = 2 \sum_k v_k^2 \quad \text{"number-equation"} \quad (20)$$

$$\Delta = G \sum_k u_k v_k \quad \text{"gap-equation"} \quad (21)$$

Dabei gilt

$$v_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{E_k} \right) \quad (22)$$

und

$$E_k = \sqrt{(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (23)$$

Wenn man also von einem Satz Einzelteilchenniveaus ϵ_k ausgeht und G über die Paarungsenergie bestimmt (siehe Abschnitt 4.2.3), so hat man die 2 Gleichungen (20) und (21) für die beiden Unbekannten, den Gap-Parameter Δ und die Fermi-Grenzenergie λ .

Man erhält so die in Abb. 12 skizzierten Verhältnisse: anstelle der scharfen Fermikante im Falle wechselwirkungsfreier Teilchen ergibt sich eine diffuse Fermizone. Durch die "Paarkorrelationswirbeleien" sind die Zustände im Bereich der Fermikante teils mit Paaren besetzt, teils unbesetzt. In gewisser Weise läßt sich diese diffuse Fermioberfläche in stripping- oder pick-up-Reaktion^{en} direkt ausmessen³⁹⁾.

4.2.3 Quasiteilchenzustände

Die BCS-Funktion beschreibt also den Grundzustand eines geradzahligem System einer Nukleonensorte. Dessen angeregte Einzelteilchenzustände lassen sich elegant durch die Quasiteilchenmethode von Bogoliubov berechnen. Es handelt sich hierbei um eine Transformation mit dem Ziel, anstelle von Fermionen mit Wechselwirkung, die also ihre Additivität der Energien verloren haben, wechselwirkungsfreie "Quasiteilchen" zu erhalten. Das ist natürlich nur näherungsweise möglich³⁷⁾. Als Beispiel für einen Quasiteilchenoperator sei der Operator

$$\alpha_k^+ = u_k a_k^+ - v_k a_{-k}$$

angegeben, der den Quasiteilchenzustand k erzeugt. Allgemein sind die Quasiteilchenoperatoren aus Teilchenerzeugungs- und Vernichtungsoperatoren zusammengesetzt. Ihr Vakuum ist der BCS-Grundzustand. Im Gegensatz zum Teilchenvakuum $|0\rangle$ hat also das Quasiteilchenvakuum sowohl eine Teilchenzahl als auch eine Energie. Die möglichen Anregungszustände des Systems ergeben sich additiv aus den Quasiteilchenenergien E_k , die durch Gl. (23) gegeben sind.

Ein Ein-Quasiteilchenzustand (1 QP-Zustand) ergibt sich zu

$$a_{k_0}^+ |\Psi_{\text{BCS}}\rangle = a_{k_0}^+ \prod_{k \neq k_0} (u_k + v_k a_k^+ a_{-k}^+) |0\rangle$$

d. h. er enthält ein reales Teilchen im Zustand k_0 , während die restlichen $N-1$ Teilchen noch von der "Paarkorrelationswirbelelei" erfaßt sind. Dies ist symbolisch in Abb. 13 in einer Art dargestellt, die es gestattet, den Erwartungswert der Teilchenzahl N abzulesen. Das reale Teilchen mit den Quantenzahlen k_0 hat im Falle eines Nilsson-Potentials⁴⁰⁾ einen festen Wert der Projektion des Spins auf die Symmetrieachse oder im Falle eines sphärischen Kernes einen festen Spin. Man kann also durch einen 1QP-Zustand den Grundzustand und angeregte Zustände eines ungeradzahligem Systems beschreiben. Der Grundzustand ist der 1QP-Zustand mit der niedrigsten Energie, also, wie Gl. (23) zeigt, der Zustand, bei dem das reale Teilchen der Fermikante am nächsten ist. Die Anregungsenergie E_A eines QP-Zustandes k ergibt sich als Energiedifferenz

$$E_A = E_k - E_{k_0}$$

Hier erkennt man nun bereits den Grund für den odd-even-Effekt in den Bindungsenergien. Wenn die Vakuumenergie eines ungeraden Systems der Mittelwert der zwei benachbarten geraden Systeme ist, so liegt die Gesamtenergie des ungeraden Systems doch um mindestens Δ höher (siehe Gl. (23)), weil hier bereits im

Grundzustand ein Quasiteilchen vorhanden ist. Dies ermöglicht eine Anpassung von G über die experimentellen Paarungsenergien.

Aus Spingründen müssen die angeregten Zustände eines geradzahli- gen Systems eine gerade Anzahl von Quasiteilchen enthalten. Die niedrigsten Anregungszustände sind also 2QP-Zustände, wobei es zwei Möglichkeiten gibt (siehe Abb. 14).

Ein Zustand

$$\alpha_{k_1}^+ \alpha_{k_2}^+ |\Psi_{BCS}\rangle = a_{k_1}^+ a_{k_2}^+ \prod_{k \neq k_1, k_2} (u_k + v_k a_k^+ a_{-k}^+) |0\rangle$$

entspricht dem Aufbrechen eines Paares. Die Bruchstücke werden nicht mehr durch die Paarkraft beeinflusst, der Zustand hat Seniority $s=2$, d. h. die Anzahl der ungepaarten Teilchen ist zwei. Die Anregungsenergie dieses Zustandes ist

$$E_A = E_{k_1} + E_{k_2}$$

Daneben gibt es noch Quasiteilchenzustände mit Seniority null

$$\alpha_{k_1}^+ a_{-k_1}^+ |\Psi_{BCS}\rangle = (-v_{k_1} + u_{k_1} a_{k_1}^+ a_{-k_1}^+) \prod_{k \neq k_1} (u_k + v_k a_k^+ a_{-k}^+) |0\rangle$$

mit der Energie $2E_{k_1}$ und Spin und Parität 0^+ , die dem Anheben eines ganzen Paares entsprechen.

Man erkennt hier, woher die Energielücke, der "energy gap", im Anregungsspektrum von gg-Kernen herrührt: der niedrigste Anregungszustand dieser Kerne ist ein 2QP-Zustand und liegt somit mindestens um den Betrag 2Δ über dem Grundzustand. Auch hier- durch ist prinzipiell eine Bestimmung von G möglich³⁷⁾.

Einige Probleme, die sich aus den Näherungen des oben skizzierten extremen Quasiteilchenbildes ergeben, werden in Abschnitt 4.3.2 kurz diskutiert.

4.3 Methode der Stärkefunktionsberechnung

4.3.1 Beschreibung der Methode

Durch die vorliegenden Rechnungen soll untersucht werden, ob mit einem ähnlichen Ansatz, wie ihn Block und Feshbach benutzten (Abschnitt 4.1.3), eine detailliertere Beschreibung der Fluktuationen der Stärkefunktion im Gebiet der $3s$ -Resonanz und eine Ausdehnung der Rechnungen auf Targetkerne mit Spin möglich ist. Dazu wurde direkt von der Relation (18) ausgegangen und keine Multipolentwicklung benutzt. Bei einer solchen Berechnung der Stärkefunktion ist die entscheidende Größe die Dichte der Doorwayzustände γ , also eine spezielle Niveaudichte. Man wird diese Größe daher zweckmäßigerweise in einem Modell berechnen, das die charakteristischen Züge der experimentellen Niveaudichten, nämlich Schaleneffekte und odd-even-Effekte, wiedergibt. Hier wurde deswegen von einem Satz Schalenmodell-Einzelteilchenniveaus ausgegangen und die Paarkraft durch Verwendung eines Modells wechselwirkungsfreier Quasiteilchen (Abschnitt 4.2) berücksichtigt: die als Doorwayzustände infrage kommenden Quasiteilchenkonfigurationen mit den im Experiment für s -Wellen Neutronen beobachtbaren Spins und Paritäten wurden kombinatorisch durch ein Fortran IV-Programm ermittelt. Aus der Anzahl dieser Zustände in einem Intervall um die Bindungsenergie des Neutrons herum ergibt sich dann die Größe γ . Als Einzelteilchenzustände wurden die in Tabelle 8 angegebenen Schalenmodellniveaus, die Originaldaten des Nilsson-Modells für Deformationen Null, mit dem üblichen Wert $h\omega_0 = 41 A^{-1/3}$ MeV benutzt. Paarkorrelationen wurden zwischen Neutronen und Protonen getrennt berücksichtigt und die jeweiligen Paarkraftkonstanten G individuell über die von Cameron⁴¹⁾ angegebenen Paarungsenergien angepaßt. Für S_{opt} wurden die Stärkefunktionswerte benutzt, die Buck und Perey²⁸⁾ für ein äquivalent-lokales Potential eines nicht-lokalen Potentials⁴²⁾ erhielten.

Mit Relation (18) ergäbe sich nun über die so berechneten γ -Werte eine starke mittlere Massen- und Spinabhängigkeit der berechneten Stärkefunktionen, die experimentell nicht auftritt. Es wurde daher der empirische Ansatz gemacht, daß diese Niveaudichteeffekte der Größe γ im Mittel durch entsprechende reziproke Massen- und Spinabhängigkeiten des Rest-Matrixelementes a kompensiert werden. In der Tat scheinen die Rechnungen von Payne⁴³⁾ ein Abnehmen der Größe mit der Massenzahl unabhängig von der überlagerten Riesenresonanzstruktur zu zeigen. Die zweifellos schwierige Überprüfung der allgemeinen Gültigkeit der benutzten Annahmen über die Größe Γ^\uparrow geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist insofern eine Bestätigung der näherungsweise Gültigkeit dieser Annahmen.

Die mittlere Massenabhängigkeit der spinunabhängigen Doorway-Zustandsdichte ist grob proportional A^3 (vergleiche 44)) weil die Dichte der Zustände von drei völlig unabhängigen Quasiteilchen in grober Näherung proportional g^3 ist, wobei g die mittlere spinunabhängige Einzelteilchenniveaudichte bedeutet. Diese aber ist proportional A , was experimentell sehr deutlich aus Niveaudichten erhältlich ist, aber sich auch durch Mittelung im Nilsson-Niveauschema ergibt⁴⁵⁾.

Für die mittlere Spinabhängigkeit der Doorwayzustandsdichte wurde die in Niveaudichteformeln übliche Spinverteilungsfunktion (siehe z. B. 46)) mit einem Spinabschneidefaktor $\sigma=4,2$ angenommen. Dieser Wert ergab sich in guter Übereinstimmung für alle auftretenden Spins aus den berechneten, spinabhängigen Doorwayzustandsdichten. Es ist etwa der Wert, den man bei einer Berechnung von σ erhält, wenn man für das Trägheitsmoment des Kernes den Wert des starren Körpers für etwa $A=70$ einsetzt (siehe z. B. 47)).

Der Ansatz für a hat also die Form

$$a = \frac{1}{A^3} \cdot \frac{1}{\sum_J ((2J+1) \exp[-J(J+1)/2\sigma^2])} \cdot a^* \quad (24)$$

wobei $\sigma = 4,2$ ist. Die Summe läuft über die für s-Wellen-Neutronen möglichen Gesamtdrehimpulse J und a^* steht als freier Parameter zur Anpassung an das Experiment zur Verfügung. Die spezielle Form der angenommenen Massen- und Spinabhängigkeiten läßt sich sicher nicht eindeutig aus einem Vergleich von berechneten und gemessenen Stärkefunktionen bestätigen. Jedoch werden zumindest die ungefähren Trends der benutzten Abhängigkeiten nötig sein, wenn man mehr erreichen will als nur eine Beschreibung der Stärkefunktionsänderungen von Kernen gleichen Spins aus einem engen Massenbereich.

Als Kriterium dafür, ob ein Zustand als Doorway-Zustand fungieren kann, wurde die Erzeugbarkeit dieses Zustandes durch einen einmaligen Wechselwirkungsakt des einfallenden Neutrons mit einem Nukleon der Targetkonfiguration betrachtet. Insofern spielt die Berücksichtigung von Paarkorrelationen auch hier eine wichtige Rolle: man erhält in einer Quasiteilchenbeschreibung zusätzliche Doorwayzustandskonfigurationen gegenüber reinen Schalenmodellrechnungen einfach deswegen, weil für den Grundzustand des Targetkernes eine kompliziertere Konfiguration angesetzt wird. Diese Targetkonfigurationen sind nicht nur realistischer (Einschränkungen in Abschnitt 4.3.2) sondern die Größe kann damit aus einer größeren Anzahl von Zuständen bestimmt werden. Weil die Größen Γ^\dagger statistisch verteilt sind, wird so die Zuverlässigkeit der berechneten Stärkefunktionswerte größer. Ein weiterer Vorteil des Quasiteilchenbildes ist der Fortfall des Bilanzierens von Teilchen und Löchern.

Als Beispiel für mögliche Doorwaykonfigurationen im Quasiteilchenbild sei hier der Fall eines ug-Targetkernes betrachtet. Der Targetkern hat also im Grundzustand ein Neutronenquasiteilchen (Abb. 15). Bei einer Wechselwirkung des einfallenden Neutrons mit dem ungepaarten Targetneutron entstehen 2QP-Zustände in der Neutronenkonfiguration (a). Durch eine Wechselwirkung mit einem gepaarten Neutron entstehen spezielle 4QP-Zustände mit 3 Quasiteilchen in beliebigen Zuständen und dem Leuchtneutron in seiner festen Position (b). Auch bei einer Wechselwirkung des einfallenden

Neutrons mit einem gepaarten Proton entsteht ein spezieller 4QP-Zustand: Das Grundzustandsquasiteilchen behält seine Position, und außerdem entstehen ein Neutronenquasiteilchen und 2 Protonenquasiteilchen in beliebigen Zuständen (c).

Die Abb. 16 zeigt einen Vergleich der Doorway-Zustände, die über die Neutronenkonfiguration des Targetkernes Ni58 möglich sind, einmal im Schalenmodell als 2T-1L-Zustände und einmal im Quasiteilchenmodell als 3QP-Zustände berechnet. Die für den Spin $J=1/2$ maximale Multiplizität zwei ist durch doppelte Strichlänge der Niveaus angedeutet. Das Einzelteilchenschema, das den Rechnungen zugrunde liegt, ist das modifizierte Nilsson-Schema von Good et al.²⁶⁾. Im dargestellten Beispiel ist die Vergrößerung der Doorway-Zustandsdichte nicht sehr stark.

4.3.2 Diskussion der Methode

Der erste wesentliche Punkt, der die Anwendbarkeit der im vorigen Abschnitt geschilderten Methode der Stärkefunktionsberechnung einschränkt, ist der Gültigkeitsbereich der "Brückenbeziehung" (16). Bei Breiten Γ_d von einer Größenordnung von etwa 100 keV, wie sie meist in der Literatur angenommen werden, wäre die Voraussetzung nicht überlappender Doorway-Zustände aufgrund der errechneten Werte γ nur für wenige der untersuchten Kerne erfüllt. Dagegen wäre diese Bedingung für die von Vagrado⁴⁸⁾ mit Migdals Fermi-Flüssigkeitsmodell⁴⁹⁾ errechneten Breiten für 3-Quasiteilchenzustände von 1 bis 5 keV praktisch für alle Kerne erfüllt. Sie ergäbe aber zumindest für uu-Compoundkerne eine Begrenzung der Anwendbarkeit der Gl. (16) nach größeren Massen hin, da die größte errechnete Doorwayzustandsdichte im untersuchten Massenbereich bereits einen mittleren Niveauabstand von rund 5 keV (⁵⁹Co) entspricht.

Eine weitere Begrenzung der Gültigkeit der vorliegenden Rechnungen stellt die Vernachlässigung von n-p-Paarkorrelationen dar. Bei schwereren Kernen kann man argumentieren, die Fermikanten der beiden

Nukleonensysteme seien so weit entfernt, daß eine Streuung von Neutron-Proton-Paaren aus dem Gebiet unterhalb der Fermikante der Protonen in das unbesetzte Gebiet oberhalb der Fermikante der Neutronen einen so großen Energiebetrag erfordere, daß sie wesentlich unwahrscheinlicher sei als eine Streuung von Paaren gleicher Nukleonen. Da in dem hier untersuchten Massenbereich Neutronen und Protonen die gleiche Schale füllen, trifft dieses Argument hier nicht zu. Während Lane⁵⁰⁾ vermutet, daß np-größer als nn- und pp-Paarkorrelationseffekte sein könnten, schließen Shaker und Kresnin⁵¹⁾ aus der Behandlung von np-Paarkorrelationen durch Camiz et al.⁵²⁾, daß diese eine untergeordnete Rolle spielen und vernachlässigen sie sogar bei Rechnungen für Kerne aus der sd-Schale. Die Rolle von np-Paarkorrelationen ist also umstritten, dagegen steht fest, daß ihre mathematische Behandlung nicht die elegante Form des Paarkraftmodells haben kann und bisher nur in Ansätzen realisiert ist (siehe z. B. 50)). Die Vernachlässigung von np-Paarkorrelationen macht es jedenfalls fraglich, wie realistisch die angenommenen Targetkonfigurationen sind.

Die Verwendung des extremen Quasiteilchenmodells, in dem für alle Quasiteilchenzustände dieselben Parameter λ und Δ benutzt werden, die für den Grundzustand ausgerechnet wurden, vernachlässigt im wesentlichen zwei Effekte. Niveaus, die mit Quasiteilchen besetzt sind, also beispielsweise das Niveau des ungepaarten Nukleons eines ungeradzahligen Systems oder die beiden Niveaus mit den Bruchstücken eines aufgebrochenen Paares, scheiden für die "Paarkorrelationswirbeleien" aus und damit wird Δ kleiner (Gl. (21), ("blocking effect")). Der zweite Effekt ist die Variation der mittleren Teilchenzahl ("number effect"). Betrachtet man beispielsweise den Fall eines ungeraden Systems, so zeigt Abb. 13, daß die mittlere Teilchenzahl, die für den Grundzustand, also für $\lambda \approx \xi_{k_0}$, den Wert n haben möge, ihre Werte je nach Entfernung zur Fermikante ändert zwischen $n - 1$ für Zustände weit unterhalb und $n + 1$ für Zustände weit oberhalb der Fermikante.

Will man diese beiden Effekte allgemein berücksichtigen, so muß für jeden Zustand das Gleichungssystem für Δ und λ unter Ausschluß der blockierten Niveaus für die verbleibende gerade Nukleonenzahl neu gelöst werden. Die Anregungsenergie muß als Differenz der Gesamtenergien berechnet werden, da nun jeder QP-Zustand "ein eigenes Vakuum" hat. Damit ist der Vorteil des Quasiteilchenmodells unabhängiger Quasiteilchen bezogen auf dasselbe Vakuum dahin. Man hat dann praktisch ein Variationsverfahren, in dem die Quasiteilchenzustände nur zur Klassifikation dienen. Solche Rechnungen, die also den Einfluß der Anregungsenergie auf die Supraleitungseigenschaften und die richtige, mittlere Teilchenzahl berücksichtigen, wurden von Soloviev⁵³⁾ für stabil deformierte Kerne ausgeführt. Um diese Effekte im hier untersuchten Bereich im wesentlichen sphärischer Kerne zu studieren, wurde ein Fortran-IV-Programm geschrieben.

Abb. 17 zeigt Rechnungen für 2QP-Zustände in der Neutronenkonfiguration von ⁶²Ni. Neben den Schalenmodellzuständen (SM) sind die entsprechenden Zustände des "extremen Quasiteilchenmodells" (EQPM) dargestellt. Man erkennt die Energielücke ("energy gap") von mindestens 2Δ . Rechts anschließend sind die korrekt berechneten Zustände eingezeichnet. Hier ergeben sich kleine Unterschiede je nachdem, ob die beiden Quasiteilchen auf einem der entarteten Schalenmodellniveaus einen Zustand mit Seniority $s=0$ oder $s=2$ bilden. Vor allem sieht man die charakteristische Absenkung von Zuständen in das Gebiet unterhalb von 2Δ ⁵³⁾. Meist ist wie hier die Rolle der vernachlässigten Effekte gering. Bei einer größeren Zahl von Quasiteilchen und kurz nach Schalenabschlüssen können sie größer sein. So kann sich durch das Blockieren der entscheidenden Niveaus im Gebiet der Fermikante als einzige Lösung $\Delta=0$ ergeben, d. h. der Kern hat in diesem angeregten Zustand keine Supraleitungseigenschaften mehr. In der pauschalen Beschreibung dieses Effektes durch Niveaudichteformeln entspricht das der "nuclear phase transition"^{54), 55)}. Prinzipiell könnte dieser Effekt mit dem vorliegenden Programm detailliert erfaßt werden,

der große Mehraufwand an Rechenzeit erscheint aber angesichts der übrigen groben Näherungen, die in die Berechnung der Stärkefunktion eingehen, wie z. B. die Vernachlässigung der np-Paarkorrelationen, nicht sinnvoll.

Aus der Tatsache, daß die Basis der vorliegenden Quasiteilchenrechnungen das sphärische Schalenmodell ist, ergeben sich spezielle Probleme. Der Quasiteilchenformalismus hebt keine Entartungen auf, sondern die Zuordnung von Quasiteilchenenergien E_k zu Schalenmodellenergien ϵ_k ist nach Gl. (23) eindeutig. Das bedeutet, daß man für Kerne, deren Grundzustandsspin man im sphärischen Schalenmodell nicht beschreiben kann, auch im Quasiteilchenbild nicht die richtigen Spinwerte erhält. Für die besonders interessanten Targetkerne ^{57}Fe und ^{56}Fe treten derartige Probleme auf, jedoch wurden diese Kerne nicht bei den Rechnungen ausgeschlossen, weil hier recht plausible Korrekturen angebracht werden können. Da im Falle des Compoundkerns ^{58}Fe die Quasiteilchenenergien der Zustände $2p_{1/2}$ und $2p_{3/2}$ energetisch nur wenig verschieden sind, und die Größe des Spins des festen Quasiteilchens (siehe Abb. 15) entscheidend in die Berechnung der Doorwayzustandsdichte eingeht, wurde angenommen, daß sich das feste Quasiteilchen im Zustand $2p_{1/2}$ (Spin des Targetkerns ^{57}Fe : $1/2$) befindet jedoch mit der minimalen Quasiteilchenenergie der Neutronenkonfiguration ($2p_{3/2}$). Im Falle des Compoundkerns ^{57}Fe geht der Spin des Grundzustandsquasiteilchens nicht in die Rechnungen ein. Auch hier wurde für die Energie des Grundzustandsquasiteilchens die des $2p_{3/2}$ -Quasiteilchens angesetzt.

Die Betrachtung von intrinsic Anregungen als einzige mögliche Doorwaykonfiguration stellt schließlich ebenfalls eine Einschränkung dar, denn es wären auch kollektive Zustände als Doorwayzustände denkbar. Die starken Variationen von Eigenschaften von Kern zu Kern, wie sie die Stärkefunktionen zeigen, sind jedoch typisch für Einzelteilcheneffekte. Kollektive Eigenschaften zeigen im allgemeinen eine langsamere Variation mit der Masse. Außerdem sind die betrachteten Doorwayzustände teilweise bereits relativ

komplizierte Zustände und ihre Dichte unterscheidet sich oft nicht mehr stark von der Dichte der Compoundkernzustände, deren Niveaudichte sich bekanntlich recht gut durch ein Fermigasmodell mit Paarkorrelationen beschreiben läßt. Eine Berücksichtigung kollektiver Zustände erscheint daher nicht nötig.

4.4 Ergebnisse und Diskussion

Die Abb. 18 zeigt Stärkefunktionswerte für die 8 Kerne, die Block und Feshbach im Bereich der $3s$ -Resonanz untersucht haben. Die Verbindungslinien zwischen den einzelnen Werten sind nur als Orientierungshilfen eingezeichnet. Da es sich bei den betrachteten Kernen um gg -Targetkerne handelt, war hier keine Annahme einer Spinabhängigkeit des Restmatrixelementes erforderlich. Die Dichte der Doorwayzustände γ wurde aus einem Energieintervall ± 6 um die Bindungsenergie bestimmt. Die so ermittelten theoretischen Werte geben die Trends der experimentellen Daten gut wieder, allerdings erscheint die Größe der Fluktuationen stark übertrieben. Dies kann als ein Schalenefekt erklärt werden. Die hier für s -Wellen-Neutronen nur möglichen Zustände positiver Parität erfordern immer, daß eines der drei Quasiteilchen der Doorwaykonfiguration einen Zustand in einer Oszillatorschale ober- oder unterhalb der fp -Schale (negative Parität!) innehat. Das hat zur Folge, daß die Doorwayzustände erst bei sehr hohen Energien auftreten, also eine Art Schwellenverhalten zeigen. Das sieht man bereits in Abb. 16, allerdings in abgeschwächter Form, da diesen Rechnungen ein modifiziertes Nilssonschema zugrunde liegt, in dem der Zustand $1g_{9/2}$ mit positiver Parität an die fp -Schale herangerückt wurde²⁶⁾. Als Folge des Schaleneffektes ergibt sich also eine sehr geringe Doorwayniveaudichte γ für Kerne mit niedriger Bindungsenergie. Wenn aber kaum Zustände vorhanden sind, kann die Stärkefunktion dieser Kerne nur mit einem besonders großen Fehler bestimmt werden.

Die Rechnungen von Block und Feshbach reproduzieren die Trends weniger gut. Vor allem erhalten diese Autoren in ihrem Modell mit Ausnahme der Kerne ^{54}Cr und ^{58}Ni jeweils nur einen möglichen Doorwayzustand, was den Aussagewert der Rechnung für diese Kerne in Frage stellt. Andererseits darf hier nicht vergessen werden, daß sich ihre Untersuchungen auf einen wesentlich größeren Massenbereich und insgesamt 26 Kerne erstrecken, wofür sie aber wiederum 3 Parameter zur Anpassung an das Experiment zur Verfügung haben.

In der Abb. 18 sind noch die Neutronenbindungsenergien der einzelnen Kerne aufgetragen. Man erkennt trotz der Faltung der Daten mit der Stärkefunktion des optischen Modells, woher die Fluktuationen kommen: da die Dichte der Doorwayzustände mit der Anregungsenergie stark anwächst, bedeuten größere Anregungsenergien größere Dichten und damit größere Stärkefunktionswerte.

Abb. 19 zeigt verschiedene Detailstudien. Zunächst werden Kerne mit gleichem Spin betrachtet. Auch hier mußte also keine J-Abhängigkeit von a angesetzt werden. Dann folgen die Stärkefunktionen für die Isotope von Eisen und Chrom, deren Variationen experimentell am besten gesichert sind. Für Eisen ergibt sich praktisch kein Unterschied zwischen Werten mit und ohne Spinabhängigkeit, weil Eisen 57 die Compoundspins 0 und 1, also effektiv etwa $1/2$ hat wie die beiden anderen Isotope. Die Werte für Chrom sind einmal ohne und einmal mit Spinabhängigkeit berechnet. Die Trends werden also auch hier, wo Kerne mit und ohne Spin verglichen werden, gut wiedergegeben, und auch hier können die Fluktuationen der Stärkefunktionswerte durch die Variation der Bindungsenergie erklärt werden. Für die gg-Compoundkerne müssen dazu die effektiven Anregungsenergien betrachtet werden. Die Niveaudichte eines gg-Kernes bei der Energie E entspricht der Niveaudichte eines ug-Kernes bei der effektiven Anregungsenergie: Energie E minus Paarungsenergie des Neutrons. Die hier gefundene wesentlich größere Dichte der Doorwayzustände für ^{54}Fe im Vergleich zu ^{56}Fe könnte der Grund dafür sein, daß Elwyn und Monahan⁵⁶⁾ im Streuquerschnitt von ^{56}Fe

einen Doorwayzustand finden, jedoch nicht in ^{54}Fe (57). In ^{54}Fe sollten aufgrund der abgeschlossenen $f\ 7/2$ -Neutronenschale eigentlich Doorwayzustände eher zu beobachten sein (Γ^{\dagger} kleiner!) als in ^{56}Fe .

Abb. 20 zeigt die Stärkefunktionen für alle hier untersuchten Kerne. Zur Anpassung der theoretischen Werte für die 10 gg-, 5 ug- und 5 gu-Targetkerne an die experimentellen Stärkefunktionswerte wurde ein gemeinsamer Wert a^* als einziger Parameter benutzt. Man erkennt wieder die wegen des Schaleneffektes zu stark abgesenkten theoretischen Werte für einige gg-Kerne. Davon abgesehen ist aber die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment überraschend gut. Besonders im mittleren Bereich, der die sichersten experimentellen Stärkefunktionen enthält, ist die Beschreibung detailliert.

Die experimentellen Stärkefunktionswerte aller gg-Kerne sind einer Zusammenstellung von Stärkefunktionswerten von Seth⁵⁸⁾ entnommen und beruhen größtenteils auf Messungen der Duke-Universität. Daneben wurden im wesentlichen nur Kerne untersucht, für die Messungen der Stärkefunktion aus Oak Ridge oder Karlsruhe vorlagen. Tabelle 9 zeigt eine Zusammenstellung aller in Abb. 20 untersuchten Kerne mit Literaturangaben für die experimentellen Stärkefunktionswerte. Außerdem werden die Dichten der Doorwayzustände und die daraus berechneten Stärkefunktionswerte für drei verschiedene Werte des halben Mittelungsintervalls δ angegeben.

Allen Rechnungen liegen die Stärkefunktionswerte des sphärischen Modells von Buck und Perey zugrunde. Für den unteren und mittleren Teil des hier untersuchten Massenbereiches ergab sich so eine bessere Übereinstimmung von Rechnung und Experiment als für das Modell, das kollektive Eigenschaften des Kerns berücksichtigt. Nach einer Zusammenstellung von Stärkefunktionen für Kerne mit Spin von Good et al.²⁶⁾ würde das mittlere Verhalten der experimentellen Werte in diesem Bereich tatsächlich etwas besser durch das sphärische Modell beschrieben werden. Das könnte dadurch bedingt sein,

daß der Ansatz von Buck und Perey zur Berücksichtigung kollektiver Eigenschaften, der zunächst speziell für gg-Targetkerne gilt, nicht ohne weiteres auch auf Kerne mit Spin angewandt werden darf. Diese kollektive Rechnung ergibt andererseits wegen ihrer niedrigeren Werte im oberen Teil des hier untersuchten Massenbereiches günstigere Stärkefunktionswerte für den Kern ^{59}Co und die folgenden Kerne mit Spin. Der von Good et al. angegebene mittlere Stärkefunktionsverlauf als subjektive Interpretation der experimentellen Daten vereinigt beide Trends in sich.

Während es also denkbar erscheint, durch die Wahl eines geeigneteren optischen Modells die Übereinstimmung von Rechnung und Experiment zu erweitern, ist zu bedenken, daß speziell für ^{59}Co , aber auch für ^{61}Ni und die beiden Kupferisotope, die Abweichungen möglicherweise auf die große Zustandsdichte ν (siehe Tabelle 9) zurückzuführen ist. Diese könnte nämlich, wie im vorigen Abschnitt erklärt wurde, eine wichtige Voraussetzung für die Gültigkeit der "Brückenbeziehung" in Frage stellen.

Etwas fragwürdig sind die Rechnungen für die Ca-Isotope. Hier wurde für die magische Nukleonenzahl 20 die Paarkraftkonstante wie für alle Kerne über die Paarungsenergie festgelegt. Das ist zwar konsequent, bedeutet aber eine Überstrapazierung des Paarkraftmodelles: das mit der so ermittelten Paarkraftkonstanten errechnete Einzelteilchenspektrum für ^{41}Ca weicht bereits merklich von der Schalenstruktur ab. Nun ist aber auch aus d,p-Messungen bekannt, daß die Neutronen der sd-Schale keineswegs ein inertes Core bilden, vielmehr sind offensichtlich bereits im Grundzustand Konfigurationen mit einem Lochpaar im Zustand $1d_{3/2}$ oder sogar $2s_{1/2}$ beigemischt. Man beobachtete das dadurch mögliche "stripping to a hole" beispielsweise für ^{40}Ca (59) und ^{46}Ti (60), und es gibt Abschätzungen dieser $2T - 2L$ -Beimischung für ^{40}Ca , die zwischen 10 und 50 Prozent liegen (61). Solchen Targetkonfigurationen wird bei der Berechnung der möglichen Doorwayzustände im Quasiteilchenbild Rechnung getragen, jedoch ist dies bestimmt nicht die optimale Form.

Ein wichtiger Punkt bei der Berechnung der Dichte der Doorwayzustände ist die Breite des Mittelungsintervalls. Es ist einerseits wegen der groben Näherungen in der Rechnung nicht zu klein zu wählen, andererseits darf es nicht zu groß sein, damit nicht alle Effekte der Schalenstruktur untergehen. Realistisch erscheinen unter diesen Umständen Intervallbreiten δ von 2, 3 und 4 MeV. Wie man aus den Abbildungen 19 und 20 erkennt, sind die gefundenen Dichten γ nur schwach vom Mittelungsintervall abhängig. Die entsprechenden Streuungen der Stärkefunktion sind nicht identisch mit einem Konfidenzintervall für diese Werte, da hier noch die durch die statistische Verteilung der Breiten δ eingehenden Unsicherheiten unberücksichtigt sind.

Nachdem die mittlere Massen- und Spinabhängigkeit der Doorwayzustandsdichte γ durch den Ansatz (24) eliminiert ist, bleiben als wesentliche Faktoren für die Variationen der berechneten Stärkefunktionswerte praktisch nur die durch Schaleneffekte bedingten, individuellen Abweichungen vom mittleren Verlauf der spinabhängigen Größe γ und vor allem deren Variationen mit der effektiven Anregungsenergie. Im untersuchten Massenbereich lassen sich so, wie oben gezeigt, viele Details im Fluktuationsverhalten der experimentellen Stärkefunktionen beschreiben. Dies steht im Widerspruch zu einem Ergebnis von Payne⁴³⁾. Aus seinen Berechnungen von Doorwayzustandsdichten und Wirkungsquerschnitten entnahm er, daß ein Schluß von der Dichte von Doorwayzuständen auf die Größe der Stärkefunktion nicht möglich sei. Auf die Rolle des bei Block und Feshbach und den vorliegenden Rechnungen abgetrennten Riesenresonanzverhaltens in seinem Wirkungsquerschnitt ging er dabei allerdings nicht ein.

5. Zusammenfassung

Der totale Wirkungsquerschnitt für Neutronen wurde für die separierten Isotope ^{49}Ti und ^{53}Cr im Energiebereich von 17 - 250 keV am Karlsruher Van-de-Graaff-Laufzeitspektrometer gemessen und zur Ermittlung der Resonanzparameter mit einer Multiniveauformel analysiert. Für die beiden untersuchten Isotope existierten bisher nur Wirkungsquerschnittsmessungen mit wesentlich geringerer Energieauflösung aus Oak Ridge, die für ^{49}Ti von 2 bis 60 keV und für ^{53}Cr von 3 bis 40 keV reichen und deren Analyse keine Spinbestimmungen der Resonanzen enthalten. In der vorliegenden Arbeit konnten demgegenüber zahlreiche Spinzuordnungen vorgenommen werden. Insgesamt wurden im untersuchten Energiebereich 27 Resonanzen im totalen Wirkungsquerschnitt von ^{49}Ti und 30 von ^{53}Cr analysiert. Daraus wurden die spinunabhängigen s-Wellen-Stärkefunktionen $3,2 \pm 0,7$ für Ti 49 und $4,1 \pm 0,9$ für Cr 53 ermittelt. Während für ^{49}Ti und im Energiebereich bis 120 keV auch für Cr 53 praktisch keine Spinabhängigkeit der Stärkefunktion beobachtet wurde, tritt im totalen Wirkungsquerschnitt von ^{53}Cr bei 134 keV eine sehr breite Resonanzstruktur auf, die offensichtlich den Compoundkernspin $J=1$ hat. Damit würde die Stärkefunktion für $J=1$, berechnet für den gesamten Meßbereich, fast um einen Faktor zwei größer als für $J=2$.

Zur Untersuchung der auffälligen Fluktuationen experimenteller Stärkefunktionswerte um den mittleren Verlauf der s-Wellen-Stärkefunktion in Abhängigkeit von der Massenzahl, wie er durch das optische Modell beschrieben werden kann, wurden neben diesen Messungen auch Berechnungen von Stärkefunktionen für Kerne aus dem Gebiet der $3s$ -Resonanz durchgeführt. Sie basieren auf einem empirischen Ansatz, der eine Proportionalität zwischen der Dichte der Doorwayzustände im Gebiet der Bindungsenergie und der Größe der Stärkefunktion annimmt und eine Modifikation des Ansatzes von Block und Feshbach⁵⁾ darstellt. Die Dichte der Doorwayzustände wurde in einem Schalenmodell mit Berücksichtigung von Paarkorrelationen nach der Supraleitungstheorie des Kerns errechnet.

Die Variationen der Stärkefunktion konnten für die gg-Kerne, die von Block und Feshbach im Gebiet der $3s$ -Resonanz untersucht wurden, im Gegensatz zu deren Ergebnissen zufriedenstellend beschrieben und durch die Variationen der Dichte der Doorwayzustände mit der Bindungsenergie erklärt werden. Der hier benutzte Ansatz bewährte sich auch über den Anwendungsbereich der Relation von Block und Feshbach hinaus bei Stärkefunktionsberechnungen für Targetkerne mit nicht verschwindendem Spin. Insgesamt wurden 10 gg-, 5 ug- und 5 gu-Kerne untersucht.

Literaturverzeichnis

- 1) G. Rohr, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1967
- 2) M.A. Kazerouni, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1969
- 3) G. Rohr u. K-N. Müller, Zeitschr. Phys. 227 (1969), 1
- 4) H.W. Newson, Nuclear Structure Studies with Neutrons, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1966, 195
- 5) B. Block u. H. Feshbach, Ann. Phys. 23 (1963), 47
- 6) H. Feshbach, A.K. Kerman u. R.H. Lemmer, Ann. Phys. 41 (1967), 230
- 7) J. Nebe, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1966

- 8) D.J. Hughes u. R.B. Schwartz, Neutron Cross Section, BNL 325 (1958), 104
- 9) W. Eckert, unveröffentlicht
- 10) C.D. Bowman, E.G. Bilpuch u. H.W. Newson, Ann. Phys. 17 (1962), 319
- 11) F.W.K. Firk, J.E. Lynn u. M.C. Moxon, Proc. Phys. Soc. 82 (1963), 477
- 12) J.G. Garg, J. Rainwater u. W.W. Havens, Jr., EANDC (US) - 54 "L", CR-1860
- 13) A.M. Lane u. D.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. A 104 (1967), 1
- 14) G.E. Brown, Unified Theory of Nuclear Models, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1964, Ch. 9

- 15) K.W. McVoy, Nucl. Phys. A 115 (1968), 495
 - 16) P.A. Moldauer, Phys. Rev. 157 (1967), 907
 - 17) K.K. Seth, R.H. Tabony, E.G. Bilpuch u. H.W. Newson, Phys. Lett. 13 (1964), 70
 - 18) H. Marshak u. H.W. Newson, Phys. Rev. 102 (1956), 1580
 - 19) J.E. Lynn, The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford 1968, 288
 - 20) G. Rohr u. E. Friedland, Nucl. Phys. A 104 (1967), 1
 - 21) T. Fuketa u. J.A. Harvey, Nucl. Instr. Meth. 33 (1965), 107
 - 22) C.E. Porter u. R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956), 483
-
- 23) J. Julien et al., Nuclear Structure Studies with Neutrons, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1966, 529
 - 24) D.D. Slavinskis und T.J. Kennett, Nucl. Phys. 85 (1966), 641
 - 25) F. Fröhner, Veröffentlichung in Vorbereitung
 - 26) W.M. Good, D. Paya, R. Wagner u. T. Tamura, Phys. Rev. 151 (1966), 912
 - 27) K.K. Seth, Ann. Phys. 8 (1959), 223
 - 28) B. Buck u. F. Perey, Phys. Rev. Lett. 8 (1962), 444
 - 29) C. Mahaux u. H.A. Weidenmüller, Nucl. Phys. A 91 (1967), 241
 - 30) A.M. Lane, R.G. Thomas u. E.P. Wigner, Phys. Rev. 98 (1955), 693

- 31) W. McDonald u. A. Mekjian, Phys. Rev. 160 (1967), 730
- 32) A. Lejeune u. C. Mahaux, Zeitschr. Phys. 207 (1967), 35
- 33) C. Shakin, Ann. Phys. 22 (1963), 373
- 34) A. Bohr, B.R. Mottelson u. D. Pines, Phys. Rev. 110 (1958), 936
- 35) S.T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. 31 (1959), No. 11
- 36) L.S. Kisslinger u. R.A. Sorensen, Mat. Fys. Medd. 32 (1960), No. 9
- 37) S.G. Nilsson u. O. Prior, Mat. Fys. Medd. 32 (1961), No. 16
- 38) J. Bardeen, L.N. Cooper u. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108 (1957), 1175
- 39) B.L. Cohen u. R.E. Price, Phys. Rev. 121 (1961), 1441
- 40) S.G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. 29 (1955), No. 16
- 41) A. Gilbert u. A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965), 1446
- 42) F. Perey u. B. Buck, Nucl. Phys. 32 (1962), 353
- 43) G.L. Payne, Phys. Rev. 174 (1968), 1227
- 44) K.J. LeCouteur, Phys. Lett. 11 (1964), 53
- 45) U. Facchini, E. Saetta - Menichella, Energia Nucleare 15 (1968), 54
- 46) T. Ericson, Phil. Mag. Suppl. 9 (1960), 425
- 47) M. Bormann u. H. Neuert, Fortschr. Phys. 11 (1963), 277
- 48) G.M. Vagradoy, Nuclear Structure Study with Neutrons, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1966, 277 u. 574

- 49) A.B. Migdal, Nucl. Phys. 57 (1964), 29
- 50) A.M. Lane, Nuclear Theory, W.A. Benjamin Inc., New York 1964, I
- 51) M.O. Shaker u. A.A. Kresnin, Nucl. Phys. A 101 (1967), 333
- 52) P. Camiz, A. Covello u. M. Jean, Nuov. Cim. (10) 42 B (1966), 199
- 53) V.G. Soloviev, Mat. Fys. Medd. 1 (1961), No. 11
- 54) D.W. Lang, Nucl. Phys. 42 (1963), 353
- 55) M. Sano u. S. Yamasaki, Prog. Theoret. Phys. 29 (1963), 397
- 56) A.J. Elwyn u. J.E. Monahan, Nucl. Phys. A 123 (1969), 33
-
- 57) A.J. Elwyn, private Mitteilung
- 58) K.K. Seth, Nucl. Data-Sect. A 2 (1966), 299
- 59) T.A. Belote, A. Superduto u. W.W. Buechner, Phys. Rev. 139 B (1965), 80
- 60) E. Kashy u. T.W. Conlon, Phys. Rev. 135 B (1964), 389
- 61) R. Bass, C. Lehmann u. U. Quast, Nucl. Phys. A 102 (1967), 190
- 62) J.H.E. Mattauch, W. Thiele u. A.H. Wapstra, Nucl. Phys. 67 (1965), 32
- 63) J. Morgenstern et al. (Saclay), Nucl. Phys. A 102 (1967), 602
- 64) J.J. Griffin u. M. Rich, Phys. Rev. 118 (1960), 850

Tabelle 1 : Resonanzparameter von Titan 49

E_λ *)	Γ_λ *)	$(2g\Gamma)_\lambda$ *)	J	E_λ *)	Γ_λ *)	$(2g\Gamma)_\lambda$ *)	J
18.76	0.09 \pm 0.01	0.10	4	151.2	3.3 \pm 1.0	2.9	3
21.54	0.15 \pm 0.04	0.13	3	152.2	2.8 \pm 1.0	3.1	4
22.77	0.70 \pm 0.10	0.61	3	170.5	0.8 \pm 0.2	0.9	4
27.14	0.42 \pm 0.05	0.47	4	172.3	3.5 \pm 0.7	3.9	4
31.9	2.0 \pm 0.2	2.3	4	176.2	1.8 \pm 0.5	2.0	4
38.4	1.7 \pm 0.2	1.9	4	184.7	3.0 \pm 0.6	2.6	3
56.1	0.45 \pm 0.1	0.5	4	185.8	2.5 \pm 0.5	2.8	4
59.4	0.45 \pm 0.1	0.39	3	187.7	4.0 \pm 1.0	3.5	3
66.75	0.8 \pm 0.1	0.7	3	197.0	3.0 \pm 0.6	3.4	4
76.6	0.9 \pm 0.2	1.0	4	208.5	1.5 \pm 0.3	1.3	3
96.6	3.0 \pm 0.5	2.6	3	216.0	2.2 \pm 0.4	2.5	4
106.4	3.3 \pm 0.5	2.9	3	224.5	2.0 \pm 0.4	1.8	3
138.8	1.6 \pm 0.2	1.8	4	239.0	2.0 \pm 0.5	2.3	4
145.7	1.9 \pm 0.3	1.7	3				

*) in keV

Tabelle 2 : Entwicklungskoeffizienten von R_{OJ}^∞

	E_H	A	B	$C(E < E_H)$	$C(E > E_H)$
Titan 49	130 keV	$2.6 \cdot 10^{-1}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$- 5.5 \cdot 10^{-6}$	$+ 5.5 \cdot 10^{-6}$
Chrom 53	160 keV	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$2.33 \cdot 10^{-3}$	$- 2.22 \cdot 10^{-5}$	$+ 2.22 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3 : Resonanzparameter von Titan 48

$E_{\lambda}^{*)}$	18.1	21.9	36.5	51.6	74.4	83.6
$\Gamma_{\lambda}^{*)}$	8.5	0.9	1.3	2.4	0.15	0.12
$E_{\lambda}^{*)}$	119.0	133.2	154.9	185.6	192.4	
$\Gamma_{\lambda}^{*)}$	0.2	0.2	0.25	0.65	3.0	

Tabelle 4 : Resonanzparameter von Chrom 53

$E_{\lambda}^{*)}$	$\Gamma_{\lambda}^{*)}$	$(2g\Gamma)_{\lambda}^{*)}$	J	$E_{\lambda}^{*)}$	$\Gamma_{\lambda}^{*)}$	$(2g\Gamma)_{\lambda}^{*)}$	J
19.53	0.13 \pm 0.02	0.16	2	135.0	24.0 \pm 5.0	18.0	1
25.64	0.22 \pm 0.03	0.28	2	145.9	0.6 \pm 0.1	0.8	2
26.95	0.70 \pm 0.10	0.53	1	157.8	0.9 \pm 0.1	1.1	2
29.23	0.33 \pm 0.03	0.41	2	159.0	2.0 \pm 0.3	2.5	2
65.7	4.5 \pm 0.07	5.6	2	172.7	1.2 \pm 0.2	1.5	2
73.1	1.05 \pm 0.25	0.8	1	175.7	4.0 \pm 0.8	3.0	1
74.06	1.2 \pm 0.2	1.5	2	183.0	3.5 \pm 0.7	2.6	1
87.2	7.8 \pm 1.0	5.9	1	186.0	0.5 \pm 0.2	0.6	2
94.5	0.6 \pm 0.1	0.75	2	195.7	0.6 \pm 0.1	0.8	2
99.7	0.4 \pm 0.1	0.3	1	201.7	0.55 \pm 0.1	0.7	2
107.4	1.5 \pm 0.15	1.9	2	221.6	4.2 \pm 0.8	5.2	2
123.6	4.0 \pm 1.0	3.0	1	227.5	0.3 \pm 0.1	0.4	2
124.5	0.5 \pm 0.2	0.6	2	239.0	3.0 \pm 0.6	3.8	2
127.6	0.4 \pm 0.2	0.5	2	244.5	4.0 \pm 1.0	3.0	1
129.5	0.2 \pm 0.1	0.3	2	246.0	0.5 \pm 0.3	0.6	2

*) in keV

Tabelle 5 : Gemittelte Größen für $^{49}\text{Ti} + n$

	Energiebereich (keV)	\bar{D} (keV)		$\bar{\Gamma}_n^0$ (eV)		S	
		a	b	a	b	a	b
J = 3	17 - 150	20.69	15.75	5.1	3.9	2.4	2.5
J = 4		20.01	15.17	4.6	3.6	2.3	2.3
Spinunabhängig		9.77	7.40	4.8	3.7	2.5	2.5
J = 3	17 - 250	18.45	13.41	5.6	4.1	3.1	3.1
J = 4		15.73	11.06	5.1	3.6	3.2	3.3
Spinunabhängig		8.47	6.04	5.3	3.9	3.2	3.2

Tabelle 6 : Gemittelte Größen für $^{53}\text{Cr} + n$

	Energiebereich (keV)	\bar{D} (keV)		$\bar{\Gamma}_n^0$ (eV)		S	
		a	b	a	b	a	b
J = 1	18 - 120	24.25	20.55	9.0	7.6	3.7	3.7
J = 2		14.65	11.48	4.7	3.7	3.2	3.2
Spinunabhängig		8.79	7.16	6.2	5.1	3.5	3.5
J = 1	18 - 250	27.19	22.70	15.4	12.9	5.7	5.7
J = 2		11.32	6.91	3.2	2.1	2.9	3.0
Spinunabhängig		7.81	5.73	6.3	4.7	4.0	4.1

Tabelle 7 : Gemessene und wahrscheinlichste Stärkefunktionswerte

	Isotop und Energiebereich (keV)	Anzahl gemessener Resonanzen	der "missed" levels"	gemessene Stärkefunktion	wahrscheinlichste Stärkefunktion
J = 3	⁴⁹ Ti	7	2	2.5	1.9 + 1.1 - 0.6
J = 4	17 - 150	7	2	2.3	2.0 + 1.3 - 0.6
Spinunabhängig		14	4	2.5	1.9 + 0.7 - 0.5
J = 3	⁴⁹ Ti	12	5	3.1	2.7 + 1.0 - 0.7
J = 4	17 - 250	15	6	3.3	2.8 + 0.9 - 0.7
Spinunabhängig		27	11	3.2	2.8 + 0.7 - 0.5
J = 1	⁵³ Cr	4	1	3.7	3.1 + 2.7 - 1.0
J = 2	18 - 120	7	2	3.2	3.0 + 1.8 - 0.9
Spinunabhängig		11	3	3.5	2.6 + 1.2 - 0.7
J = 1	⁵³ Cr	9	2	5.7	5.2 + 2.8 - 1.5
J = 2	18 - 250	21	17	3.0	2.6 + 0.7 - 0.5
Spinunabhängig		30	11	4.1	3.5 + 0.9 - 0.6

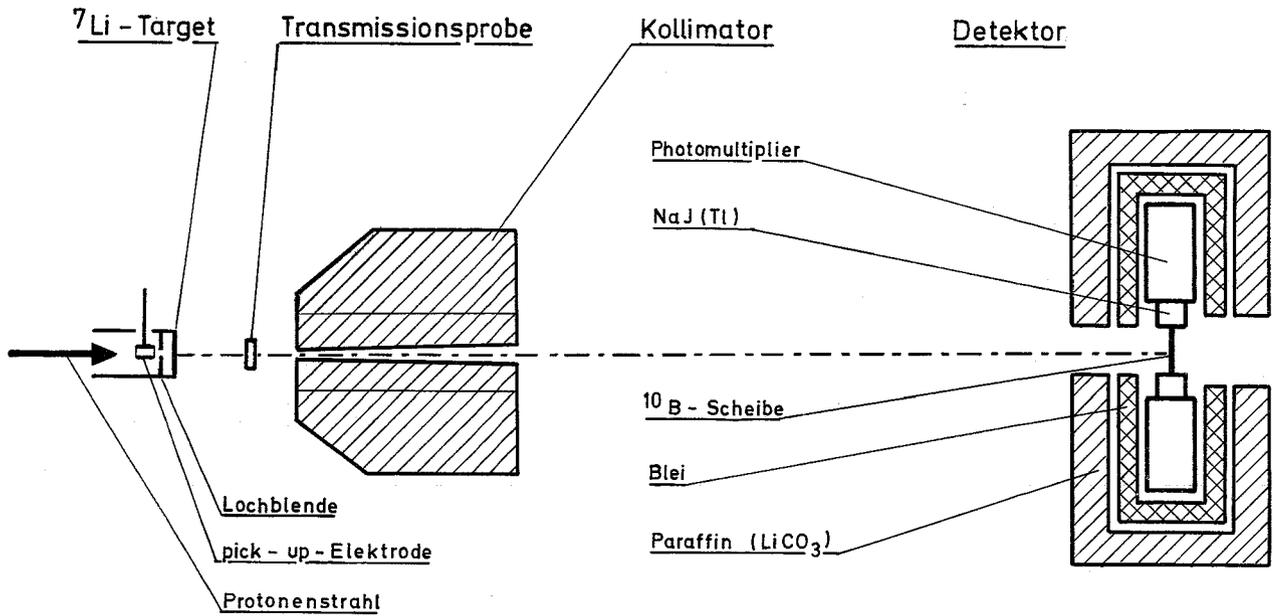
Tabelle 8 : Schalenmodellzustände

Niveau-Nr.	Schalenmodell- bezeichnung	Oszillatorschale (Parität)	α, μ in Einheiten von $\hbar\omega_0$	Energie
1	1 d 5/2	N = 2 (+)	0.05, 0.0	3.400
2	2 s 1/2			3.500
3	1 d 3/2			3.650
4	1 f 7/2	N = 3 (-)	0.05, 0.35	4.140
5	2 p 3/2			4.415
6	1 f 5/2			4.490
7	2 p 1/2			4.565
8	1 g 9/2	N = 4 (+)	0.05, 0.45	4.850
9	2 d 5/2			5.265
10	1 g 7/2			5.300

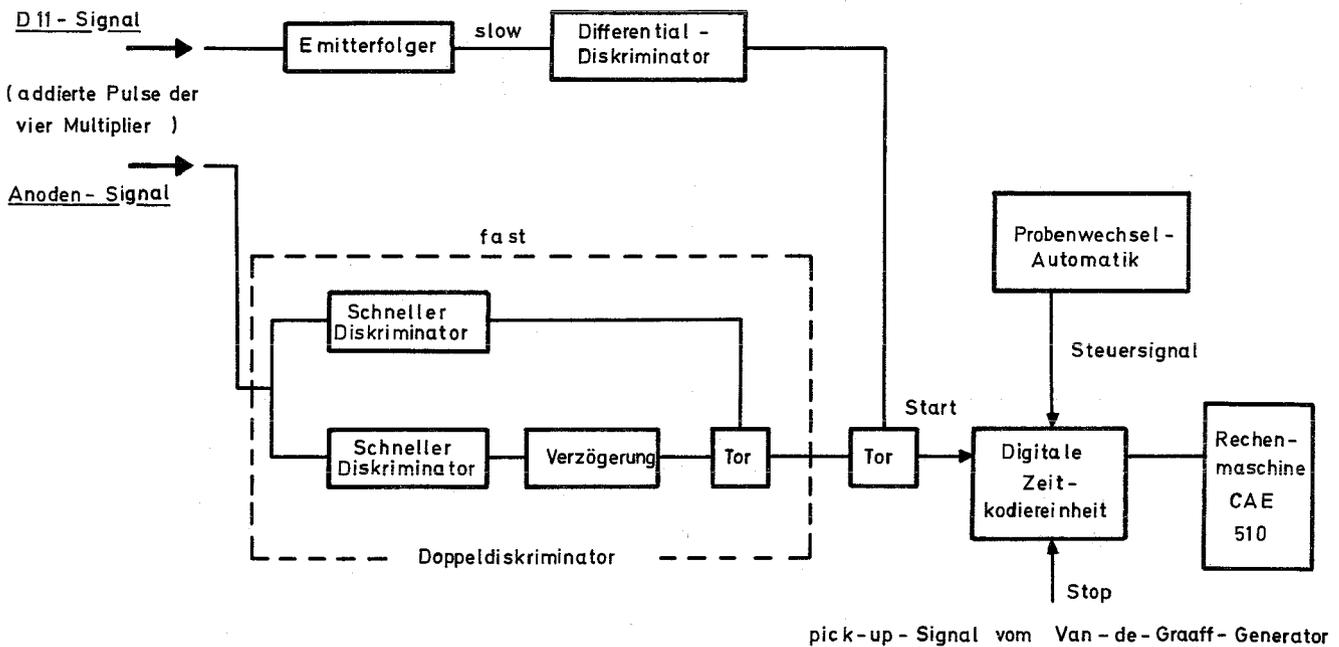
Tabelle 9 : Experimentelle und berechnete Stärkefunktionswerte

Target- kern	Spin	Neutronen- Bindungsenergie (MeV) ⁶²⁾	Experimentelle Stärkefunktion (S(o) · 10 ⁴)	Abstand der Doorwayzustände γ-1 (keV)			Berechnete Stärkefunktionen (S(o) · 10 ⁴)		
				δ =1.0	δ =1.5	δ =2.0	δ =1.0	δ =1.5	δ =2.0
⁴⁰ Ca	0	8.364	2.9 ± 1.2 ⁵⁸⁾	333.3	166.7	190.5	0.6	1.2	1.0
⁴³ Ca	7/2	11.135	1.4 ± 0.6 ²⁶⁾	22.7	15.9	13.6	2.0	2.9	3.2
⁴⁴ Ca	0	7.420	2.7 ± 1.0 ⁵⁸⁾	400.0	500.0	333.3	0.6	0.5	0.7
⁴⁵ Sc	7/2	8.766	5.8 ± 1.4 ²⁾	9.5	9.5	10.2	5.3	5.4	4.8
⁴⁹ Ti	7/2	10.944	3.2 ± 0.7 ^{*)}	18.2	19.0	15.8	3.6	3.5	4.0
⁵⁰ Cr	0	9.269	4.0 ± 1.0 ⁵⁸⁾	69.0	69.8	69.0	4.7	4.7	4.6
⁵¹ V	7/2	7.308	8.2 ± 2.0 ²⁰⁾	9.1	11.0	8.7	6.9	5.7	6.9
⁵² Cr	0	7.940	2.5 ± 1.0 ⁵⁸⁾	142.9	107.1	105.3	2.3	3.0	2.9
⁵³ Cr	3/2	9.721	4.1 ± 0.9 ^{*)}	27.0	24.4	20.0	3.2	3.6	4.2
⁵⁴ Cr	0	6.254	2.2 ± 0.9 ⁵⁸⁾	333.3	500.0	500.0	0.9	0.6	0.6
⁵⁴ Fe	0	9.299	5.2 ± 1.7 ⁵⁸⁾	46.5	48.4	50.6	6.3	6.1	5.6
⁵⁶ Fe	0	7.641	1.6 ± 0.5 ⁵⁸⁾	181.8	142.9	133.3	1.4	1.8	1.8
⁵⁷ Fe	1/2	10.042	4.5 ± 1.1 ³⁾	44.4	35.7	38.1	2.6	3.2	2.9
⁵⁸ Ni	0	9.002	3.0 ± 0.9 ⁵⁸⁾	48.8	50.0	56.3	4.0	3.9	3.4
⁵⁹ Co	7/2	7.490	3.8 ± 1.6 ⁶³⁾	4.9	5.6	4.6	7.0	6.1	7.1
⁶⁰ Ni	0	7.821	2.8 ± 0.7 ⁵⁸⁾	76.9	85.7	111.1	2.0	1.8	1.3
⁶¹ Ni	3/2	10.599	2.5 ± 0.9 ²⁶⁾	6.5	7.5	8.8	5.9	5.1	4.2
⁶³ Cu	3/2	7.916	2.7 ± 0.8 ²⁶⁾	7.1	7.0	6.8	4.3	4.4	4.3
⁶⁴ Ni	0	6.102	2.0 ± 0.7 ⁵⁸⁾	222.2	300.0	235.3	0.4	0.3	0.4
⁶⁵ Cu	3/2	7.061	1.5 ± 0.5 ²⁶⁾	10.4	9.2	9.6	2.4	2.7	2.5

*) diese Arbeit

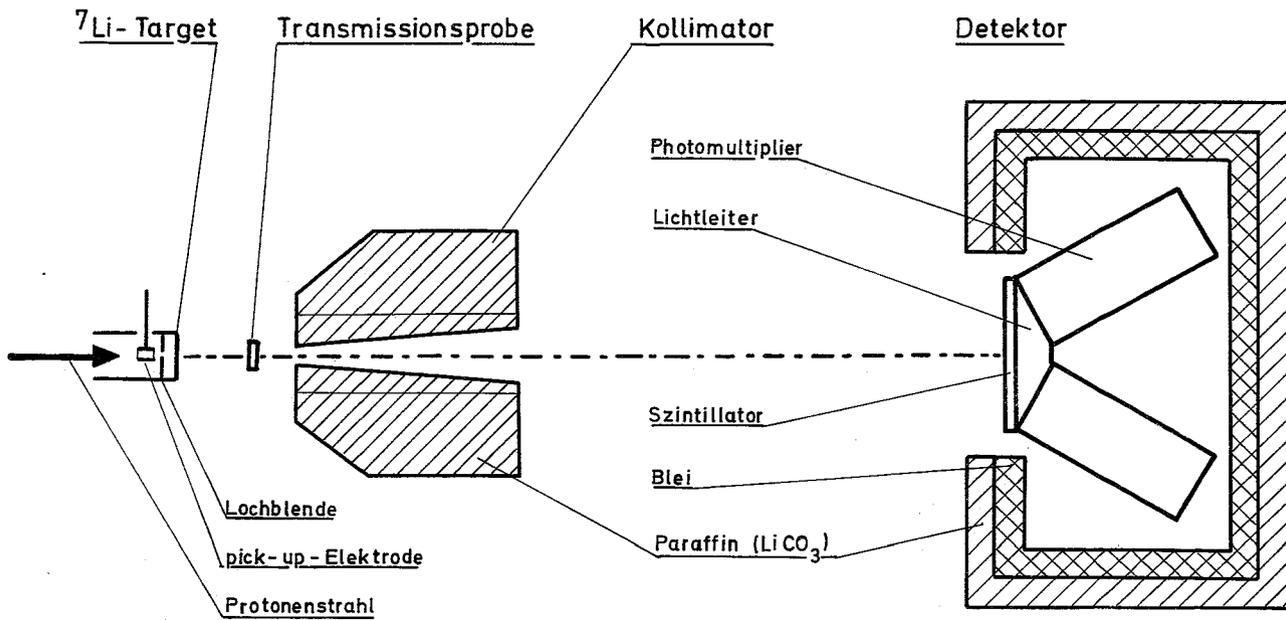


Aufbau des Spektrometers (schematisch)

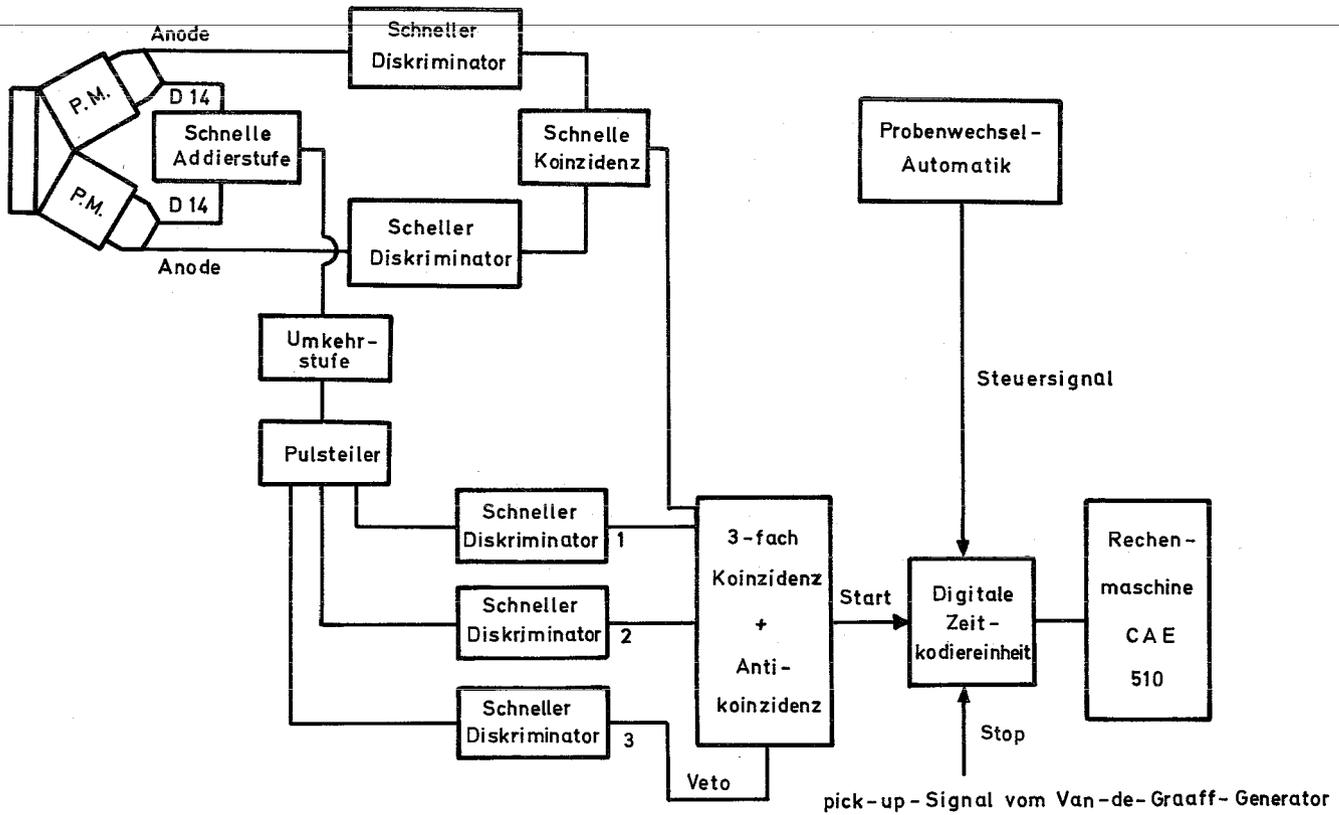


Blockschaltbild für den Borscheibendetektor

Abb.1 Flugzeitspektrometer mit Borscheibendetektor



Aufbau des Spektrometers (schematisch)



Blockschaltbild für den Protonenrückstoßdetektor

Abb. 2 Flugzeitspektrometer mit Protonenrückstoßdetektor

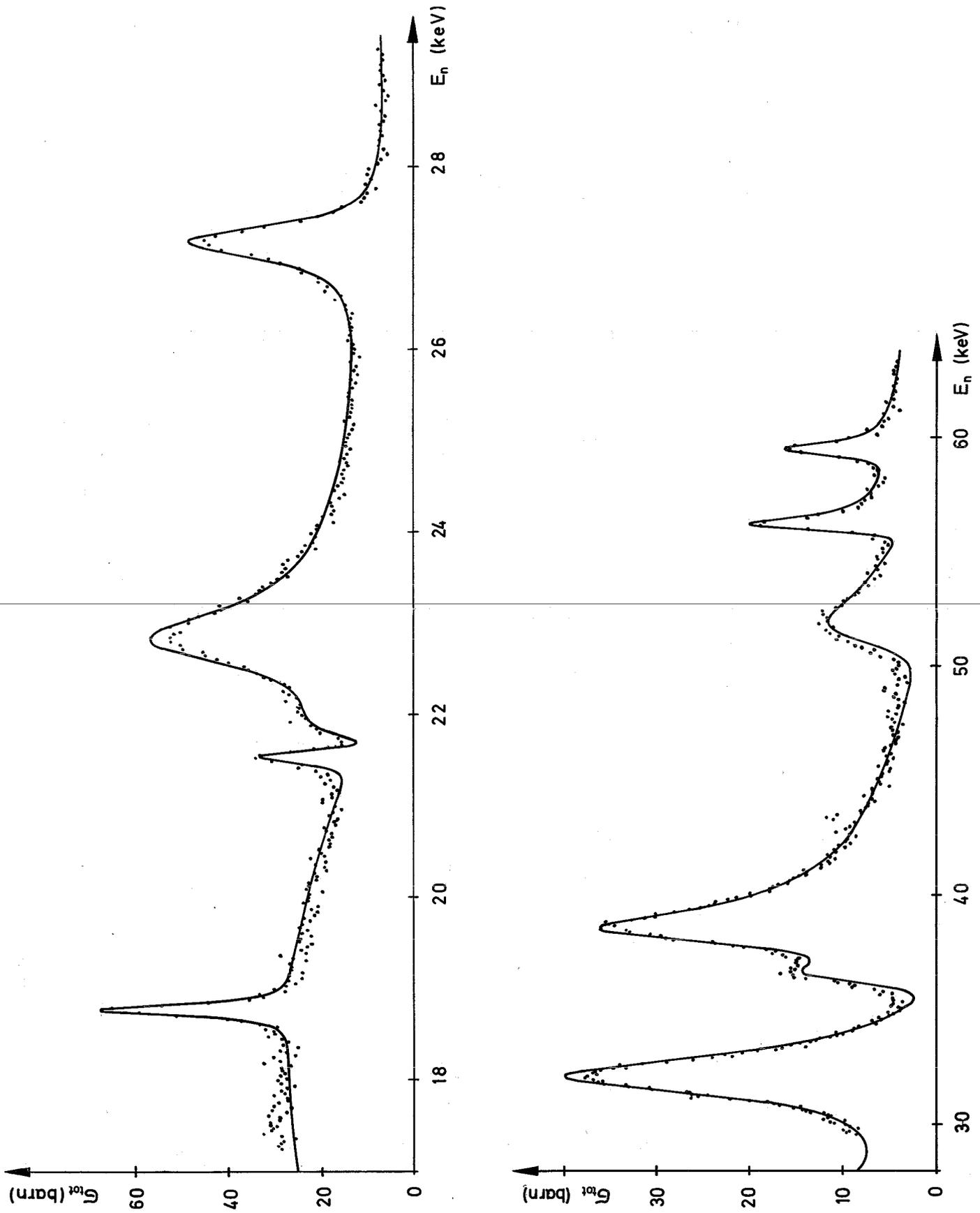


Abb. 3

Der totale Wirkungsquerschnitt von Titan 49 (Teil 1)

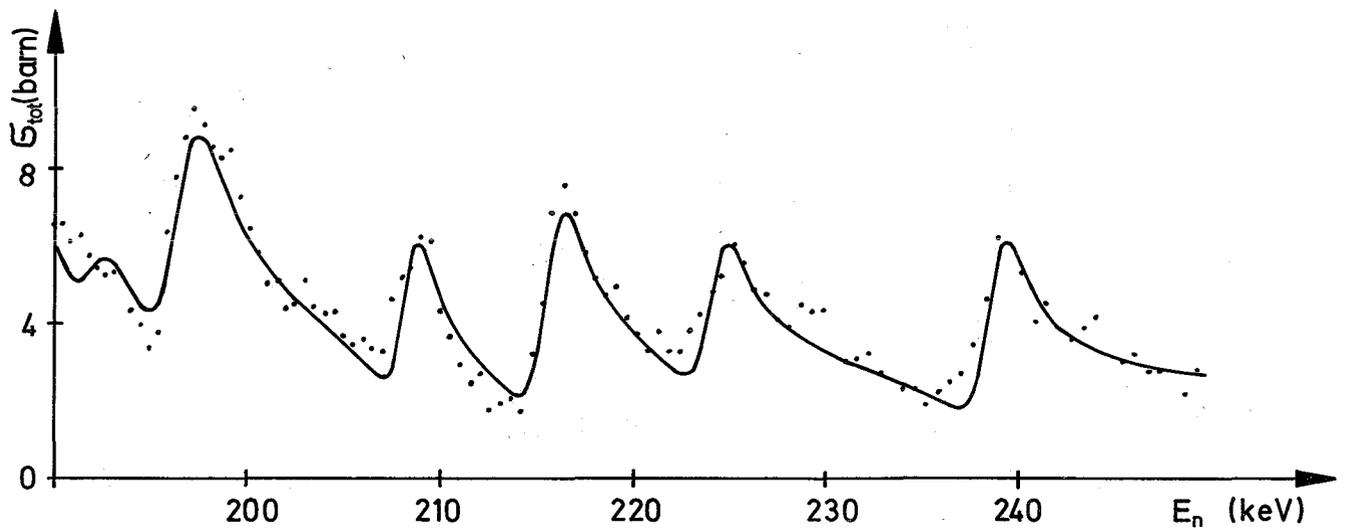
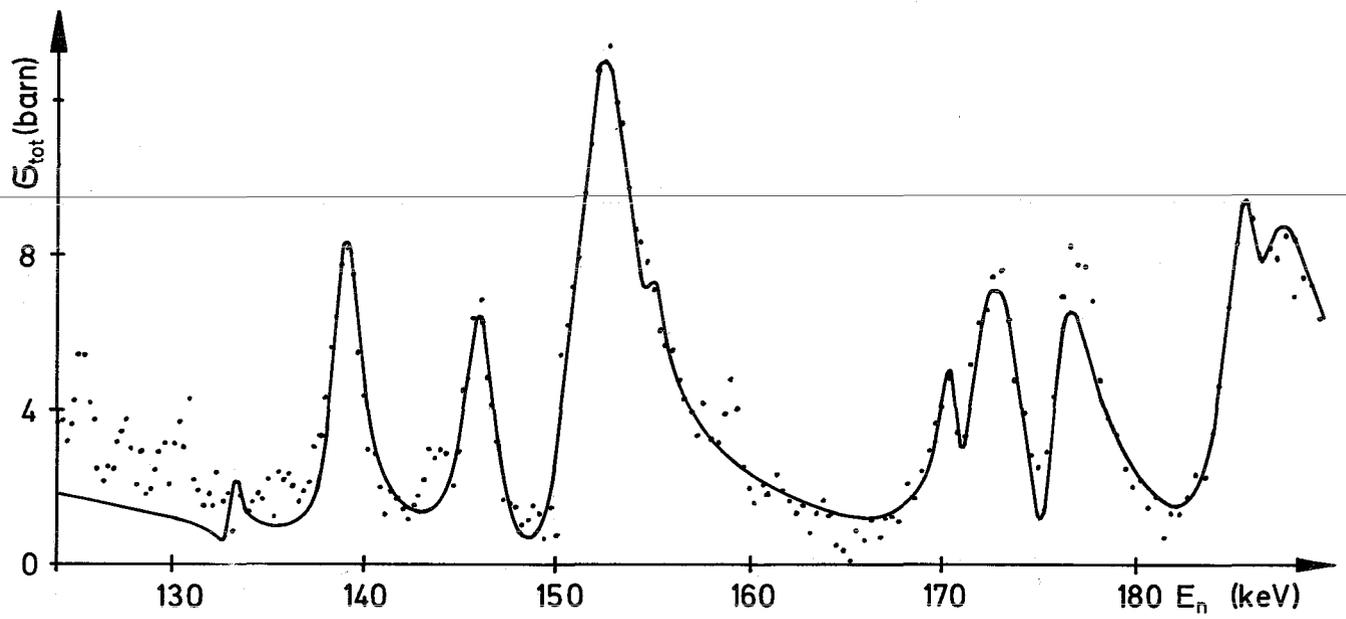
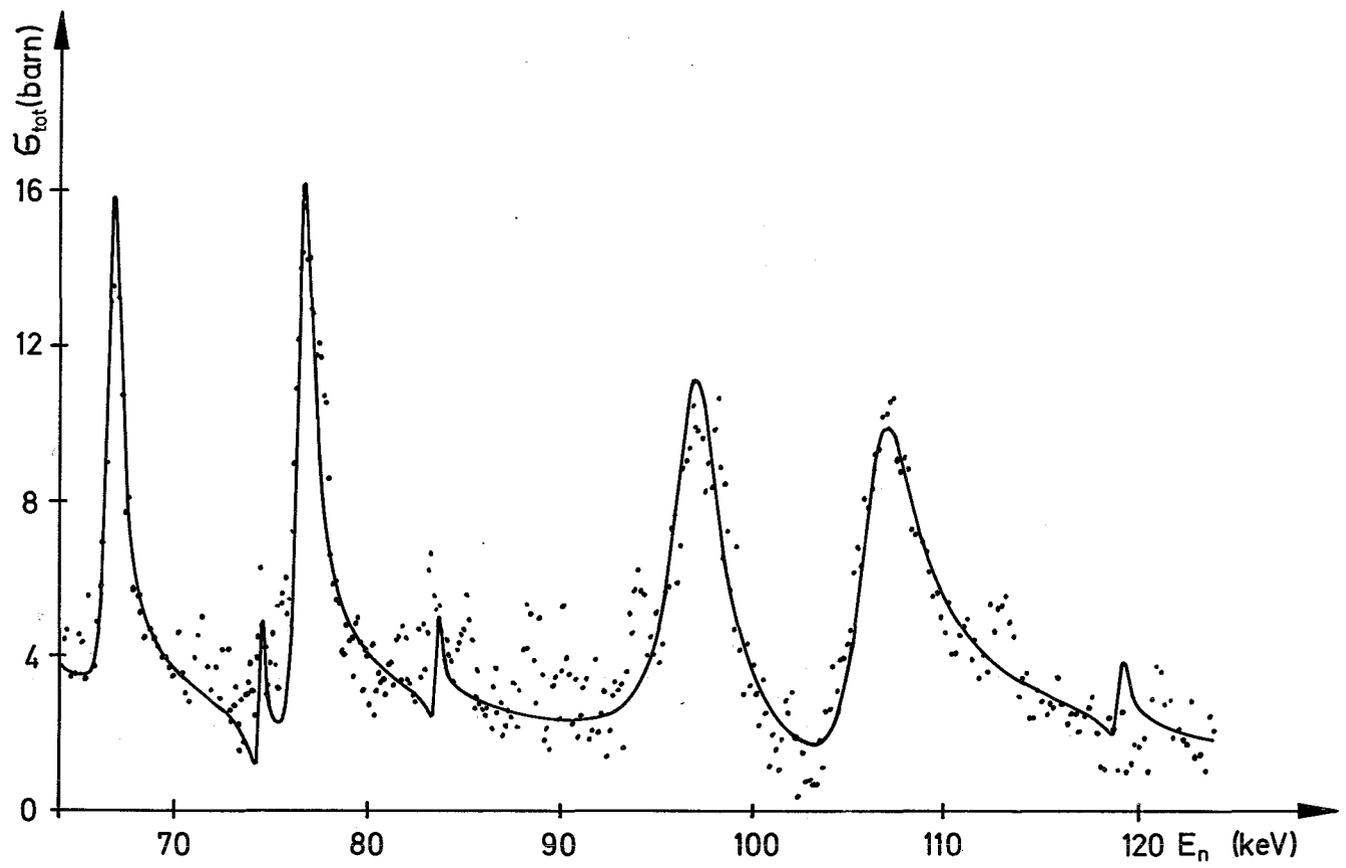


Abb. 4 Der totale Wirkungsquerschnitt von Titan 49 (Teil 2)

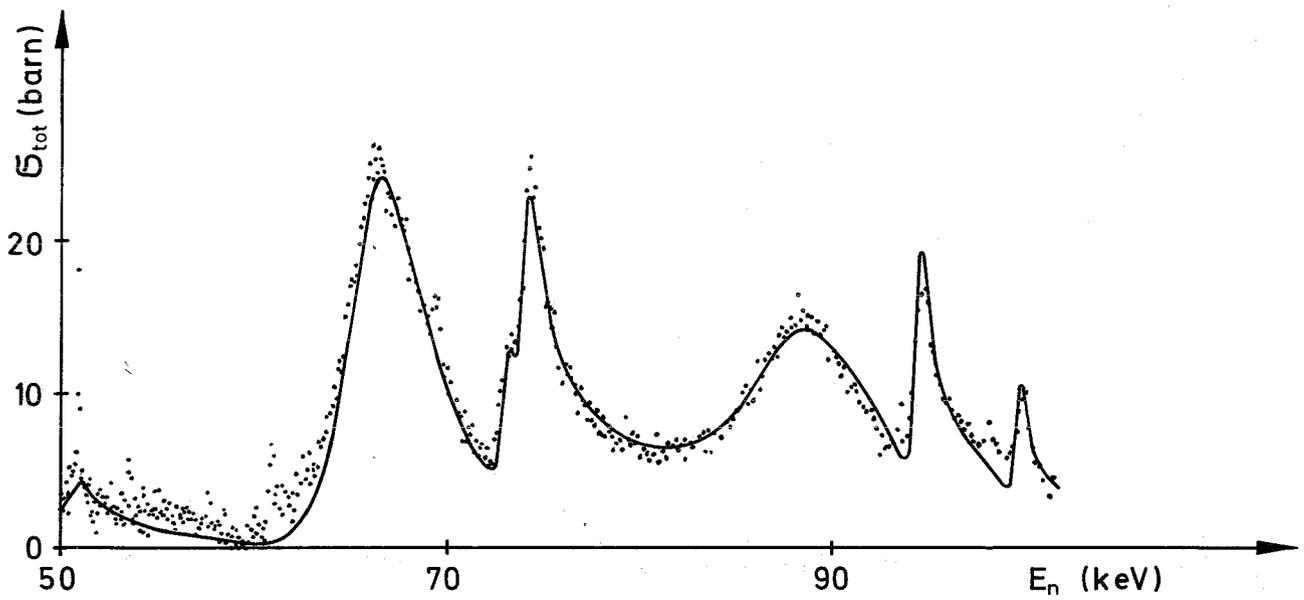
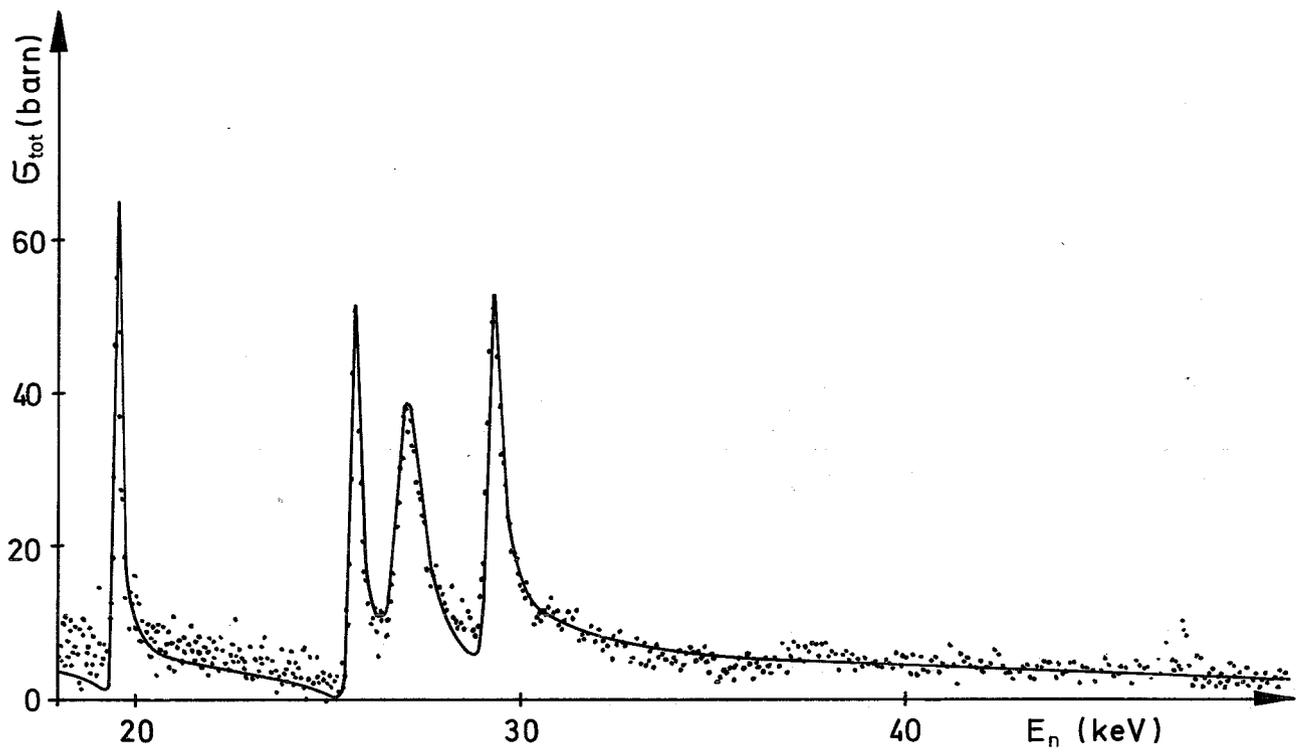


Abb.5 Der totale Wirkungsquerschnitt von Chrom 53 (Teil 1)

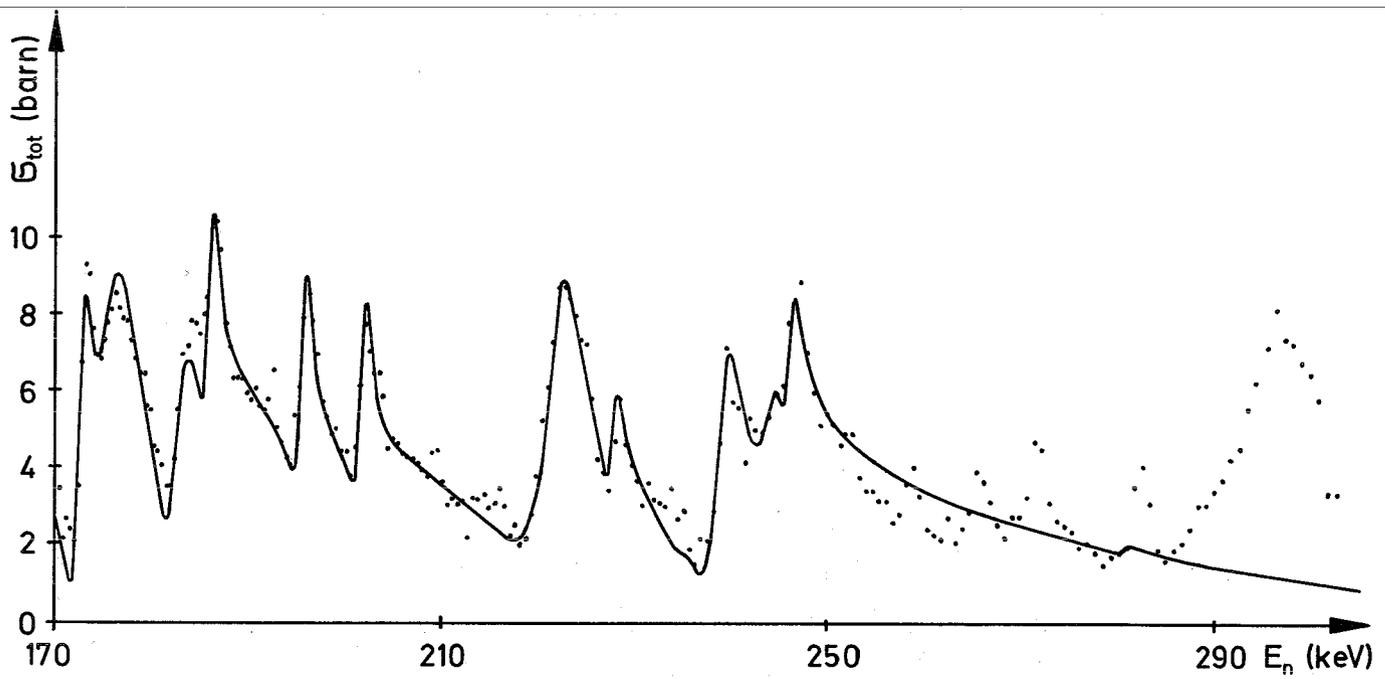
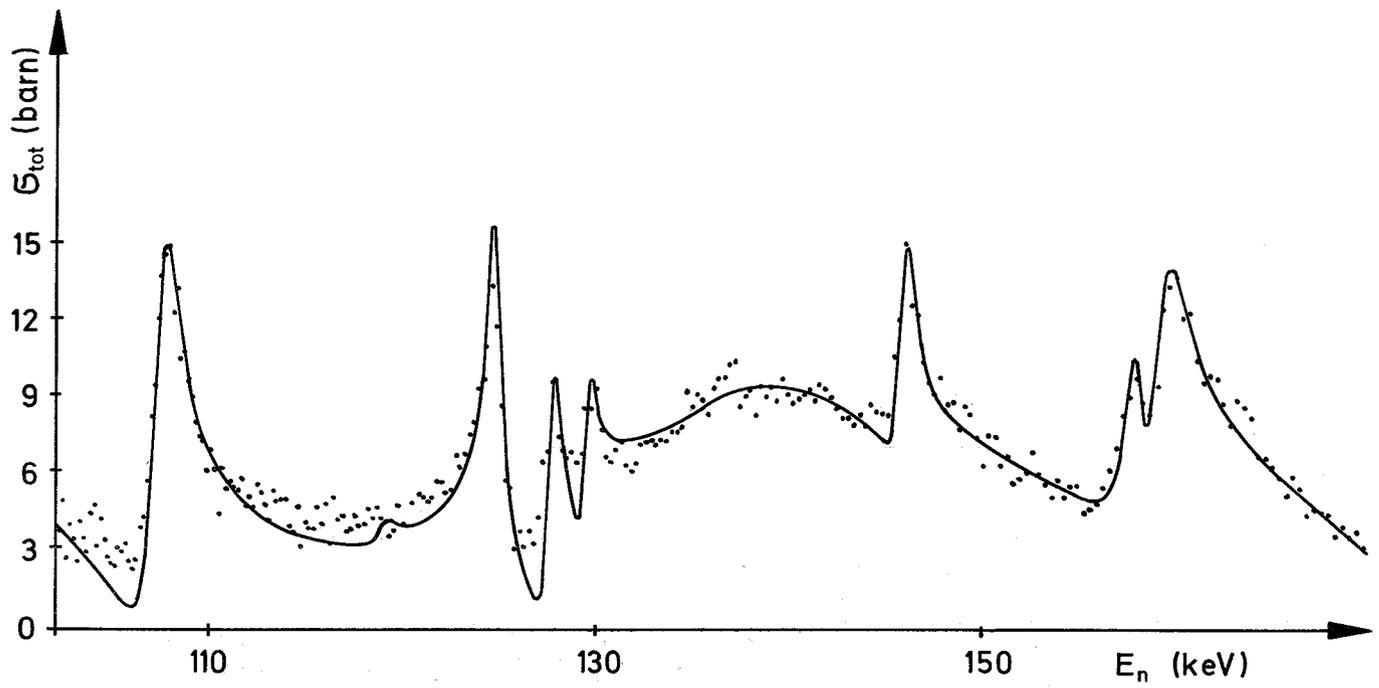
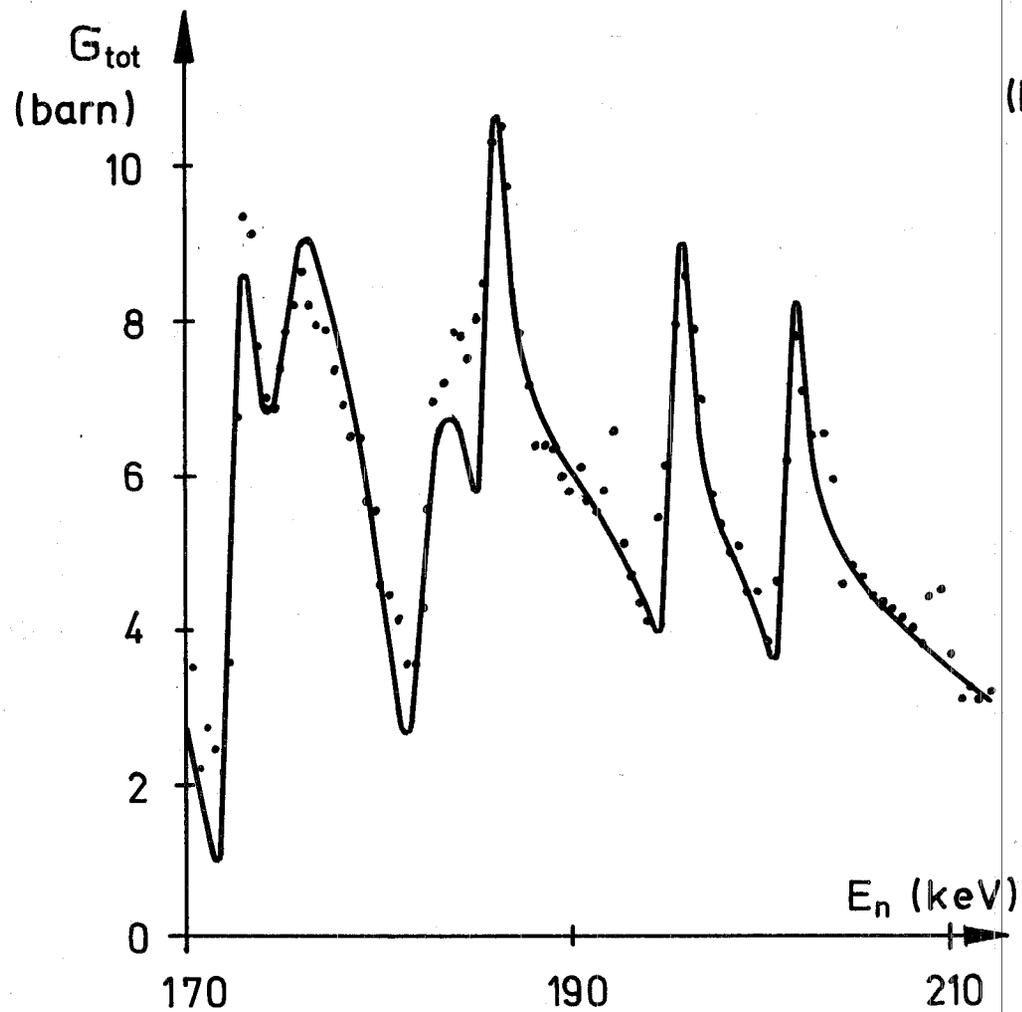
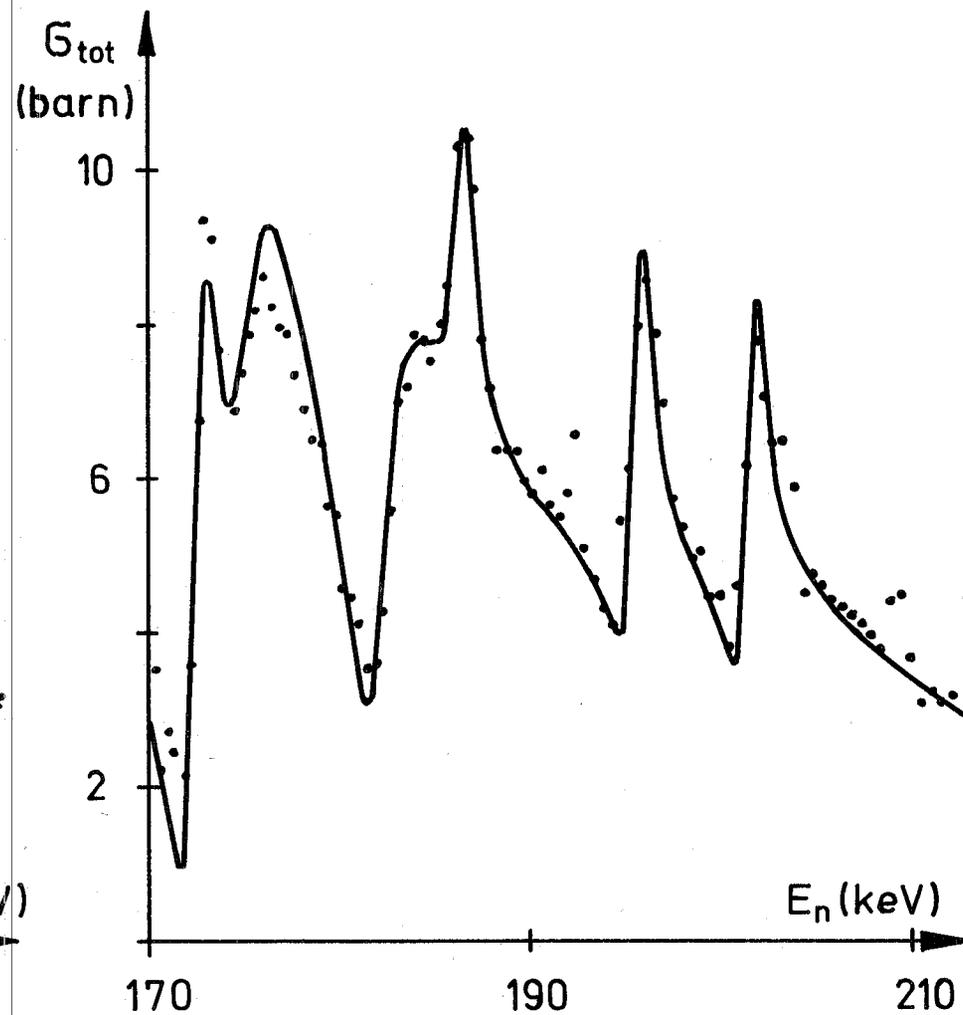


Abb.6 Der totale Wirkungsquerschnitt von Chrom 53 (Teil 2)



s-Welle ($E_\lambda = 186.0 \text{ keV}$, $\Gamma_\lambda = 0.5 \text{ keV}$, $J=2$)



p-Welle ($E = 186.7 \text{ keV}$, $\Gamma_\lambda = 0.9 \text{ keV}$, $J=1$)

Abb.7 Mögliche p-Welle im totalen Wirkungsquerschnitt von Chrom 53

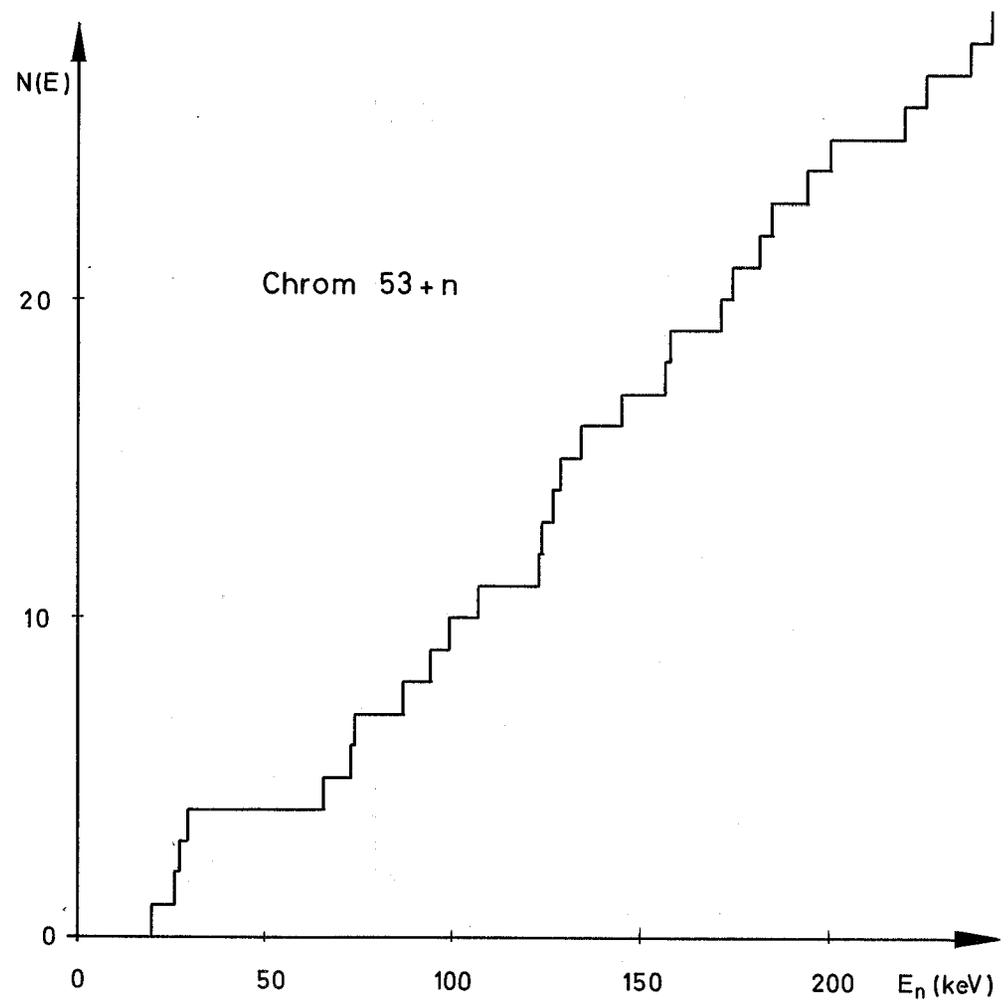
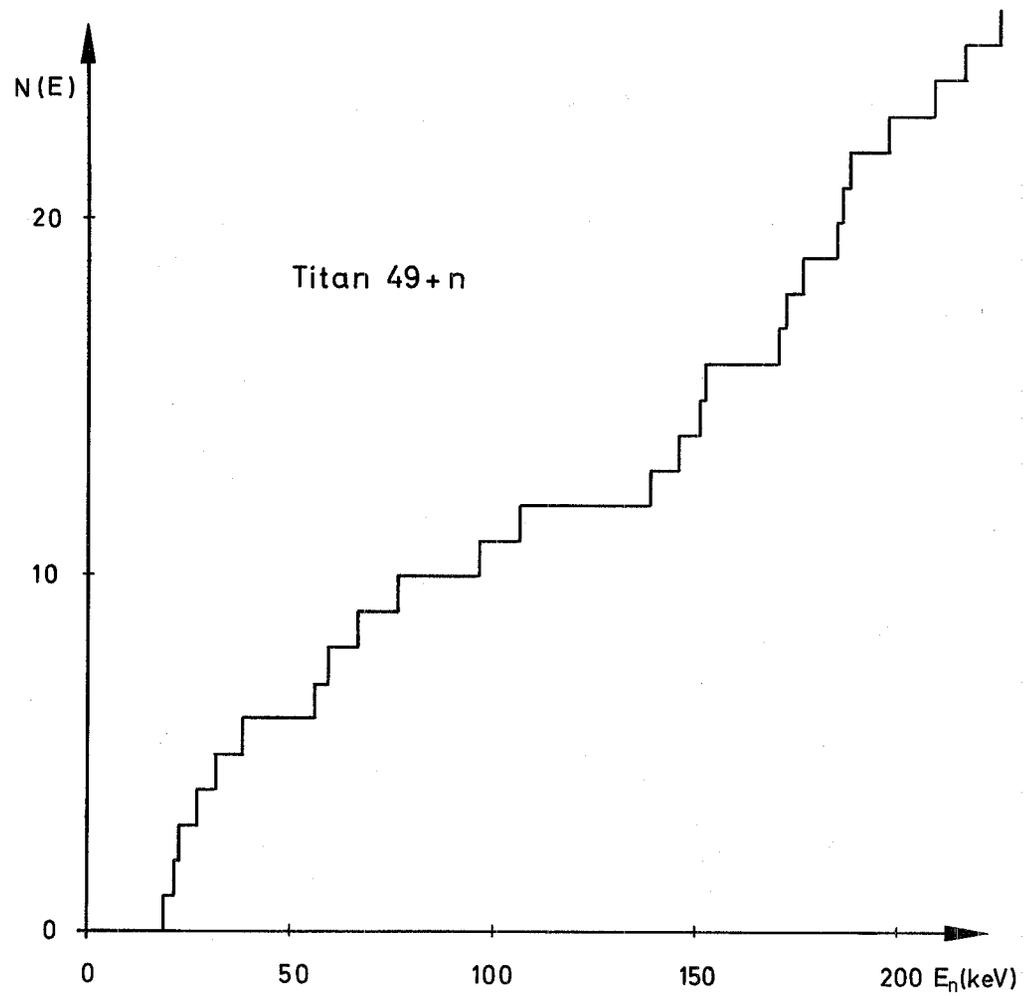


Abb. 8 Integrale Niveauezahlen der analysierten Resonanzen

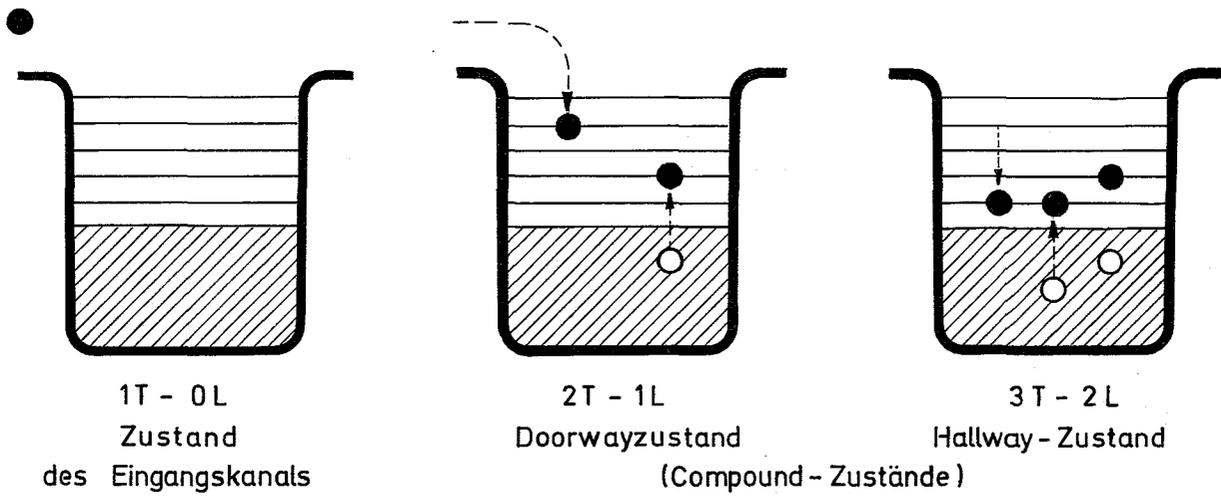


Abb.9 $(n+1)T - nL$ - Zustände des Schalenmodells

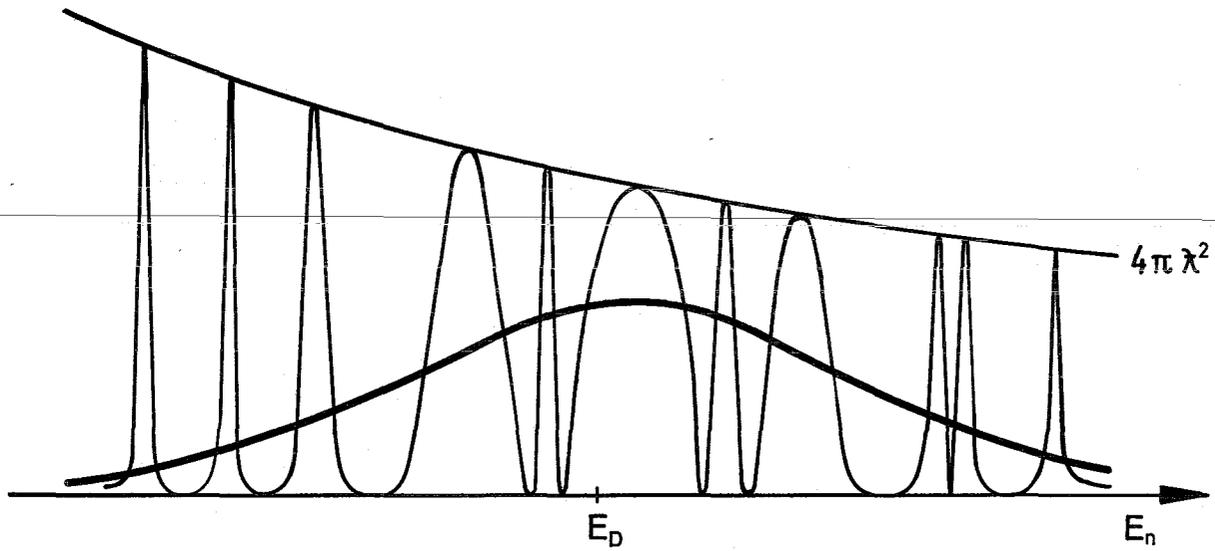


Abb.10 Wirkungsquerschnittsverlauf für einen isolierten Doorwayzustand

Abb.11

δ -Kraft (A) und
Paarkraft (B)

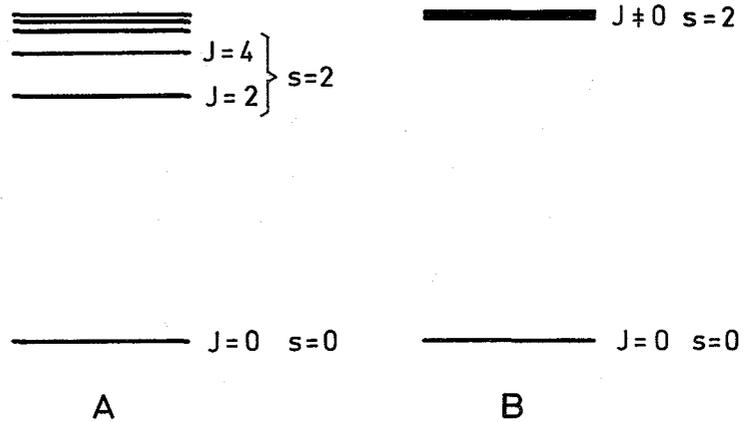


Abb.12

Fermiteilchen
ohne (A) u. mit (B)
Paarkorrelationen
(n gerade)

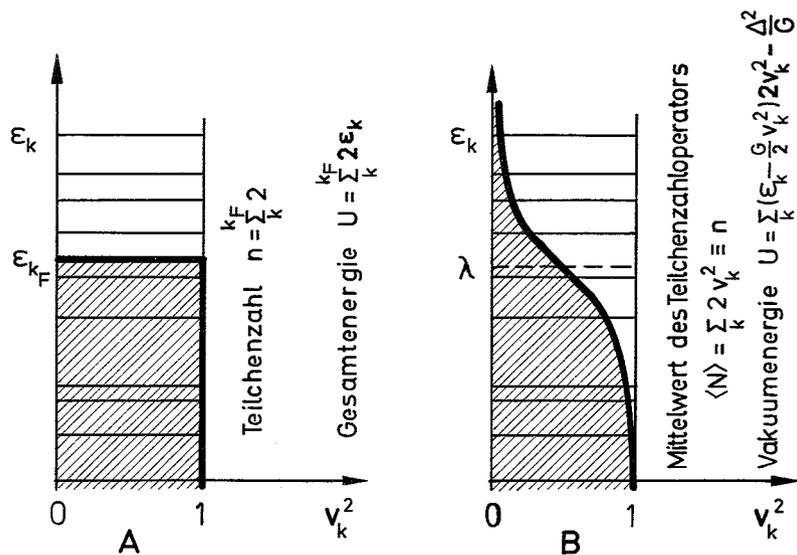
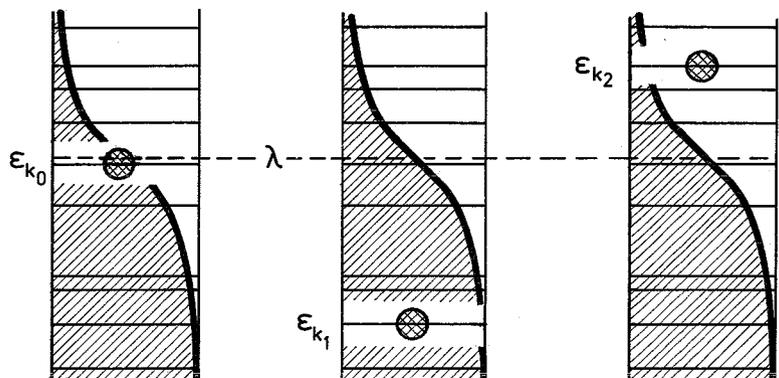


Abb.13

1QP-Zustände

$$\alpha_{k_i} | \psi_{BCS} \rangle$$

$$\langle N \rangle = \sum_{k+k_i} 2v_k^2 + 1$$



(n ungerade)

$$\langle N \rangle \approx n$$

$$\langle N \rangle \approx n-1$$

$$\langle N \rangle \approx n+1$$

Abb.14

2QP-Zustände

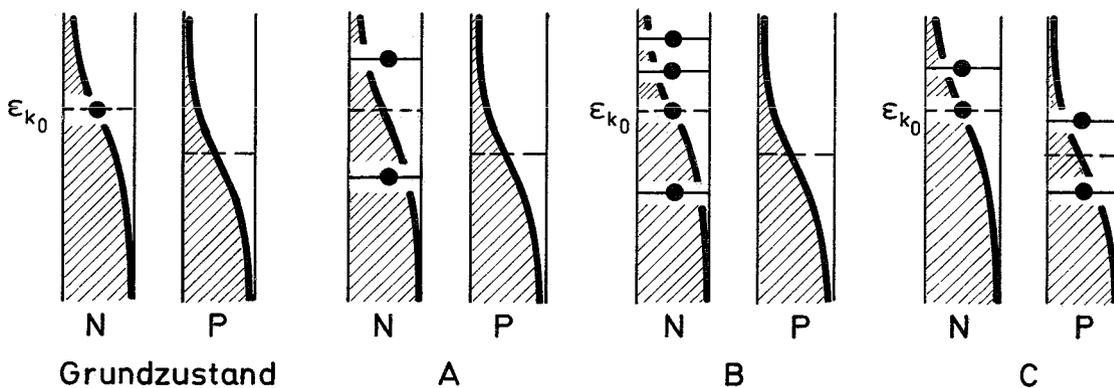
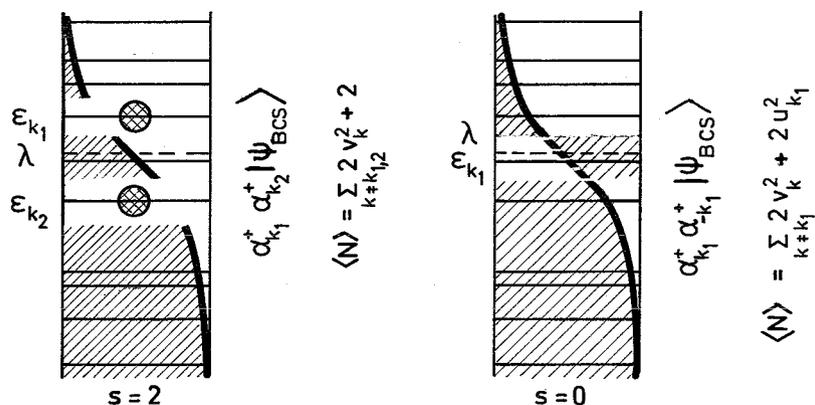


Abb.15

Doorwaykonfigurationen für einen u_g -Targetkern

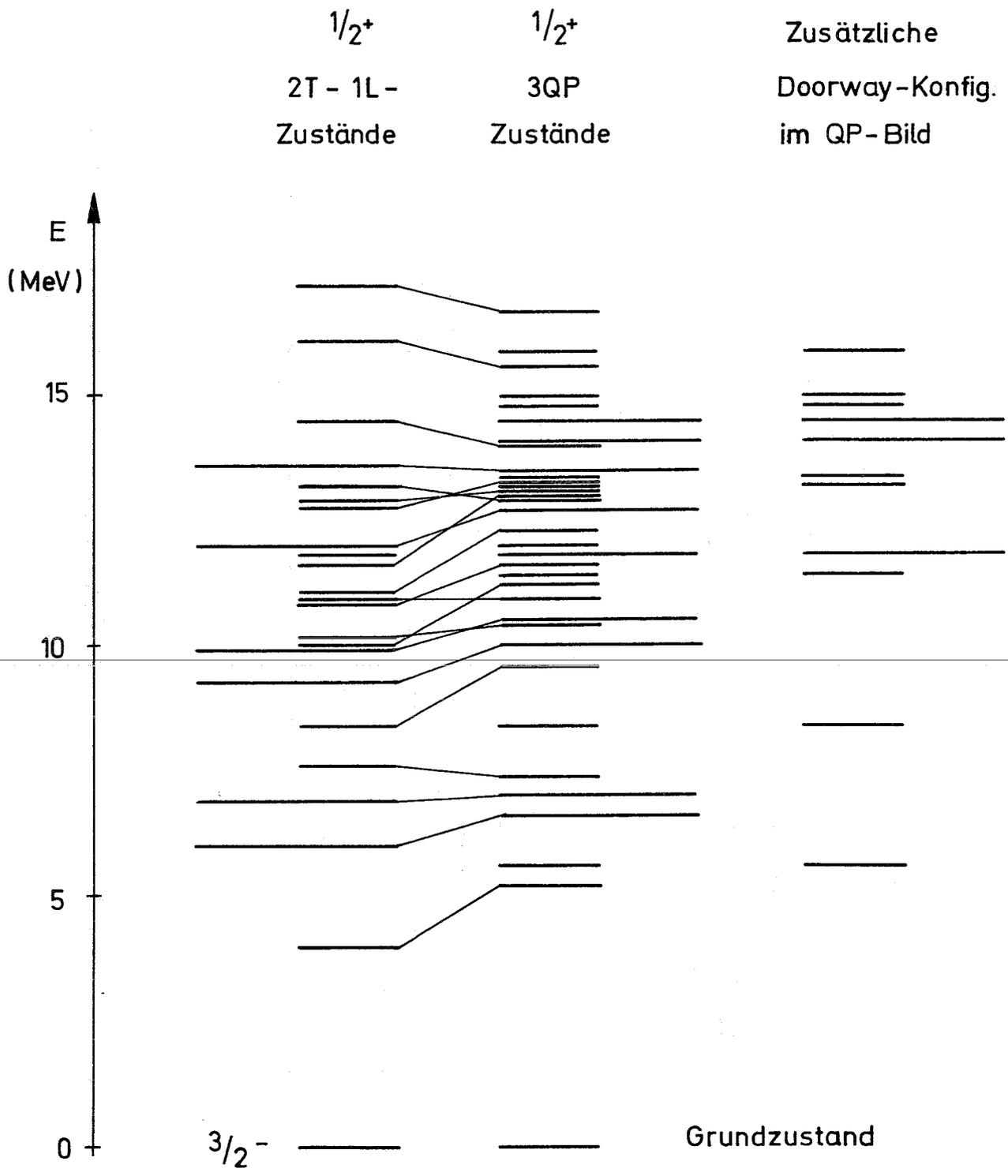


Abb.16 Mögliche Doorway-Konfigurationen für s-Wellen-Neutronen in $Ni58+n=Ni59$ (nur Neutronenkonfig. berücksichtigt)

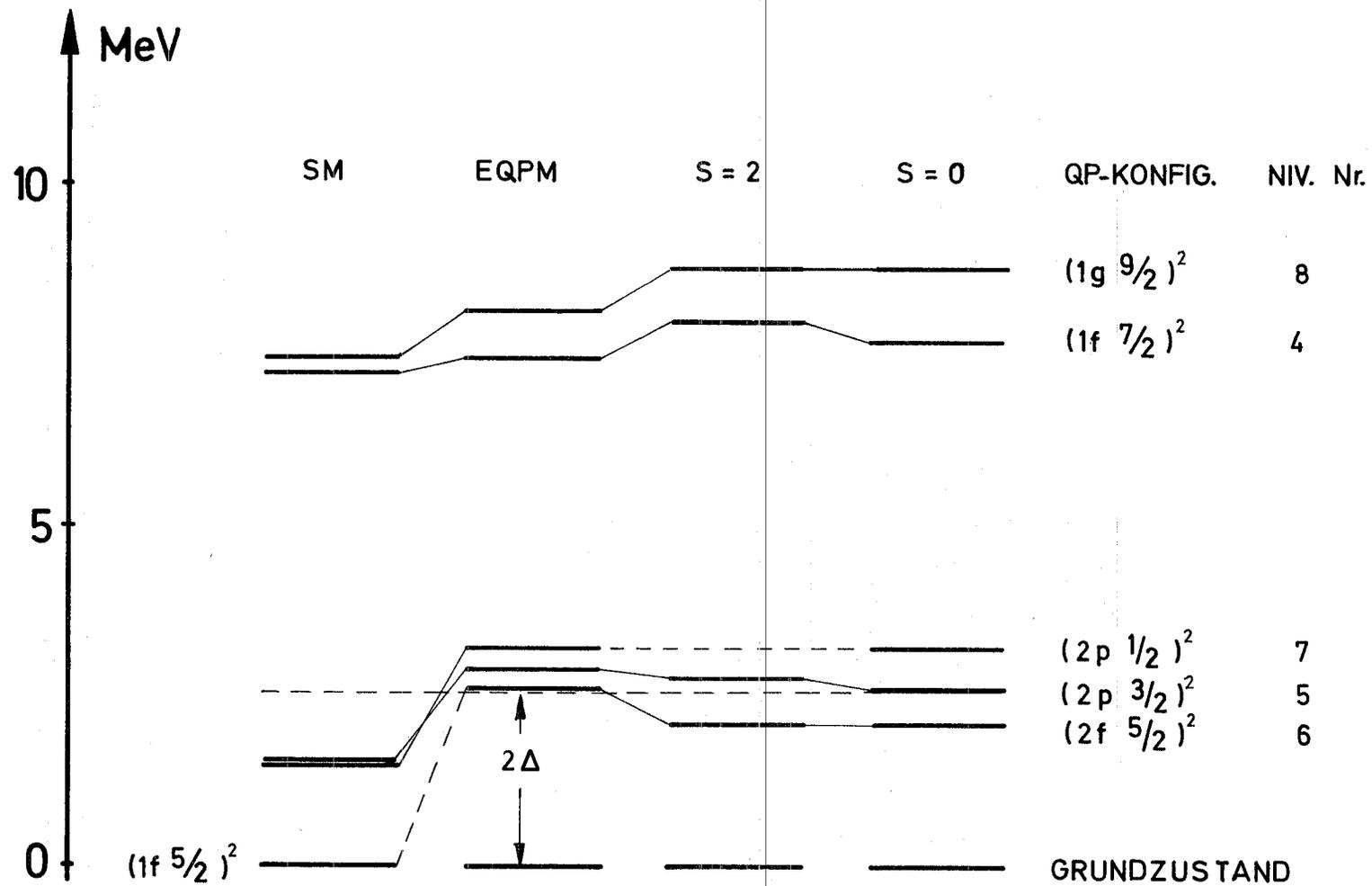


Abb. 17 ZUSTÄNDE VON QP-PAAREN IN DER NEUTRONENKONFIGURATION VON Ni 62

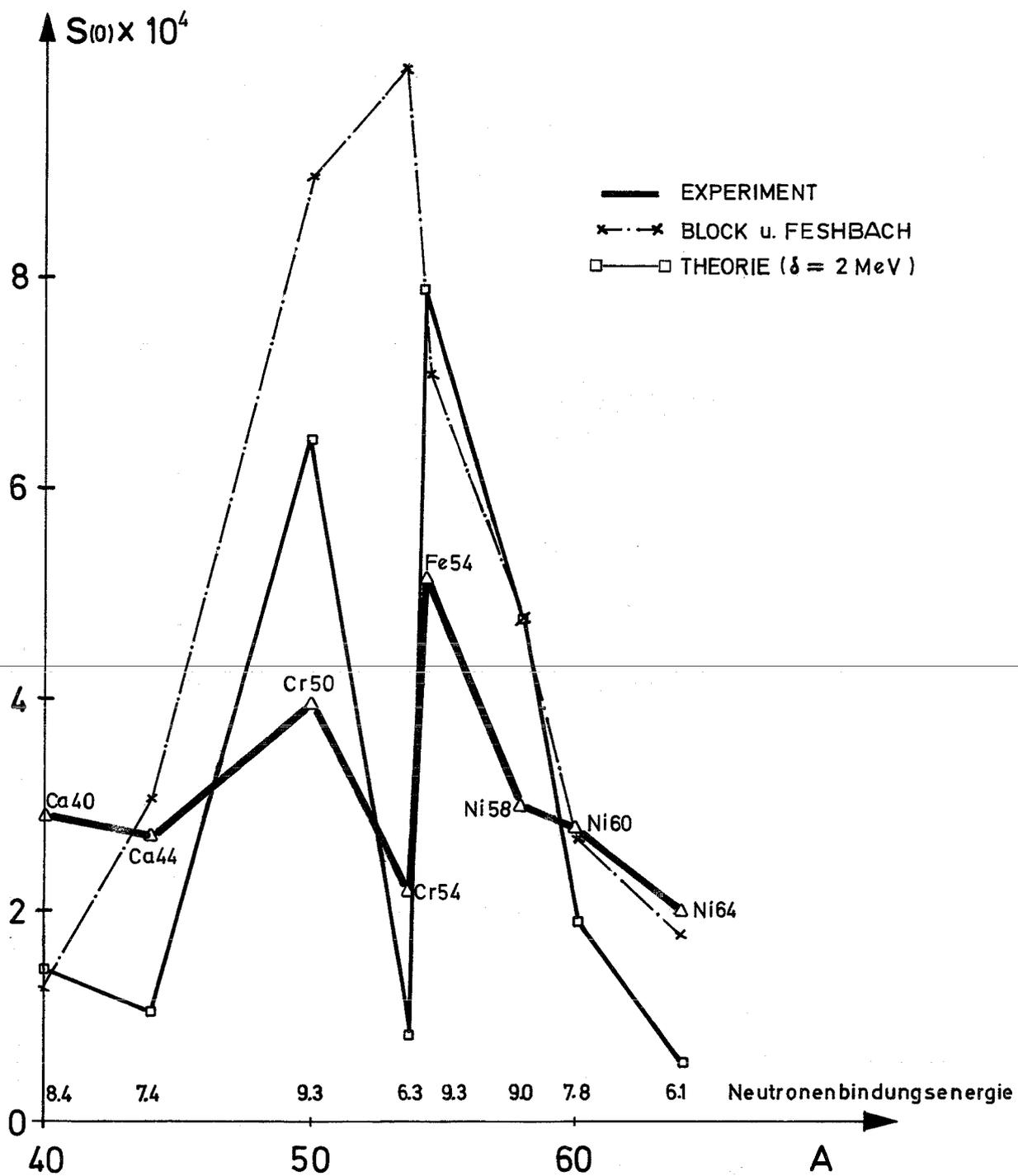


Abb. 18 Experimentelle und theoretische Stärkefunktionswerte

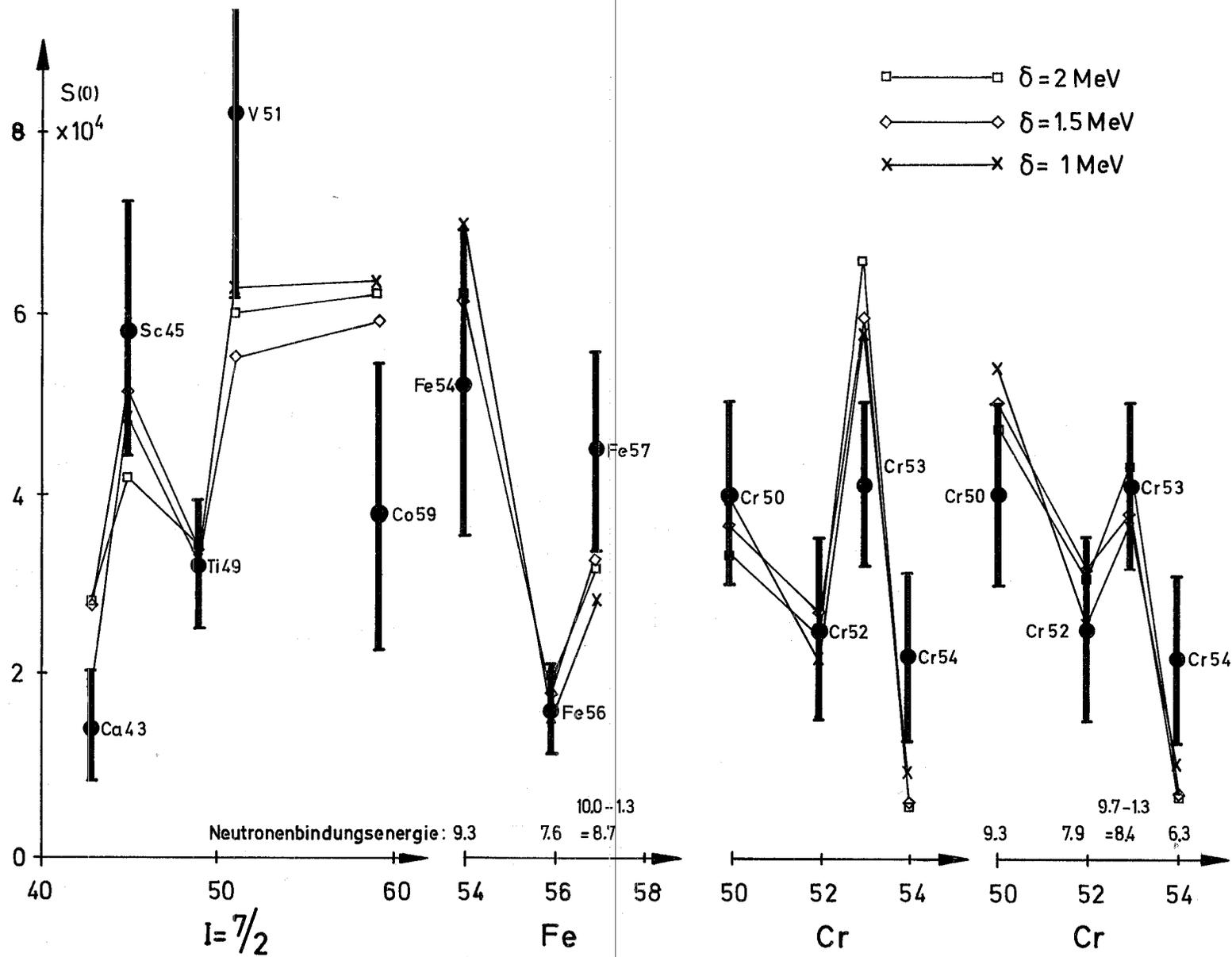


Abb.19 Experimentelle und theoretische Stärkefunktionswerte

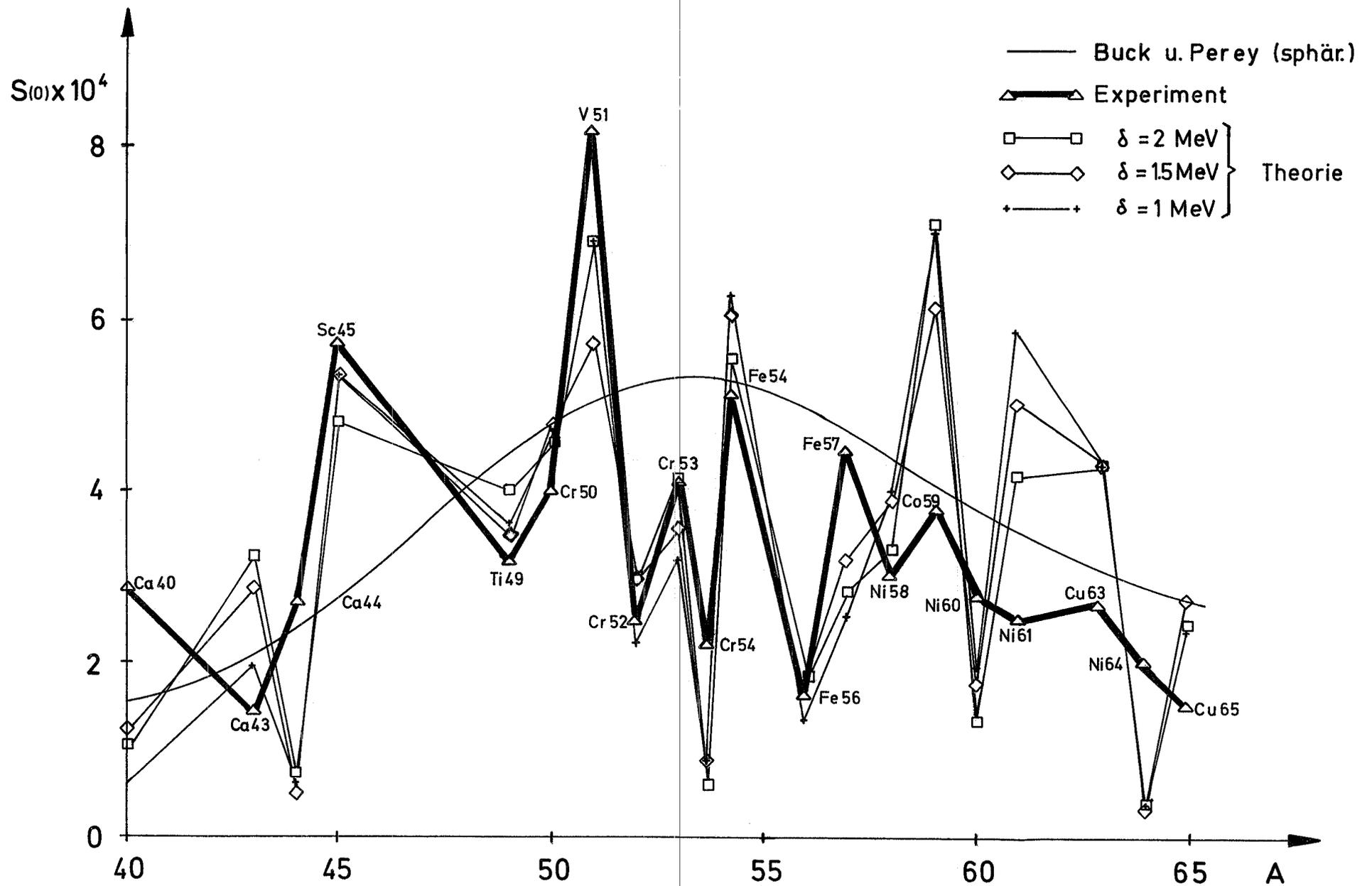


Abb.20 Experimentelle und theoretische Stärkefunktionswerte

