



KfK 2895
Dezember 1979

Die Neutroneneinfangquerschnitte der Kryptonisotope und ihre Bedeutung für die Astrophysik

B. Leugers
Institut für Angewandte Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Angewandte Kernphysik

KfK 2895

Die Neutroneneinfangquerschnitte der Kryptonisotope
und ihre Bedeutung für die Astrophysik*

B. Leugers

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

*von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation.

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Für die Messung von Neutroneneinfangquerschnitten der Edelgase wurde eine neue experimentelle Methode entwickelt, welche Hochdruckgastargets verwendet. Mit dieser Methode wurden Messungen an fünf Kryptonproben mit unterschiedlicher isotopischer Zusammensetzung durchgeführt. Sowohl der Einfangquerschnitt als auch der totale Wirkungsquerschnitt konnten im gleichen Experiment zwischen 5 und 200 keV mit guter statistischer Genauigkeit bestimmt werden. Hieraus wurden Maxwell-gemittelte Einfangquerschnitte für 30 keV für alle stabilen Kryptonisotope berechnet, wie sie zum quantitativen Verständnis des s-Prozesses der Nucleosynthese notwendig sind. Mit Hilfe der Systematik des s-Prozesses war es möglich, die ursprüngliche Häufigkeit von Krypton im Sonnensystem zu bestimmen. Durch die Verzweigung des s-Prozess-Pfades am Se-79 war es ferner möglich, die Temperatur des s-Prozesses festzulegen. Die Rechnung ergab $kT = 35$ keV als wahrscheinlichsten Wert.

Neutron Capture Cross-Sections of Krypton Isotopes and Their Astrophysical Implications

ABSTRACT

For the measurement of neutron capture cross sections of noble gases a new experimental technique was developed using high pressure gas targets. By this technique, measurements on five krypton samples with different isotopic composition were performed by which the capture and the total cross sections between 5 and 200 keV were determined in the same experiment with good statistical accuracy. Values of Maxwellian averaged capture cross sections at 30 keV could be derived for the stable isotopes of krypton, as they are required for a quantitative understanding of the s-process of nucleosynthesis. From the systematics of this s-process it was possible to determine the original abundance of krypton in the solar system. The branching of the s-process at Se-79 allowed to determine the temperature of the s-process. A value of $kT=35$ keV is adopted by this calculation.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. MESSMETHODEN FÜR (n, γ) -WIRKUNGSQUERSCHNITTE IM keV-BEREICH	4
2.1 Neutroneneinfang und Nachweismethoden	4
2.2 Gasproben	5
3. EXPERIMENTELLER AUFBAU	10
3.1 Abschirmung und Kollimation	10
3.2 Detektoren, Elektronik und Datenerfassung	14
3.3 Wichtung der Impulshöhe nach Maier-Leibnitz und die Auswahl der Isotopengemische	17
4. MESSUNGEN, AUSWERTUNG UND MESSERGEBNISSE	22
4.1 Durchführung der Messungen	22
4.2 Auswertung der Rohdaten	28
4.3 Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte	32
4.4 Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte	36
4.4.1 Energieabhängigkeit der Analogspektren und Gewichtung	36
4.4.2 Subtraktion des Untergrundes und die Berechnung der (n, γ) -Wirkungsquerschnitte	40
4.4.3 Auswertung der Koinzidenzspektren	42
4.4.4 Durchgeführte Korrekturen	46
4.4.5 Meßergebnisse und Fehlerbetrachtung	47
4.5 Bestimmung der Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte	52
4.5.1 Mittelung für die Wirkungsquerschnitte der Kryptonproben	52
4.5.2 Bestimmung der Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kryptonisotope	54

	Seite
5. DIE ASTROPHYSIKALISCHE BEDEUTUNG DER KRYPTONQUERSCHNITTE	57
5.1 Die Elementsynthese im Massenbereich $28 \leq A \leq 100$	57
5.1.1 Der Einfluß des e-Prozesses	58
5.1.2 Der s-Prozeß und seine mathematische Formulierung	59
5.1.3 Diskussion der $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve und die Kryptonhäufigkeit im Sonnensystem	62
5.2 Die Verzweigung des s-Prozeß-Pfades am Se-79	68
5.2.1 Physikalische Bedingungen des s-Prozesses	68
5.2.2 Die Bestimmung der Temperatur des s-Prozesses	69
6. ZUSAMMENFASSUNG	74
ANHANG Tabelle Isotopengemische Verwendete Au-Daten Maxwell-Mittelwerte der Kr-Mischungen	76
LITERATUR	79

1. EINLEITUNG

Aus der Häufigkeitsverteilung der Elemente und ihrer Isotope in unserem Sonnensystem lassen sich Rückschlüsse auf die Entstehung der Elemente - die Nucleosynthese - gewinnen. Bei der Betrachtung der Isotopenhäufigkeiten der "schweren" Elemente ($A > 60$) findet man, daß drei verschiedene Syntheseprozesse stattgefunden haben müssen. Da die Höhe der Coulomb-Barriere mit wachsender Massenzahl schnell zunimmt und die Bindungsenergie pro Nukleon abnimmt, haben Kernreaktionen mit geladenen Teilchen hier nur noch eine geringe Bedeutung. Folglich ist auch die relative Häufigkeit der so entstandenen Elemente gering, und die Kenntnisse über diesen Syntheseprozess (p-Prozess) sind noch recht unvollständig. Fest steht, daß einige Isotope auf der protonenreichen Seite des Stabilitätstals durch (p, γ)- oder (γ ,n)-Reaktionen an bereits vorhandenen Isotopen gebildet wurden (z.B. Kr-78). Theoretische Rechnungen zeigen /7/, daß für $Z \geq 58$ die (p, γ)-Reaktion überwiegt.

Der überwiegende Teil der "schweren" Elemente ist durch zwei verschiedene Neutroneneinfangprozesse gebildet worden, die durch verschieden starke Neutronenflüsse charakterisiert werden können. Durch den r-Prozess (r = rapid neutron capture) läßt sich die Entstehung der Isotope auf der neutronenreichen Seite des Stabilitätstales erklären. Hierfür benötigt man einen kurz (~ 1 sec) wirkenden, sehr hohen Neutronenfluß, damit die Zeitdauer zwischen zwei Neutroneneinfängen kürzer ist als die β Zerfallszeit für die ersten instabilen Kerne. Mit einem solchen Neutronenfluß läßt sich auch das natürliche Vorkommen der sehr schweren Elemente (z.B. U, Th) erklären. Im r-Prozess werden die Elemente abseits (ca. 20 Masseneinheiten) vom Stabilitätstal auf der neutronenreichen Seite erzeugt. Nach Abklingen des Neutronenflusses entstehen dann durch sukzessiven

β -Zerfall stabile Isotope. Einen wesentlichen Beitrag zur Elementhäufigkeit liefert der r-Prozeß erst ab $A \sim 80$ /8/. Die Elemente zwischen $A \sim 60$ und $A \sim 80$ sind überwiegend im s-Prozeß entstanden. Im Gegensatz zum r-Prozeß hat der s-Prozeß ($s = \text{slow}$) in einem schwachen Neutronenfluß stattgefunden, so daß die β -Zerfallszeit fast immer kürzer ist als die Zeit zwischen dem Einfang von zwei Neutronen. Dadurch verläuft der Synthesepfad des s-Prozesses im Stabilitätstal, wobei die einzelnen Elemente sukzessiv entstehen. Als "Ausgangssaart" gilt ^{56}Fe , da die Häufigkeitsverteilung der Elemente hier ein sehr starkes Maximum hat /9/ und da dieses Isotop noch durch Fusionsprozesse gebildet werden kann. Der s-Prozeß als Neutroneneinfangreaktion führt zu einer Korrelation zwischen den im s-Prozeß erzeugten Elementhäufigkeiten N_s und den Neutroneneinfangquerschnitten. Berechnet man Maxwell-gemittelte Querschnitte - entsprechend den thermischen Energien bei hohen Sterntemperaturen - für verschiedene Neutronenenergien,

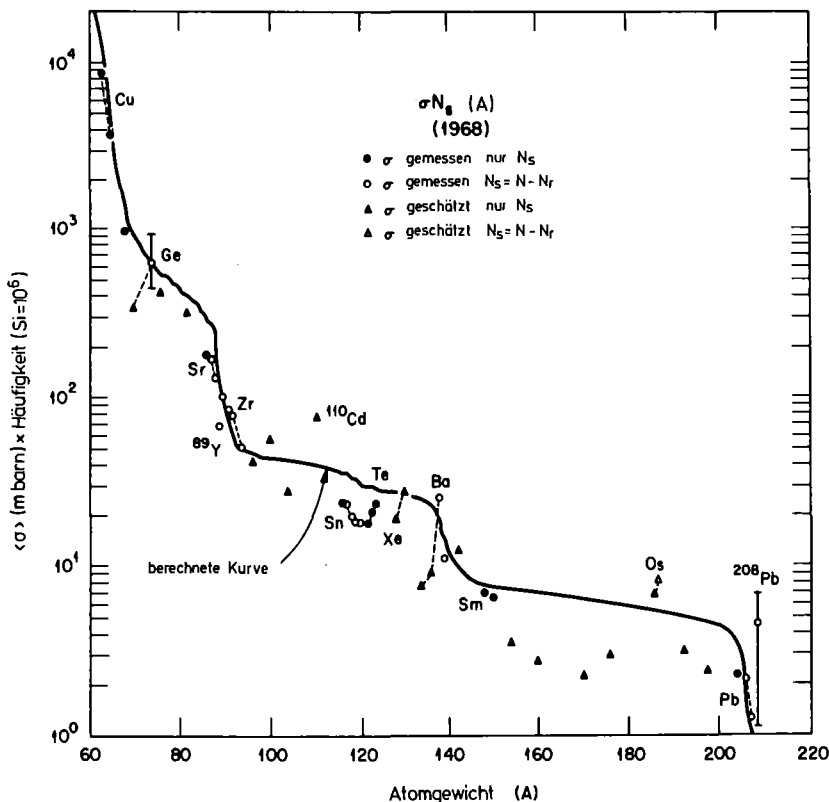


Abb. 1: $N_s \langle \sigma \rangle$ -Kurve (Stand 1968) nach /10/

so ergibt sich bei einer Neutronentemperatur von 30 keV (entsprechend $\sim 3 \times 10^8$ K), daß das Produkt $N_s \langle \sigma \rangle$ eine glatte Funktion der Massenzahl A ist, die lediglich bei den magischen Neutronenzahlen charakteristische Stufen aufweist. Abb. 1 zeigt diesen Verlauf zusammen mit einer theoretischen Kurve nach /10/. Durch zusätzliche bzw. genauere Messungen läßt sich der Verlauf der $N_s \langle \sigma \rangle$ -Kurve genauer festlegen, und es werden damit Rückschlüsse möglich, unter welchen Bedingungen der s-Prozeß stattgefunden hat. Eine besondere Rolle spielen hierbei die Edelgase Krypton und Xenon. Wegen ihrer physikalischen Eigenschaften ist die Bestimmung der absoluten solaren Häufigkeiten schwer möglich. Auch lagen bei Beginn dieser Arbeit keine Messungen von Neutroneneinfangquerschnitten im entsprechenden Energiebereich vor, vermutlich wegen der experimentellen Schwierigkeiten beim Messen dieser Größen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollten die Neutroneneinfangquerschnitte der Kryptonisotope bestimmt werden. Aus diesen Querschnitten und mit Hilfe einer verbesserten $N_s \langle \sigma \rangle$ -Kurve (verbesserte Bestimmung des Neutronenflusses) läßt sich dann die absolute Häufigkeit des Krypton im Sonnensystem bestimmen. Eine weitere Anwendung dieser Messungen ergibt sich aus der Verzweigung des s-Prozeßpfades zwischen ^{79}Se und ^{82}Kr . Bei bekannten Werten von $N_s \langle \sigma \rangle$ für ^{80}Kr und ^{82}Kr , sowie bekanntem Neutronenfluß läßt sich das Verzweigungsverhältnis berechnen. Damit wird es möglich, die Temperatur des s-Prozesses zu bestimmen, da die Halbwertszeit des ^{79}Se stark von der Temperatur abhängt /28/.

Bis heute ist nicht eindeutig geklärt, ob der s-Prozeß ausschließlich in Sternen stattgefunden hat oder ob dafür auch andere Orte und Umstände möglich sind. Rechnungen der Sternmodelle ergeben recht enge Grenzen für die Dichte und die Temperatur in den Sternen. Wenn es sich zeigt, daß der s-Prozeß unter diesen Bedingungen möglich war und ist, dann spräche das für eine stellare Synthese.

2. MESSMETHODEN FÜR (n, γ)-WIRKUNGSQUERSCHNITTE IM keV-Bereich

2.1 Neutroneneinfang und Nachweismethoden

Im Bereich mittelschwerer Kerne sind für Neutronenenergien von 3-200 keV neben der elastischen Streuung nur noch zwei Reaktionen möglich: Neutroneneinfang und inelastische Streuung. Die inelastische Neutronenstreuung ist hier von untergeordneter Bedeutung und im Experiment kann sie - wie später gezeigt wird - vernachlässigt werden. Durch Neutroneneinfang entsteht aus einem Kern A ein angeregter Zwischenkern $(A+1)^*$ mit der Anregungsenergie E_C . Die Anregungsenergie ist gleich der Summe aus der Neutronenbindungsenergie B_N für den Kern A und der kinetischen Energie E_N des Neutrons. Diese Anregungsenergie wird vom Zwischenkern in Form von prompter Gammastrahlung abgegeben, i. a. in Form einer Gamma-Kaskade. Diese Gammastrahlung kann zum Nachweis des Einfangereignisses und damit zur Messung des Neutroneneinfangquerschnittes benutzt werden. Bei allen hierfür angewandten Meßmethoden ist es wichtig, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors unabhängig von der Art und Multiplizität m der Gamma-Kaskade ist. Es gilt:

$$E_C = \sum_{i=1}^m E_{\gamma i} \quad (1)$$

Verwendet man einen großvolumigen Szintillatortank, der die Probe mit nahezu 4π -Geometrie umgibt und der mit einer großen Anzahl von (optisch getrennten) Photomultipliersystemen ausgerüstet ist, so läßt sich die Summe aller Gammaquanten direkt nachweisen. Bei anderen Meßmethoden (Maier-Leibnitz-Detektor und Moxon-Rae-Detektor) ist nur ein Gammaquant der Kaskade zum Nachweis erforderlich. Bei diesen Detektoren wird durch einen geeigneten Konverter (Moxon-Rae-Detektor) bzw. durch entsprechende Gewichtung der Analogspektren (Maier-Leibnitz-Detektor) erreicht, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit proportional zur Energie des registrierten Gammaquants ist. Die Gesamtansprechwahrscheinlichkeit wird dadurch proportional

zu E_c (Näheres im Kapitel 3.3).

Vergleicht man die verschiedenen Meßmethoden mit dem Ziel, die bestgeeignete für die Messung der Krypton-Querschnitte zu finden, so zeigt sich schnell, daß eine Tankmessung ausgeschlossen werden kann. Wegen der geringen Probenmengen (ca. 1 Liter Gas) und der relativ kleinen Wirkungsquerschnitte (vgl. Kapitel 3.3) ist ein möglichst hoher Neutronenfluß und eine hohe Zählrate erforderlich. Der minimale Neutronenflugweg beträgt aus mechanischen Gründen für den Tank ca. 150 cm (M.-L.-Detektor ca. 60 cm), so daß sich mit dem Tank trotz hoher Ansprechwahrscheinlichkeit von fast 100 % (M.-L.-Detektoren ca. 20 %) keine optimalen Zählraten erzielen lassen. Dieses ist dadurch bedingt, daß die Wiederholfrequenz des Beschleunigers und damit auch der Neutronenfluß bei größerem Flugweg herabgesetzt werden muß. Im Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeiten ist der Maier-Leibnitz-Detektor dem Moxon-Rae-Detektor (ca. 2 %) überlegen. Höhere Zählraten ließen sich mit dem Moxon-Rae-Detektor nur durch sehr kurze Flugwege in offener Geometrie und mit kinematisch kollimiertem Strahl (vgl. /11,12/) erzielen. Diese Methode führt jedoch zu einer schlechten Energieauflösung und ist daher für die Kryptonisotope - wegen zu erwartender Resonanzen -weniger geeignet. Abschließend sei noch erwähnt, daß der Maier-Leibnitz-Detektor sich nicht nur durch die optimalen Zählraten auszeichnet, sondern auch bezüglich Zeitauflösung, Signal-zu-Untergrundverhältnis und Empfindlichkeit für Streuneutronen die beste Meßmethode für dieses Experiment darstellt.

2.2 Gasproben

Für die Messungen am gepulsten Karlsruher 3 MV Van de Graaff-Beschleuniger war es notwendig, Proben mit hoher Dichte zu verwenden, um eine gute Energieauflösung zu erzielen. Bei der benutzten Flugzeitmethode mit einem kontinuierlichen Neutronenspektrum ergibt sich für die Energieauflösung der Messung (nicht relativistisch):

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{S} \sqrt{(\Delta S)^2 + (v(\Delta t))^2} \quad (2)$$

- S : Flugweg
- ΔS : Flugwegunsicherheit
- Δt : Zeitauflösung
- v : Geschwindigkeit der Neutronen

Bei Gasen läßt sich ein kleines ΔS dadurch erreichen, daß man entweder die Proben unter sehr hohem Druck hält oder indem man das Gas im Neutronenstrahl auf Temperaturen unterhalb des Siedepunktes abkühlt. Messungen mit der letzteren Methode wurden bereits am Karlsruher Van de Graaff durchgeführt /13/. Hierbei befand sich das Kryptontarget innerhalb eines Kryostatenbehälters und wurde durch eine Temperaturregelung in flüssigem Zustand gehalten. Als nachteilig erwies sich die relativ große Masse des Kryostaten im oder in unmittelbarer Nähe des Neutronenstrahls, die Störanfälligkeit der Kühl- und Regelvorrichtung

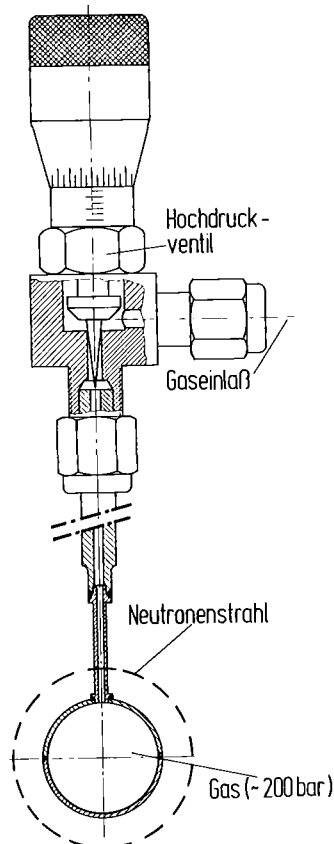


Abb. 2:
Aufbau der Hochdruck
gasprobe

und die Tatsache, daß pro Meßzyklus nur eine Kryptonprobe verwendet werden konnte. Durch die gleichzeitige Messung mehrerer Kryptonproben läßt sich die Meßzeit um ein Vielfaches verkürzen. Um dieses zu erreichen, wurden Hochdruckgastargets entwickelt. Der schematische Aufbau einer solchen Probe ist in Abb.2 dargestellt. Die eigentliche Probe besteht aus einer Kugel mit einer dünnen Gaszuführung. Die dickwandigeren Rohre und das Hochdruckventil befinden sich außerhalb des Neutronenstrahls. Für die Herstellung der Kugel wurden zwei Halbkugeln aus 0.5 mm starkem V4A-Blech gedrückt, in die am Rand eine Führungsnut eingedreht wurde. Mittels Elektronenstrahlschweißung wurden die Halbkugeln an der Führungsnut verbunden. Bei verschiedenen Drucktests zeigte sich, daß diese Schweißnaht bzw. die Art der Nut entscheidend für die Festigkeit der Kugeln waren. Die Drucktests ergaben, daß bei den verwendeten Wandstärken und Materialien Drücke bis zu 500 bar möglich waren. Zu den Messungen wurden dann nur Kugeln mit der optimalen Druckfestigkeit von 500 bar verwendet. Im Experiment selber lagen die Drücke zwischen ~ 120 bar und ~ 300 bar - abhängig von der jeweils zur Verfügung stehenden Gasmenge. Da die verschieden stark angereicherten Kryptonisotope zum Teil recht teuer waren (max. ~ 8000 \$/l), wurden die Systeme (Kugel und Ventil) mit natürlichem Krypton vor Beginn der Messungen auf mögliche Undichtigkeiten untersucht. Hierzu wurde die Kugel an einem ca. 1 l Gas fassenden geschlossenen Vorratsbehälter (Druck 1 bar) am Gaseinlaß angeschlossen. Nachdem das übrige System evakuiert worden war, wurde das Vorratsgefäß geöffnet. Durch Eintauchen der Kugel in flüssigen Stickstoff fror das vorhandene Krypton bis auf einen geringen Restdampfdruck in der Kugel aus. Nach Schließen des Hochdruckventils und Erwärmen der Kugel baute sich der hohe Arbeitsdruck auf. Die Probenmasse kann mit guter Genauigkeit durch Wiegen des Systems mit und ohne Krypton bestimmt werden. Durch mehrmaliges Wiegen der (gefüllten) Systeme über einen längeren Zeitraum können auch sehr kleine Leckraten genau bestimmt werden. Allerdings läßt sich durch Wägung nur die Gesamtmenge Krypton im System ermitteln. Für die

Auswertung der Messung ist es jedoch notwendig, den im Neutronenstrahl befindlichen Anteil der Gesamtmasse zu bestimmen (vgl. Abb. 2). Hierfür wurde nach Abschluß des Experiments die Kugel vom übrigen Teil des Systems an der Grenze des Neutronenstrahls abgetrennt. Um das Verhältnis der Volumina der beiden Teile messen zu können, wurden sowohl die Kugeln als auch die Zuführung bis zum Ventilabschluß evakuiert und anschließend (blasenfrei) mit Wasser gefüllt. Das genaue Wiegen beider Teile lieferte das gewünschte Ergebnis.

Der einzige Nachteil der Hochdruckgastargets im Vergleich zur "Einfriertechnik" besteht in der Verschlechterung der Energieauflösung durch die größere Unsicherheit im Flugweg. Bei einer Kugel mit $r = 1$ cm liegen 76 % der Masse innerhalb einer 1 cm dicken Scheibe um den Mittelpunkt. Tabelle 1 zeigt die Energieauflösungen für $\Delta s = 5$ mm (Kugel) und $\Delta s = 2,5$ mm ("Flüssiggasprobe") nach Gleichung (2) mit $\Delta t = 0.7$ ns und $L = 61$ cm. Die Zeitauflösung $\Delta t = 0.7$ ns entspricht der Kanalbreite im Flugzeitspektrum. Aus der Tabelle wird deutlich,

Neutronen- energie	Energieauflösung in %	
	$\Delta s = 2,5$ mm	$\Delta s = 5$ mm
5 keV	0,85	1,65
50 keV	1,08	1,79
200 keV	1,64	2,17

Tabelle 1

daß eine wesentliche Verschlechterung der Energieauflösung nur bei kleinen Neutronenenergien auftritt. Da in diesem

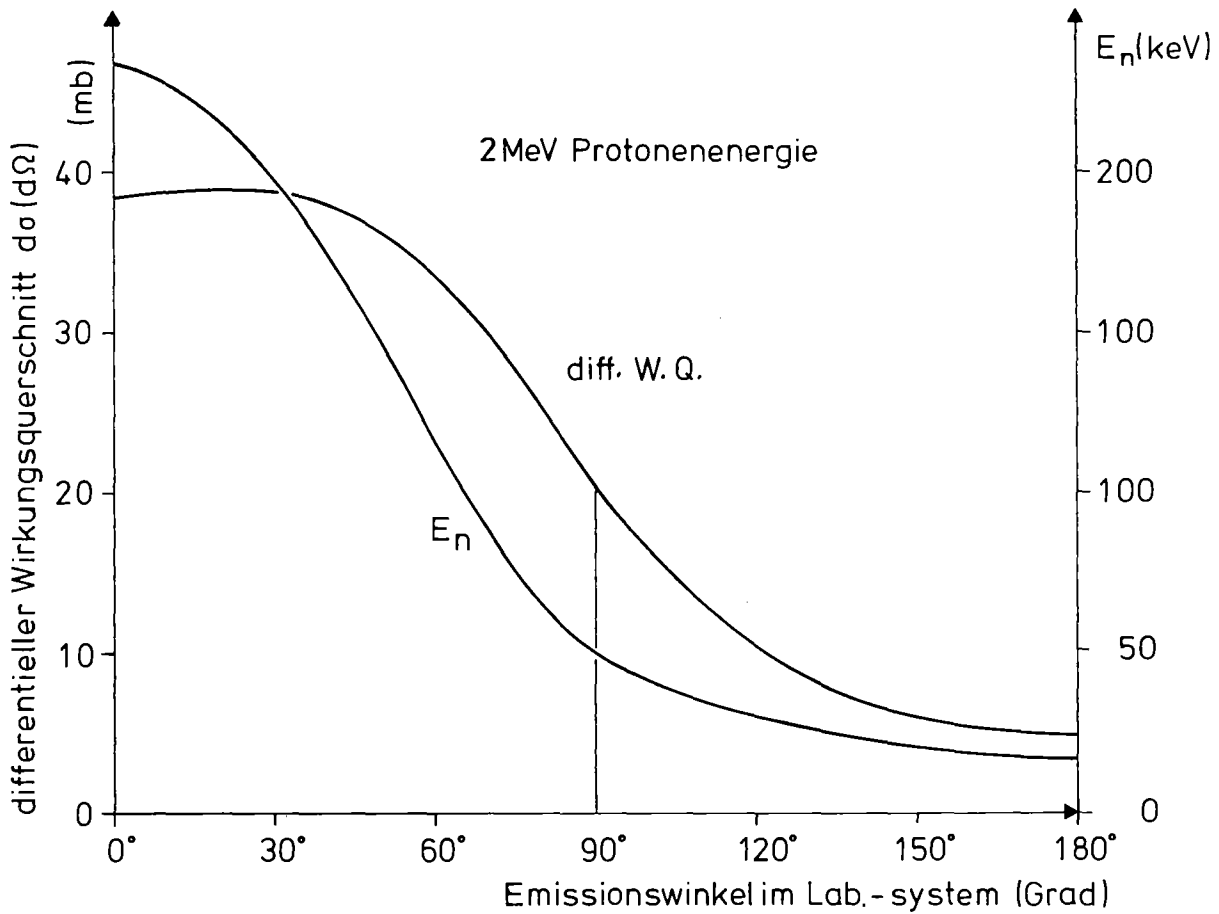


Abb. 3: Der ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Querschnitt bei 2 MeV Protonenenergie: Winkelabhängigkeit von Energie und Intensität.

Energiebereich jedoch - wie später gezeigt wird - aus statistischen Gründen über mehrere Flugzeitkanäle gemittelt werden muß, ist diese Verschlechterung von geringer Bedeutung. Bei hohen Neutronenenergien wird die Energieauflösung praktisch durch die Zeitauflösung bestimmt, so daß sich hier keine wesentliche Verschlechterung der Auflösung ergibt.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

3.1 Abschirmung und Kollimation

Wie bereits erwähnt wurde, sollte an einem kollimierten Neutronenstrahl im Energiebereich von 3 keV bis 200 keV gemessen werden. Mit Hilfe dicker metallischer Lithiumtargets werden am Karlsruher 3 MV Van de Graaff-Beschleuniger Neutronen erzeugt, die ein kontinuierliches Spektrum aufweisen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der hierbei ausgenutzten ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion ist in Abb. 3 für eine Protonenenergie von 2 MeV gezeigt (nach /14/). Bei dieser Protonenenergie werden auch unter Rückwärtswinkeln noch Neutronen emittiert. In Abb.3 ist außerdem die Energieverteilung der Neutronen E_n dargestellt. Neutronen maximaler Energie (230 keV) entstehen in Vorwärtsrichtung, dagegen sind unter Rückwärtswinkeln nur noch Neutronen mit geringer Energie (min. 15 keV) zu erwarten. Daraus ergibt sich, daß nur unter Vorwärtswinkeln eine maximale Abschirmung notwendig ist. Da die Protonen im dicken Lithiumtarget auch abgebremst werden, bevor sie reagieren, findet man in Vorwärtsrichtung nicht nur Neutronen der Maximalenergie,

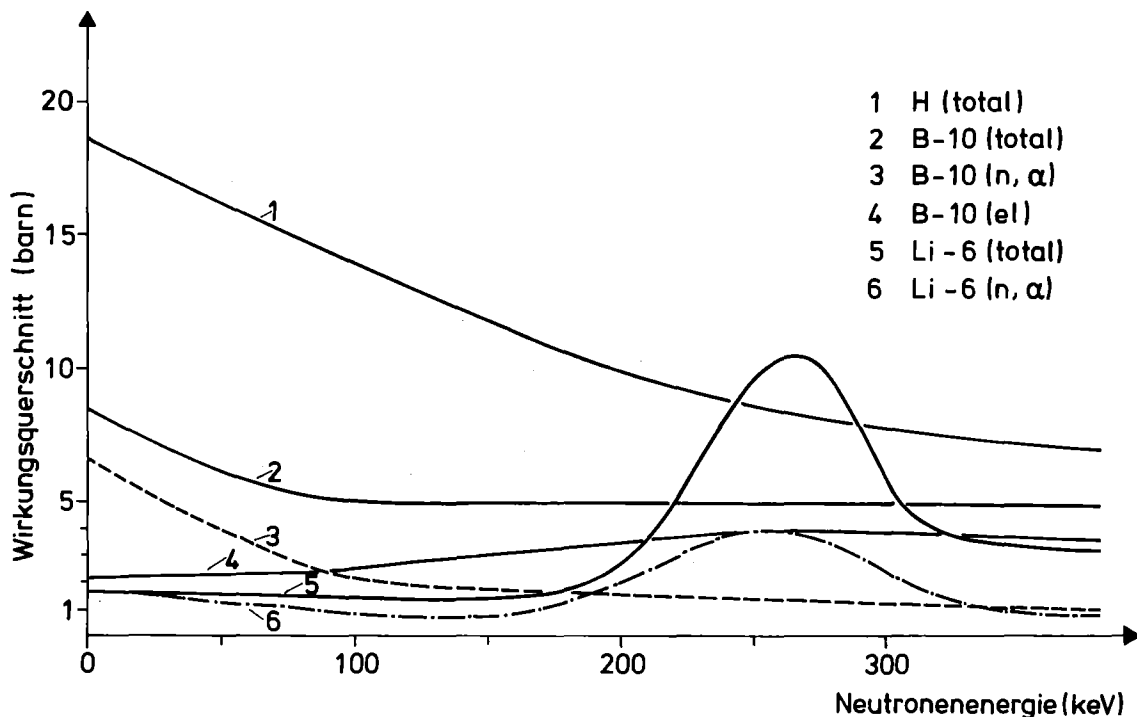


Abb. 4: Neutronenwirkungsquerschnitte einiger Abschirmmaterialien.

sondern es ergibt sich ein kontinuierliches Neutronenspektrum bis herab zu wenigen keV. Diese Zusammenhänge bestimmen die Dimensionierung von Kollimator und Abschirmung. Für die Auswahl der Materialien sollen hier einige Kriterien für einen geeigneten Kollimator zusammengestellt werden.

- 1) Der Neutronenstrahl soll geometrisch scharf definiert sein. Das erfordert ein Material mit einem möglichst großen totalen Wirkungsquerschnitt.
- 2) Der Anteil der Gammastrahlung im Strahl soll möglichst gering sein. Dieses kann durch ein Material mit sehr kleinem Einfangquerschnitt oder mit strahlungslosem Einfang (Li-6) erreicht werden.
- 3) Die Neutronenstreuung im Strahl soll möglichst gering sein, um das Flugzeitspektrum durch gestreute Neutronen, die einen längeren Flugweg zurücklegen, nicht zu verfälschen.
- 4) Der Kollimator soll außerhalb des Strahls für Neutronen und Gammastrahlung undurchlässig sein.
- 5) Der Strahl selbst sollte eine geringe Divergenz und eine große Homogenität haben. Ein inhomogener Strahl kann zu systematischen Fehlern führen.
- 6) Die Detektoren müssen sehr gut gegen Gammastrahlung abgeschirmt werden.

Abb. 7 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die Neutronenstreuung (σ_{el}) und den Neutroneneinfang (σ_c) einiger in Frage kommender Materialien (nach /15/). In diesem Energiebereich (5 keV - 250 keV) ist der Wasserstoff-Streuquerschnitt am größten, Wegen der harten Gammastrahlung (2 MeV) beim Neutroneneinfang sollte H jedoch in Strahlnähe nicht verwendet werden.

Der B-10 (n, α)-Querschnitt ist in diesem Energiebereich zwar größer als der Li-6 (n, α)-Querschnitt, jedoch fängt B-10 nicht strahlungslos ein ($E_\gamma = 478$ keV). In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Daten einiger Materialien zusammengestellt:

	$\frac{\sigma_c}{\sigma_{el.}}$	Dichte (g/cm ³)	Atomdichte (10 ²³ cm ⁻³)
Li (nat.)	1/6	0,53	0,43
⁶ Li ₂ CO ₃	1/8	2,11	0,32
⁶ Li	1/0,5	0,53	0,53
¹⁰ B	1/1,2	2,35	1,42
B (nat)	1/8,4	2,35	1,31
B ₄ C	1/8,8	2,52	1,10

Tabelle 2

Wegen des strahlungslosen Einfangs war es notwendig, direkt am Strahl Li-6 zu verwenden. Die Neutronen werden wenig gestreut und strahlungslos eingefangen. Leider läßt sich reines Lithium für den Kollimatorbau kaum verwenden, so daß das wasserstofflose ⁶Li₂CO₃ verwendet werden mußte. Dies erhöht zwar den Anteil der gestreuten Neutronen, dieser liegt aber immer noch in der Größenordnung der anderen Materialien. Außerhalb des direkten Strahls bietet sich eine Mischung aus B₄C (100 g) und Araldit (80 g) an. Der Vorteil dieser Mischung ist die große Dichte, der große totale Querschnitt (H im Araldit), der große Einfangquerschnitt (B-10), die große mechanische Stabilität und der nicht zu vernachlässigende Vorteil, daß das Material sehr leicht erhältlich ist. Die hier entstehende Gammastrahlung mußte durch eine geeignete Bleianordnung vor den Detektoren abgeschirmt werden. Für die 2 MeV Gammastrahlen, die beim Neutroneneinfang am Wasserstoff entstehen, hat die Absorptionskurve für Blei ihr Minimum. Bei der verwendeten Dicke der Bleiabschirmung von 20 cm beträgt die Transmission für diese Gammastrahlung nur noch 0,011 %. Für die 478 keV Gammastrahlung (Neutroneneinfang am B-10) beträgt die Transmission nur noch 2×10^{-10} %. Aus diesen Überlegungen ergibt sich der schematische Aufbau des Experiments,

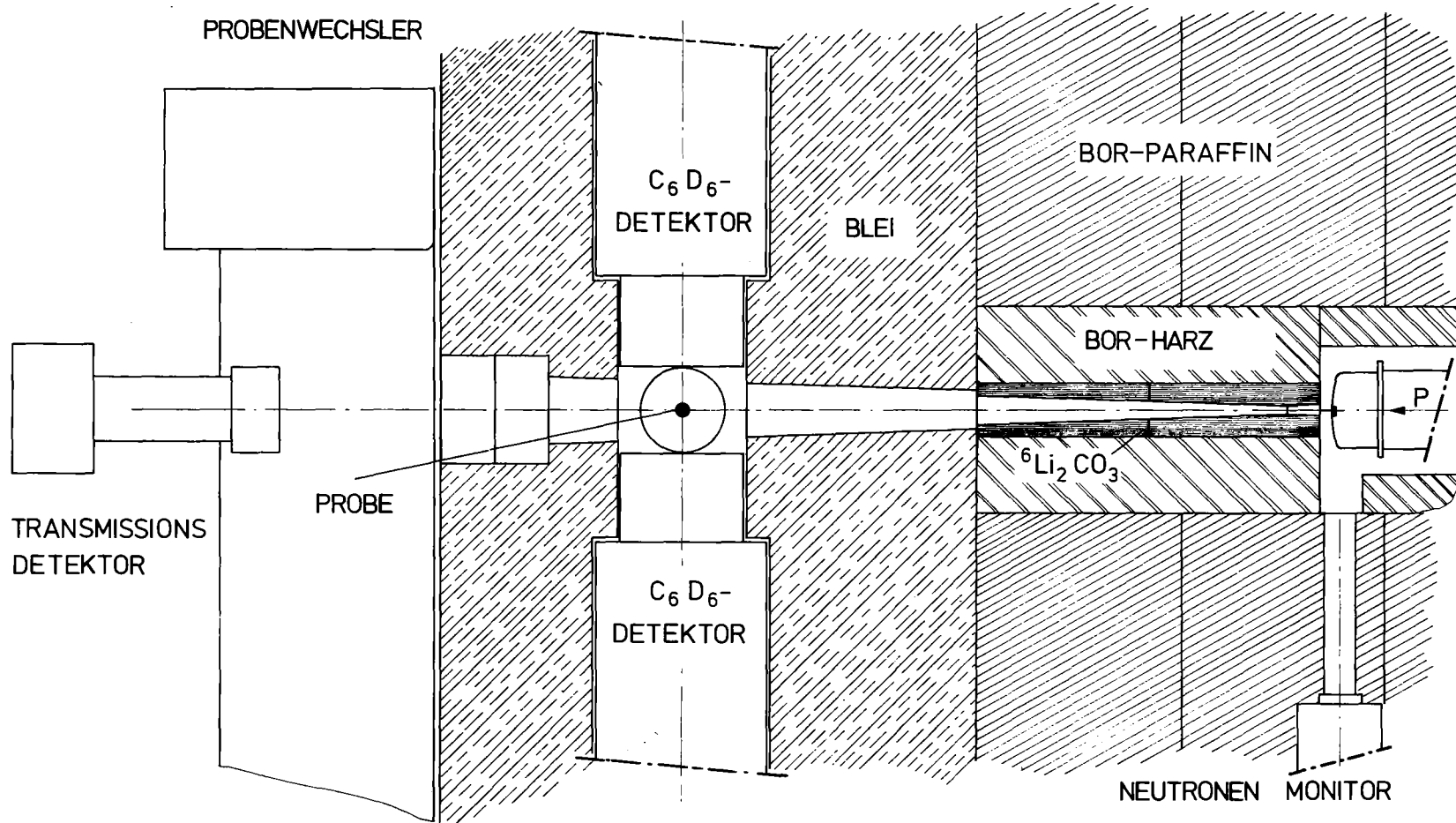


Abb. 5: Schematischer Aufbau des Experiments

wie er in Abb. 5 dargestellt ist. Von besonderer Bedeutung für die Reduktion des Untergrundes zeigte sich die chemische Zusammensetzung der Bleiabschirmung. Es erwies sich hier als unbedingt notwendig, antimonfreies Blei zu verwenden (Weichblei), da natürliches Antimon einen relativ großen Neutroneneinfangquerschnitt hat und die dadurch gebildeten instabilen Isotope (Sb-122, Sb-124) unter Gammaemission zerfallen. Dieses verursacht in den Messungen einen starken Untergrund.

3.2 Detektoren, Elektronik und Datenerfassung

Abb. 5 zeigt einen horizontalen Schnitt durch den Meßaufbau. Die in der Mitte befindliche Probe kann mit Hilfe des Probenwechslers, der senkrecht zur Zeichenebene arbeitet, gegen andere Proben ausgetauscht werden. In Abb. 5 erkennt man ferner die Anordnung der benutzten Detektoren. Innerhalb der Bleiabschirmung befinden sich zwei C_6D_6 -Detektoren außerhalb des direkten Neutronenstrahls in geringem Abstand zur Probe (ca. 4,5 cm). Die Flüssigszintillatoren von jeweils einem Liter Volumen befinden sich in einem dünnwandigen Aluminiumgehäuse, das über einen Quarzglaslichtleiter mit der Kathode eines Fotomultipliers (Valvo XP 2041) verbunden ist. Die Zeitauflösung der Detektoren wird mit einer Co-60-Quelle gemessen, die - ähnlich der Experimentgeometrie - zwischen den beiden Detektoren angeordnet war. Sie betrug ca. 550 ps trotz eines großen dynamischen Bereichs (elektronische Schwelle = 1/10 der Co-Comptonkante). Diese gute Zeitauflösung wurde hauptsächlich durch einen speziellen Spannungsteiler erreicht, sowie dadurch, daß die Randzone der Fotokathode ausgeblendet wurde. Neben dem schnellen Anodensignal des Multipliers wurde aus dem Spannungsteiler noch ein Analogsignal zur Bestimmung von E_γ ausgekoppelt, um eine zweidimensionale Messung durchführen zu können.

Im direkten Neutronenstrahl (Flugweg ca. 1 m) befindet sich ferner ein zylinderförmiger Lithiumglasdetektor ($r = 1,227$ cm, $h = 2,54$ cm), der zur Messung der Transmission benutzt wurde. Bei einer Zeitauflösung von ca. 1,1 ns ergab sich eine mit den C_6D_6 -Detektoren vergleichbare Energieauflösung. Allerdings war für diesen Detektor - bedingt durch den längeren Flugweg - der Energiebereich mit $E_n > 7$ keV etwas eingeschränkt. Obwohl die geometrische Anordnung in dieser Form für eine Transmissionsmessung keinesfalls optimal ist, sind die so erhaltenen Daten für die Auswertung der (n,γ) -Wirkungsquerschnitte von großem Nutzen. Ein weiterer Lithiumglasdetektor befindet sich auf der Höhe des Lithiumtargets senkrecht zum kollimierten Neutronenstrahl. An dieser Stelle ist der Neutronenfluß unabhängig von der gerade gemessenen Probe, so daß mittels der hier gemessenen Neutronenzählrate der Probenwechsler gesteuert werden kann. Das Blockschaltbild der Elektronik (Abb. 6) zeigt die Funktionsweise: Um den Gammauntergrund des Monitors zu reduzieren, wurde mit einem Differentialdiskriminator ein optimaler Analogbereich für die Alpha-Linie der ${}^6Li(n,\alpha)$ -Reaktion des Detektors ausgewählt und anschließend über einen Updating-Diskriminator der Zeitbereich unterdrückt, in den der prompte Gammapeak vom Lithiumtarget fiel. Die resultierende Zählrate wurde sowohl für die Steuerung des Probenwechslers als auch - über ein Ratemeter - zur Überwachung des Neutronenflusses verwendet. Unterhalb einer vorgegebenen Schwelle des Ratemeters, d.h. bei zu geringem Neutronenfluß, wurde die Messung automatisch unterbrochen und ein Alarm für den Operateur ausgelöst.

Für die Aufnahme der Meßdaten standen am NOVA2-Computer drei Eingänge zur Verfügung. Ein Eingang wurde für das Flugzeitspektrum des Transmissionsdetektors benutzt. Hierfür stand ein Speicherplatz von 1024 Kanälen bereit. Sehr viel Speicherplatz wurde für die zweidimensionalen Spektren der C_6D_6 -Detektoren benötigt, da hier für 16 Analogbereiche Flugzeitspektren von jeweils 1024 Kanälen gemessen wurden.

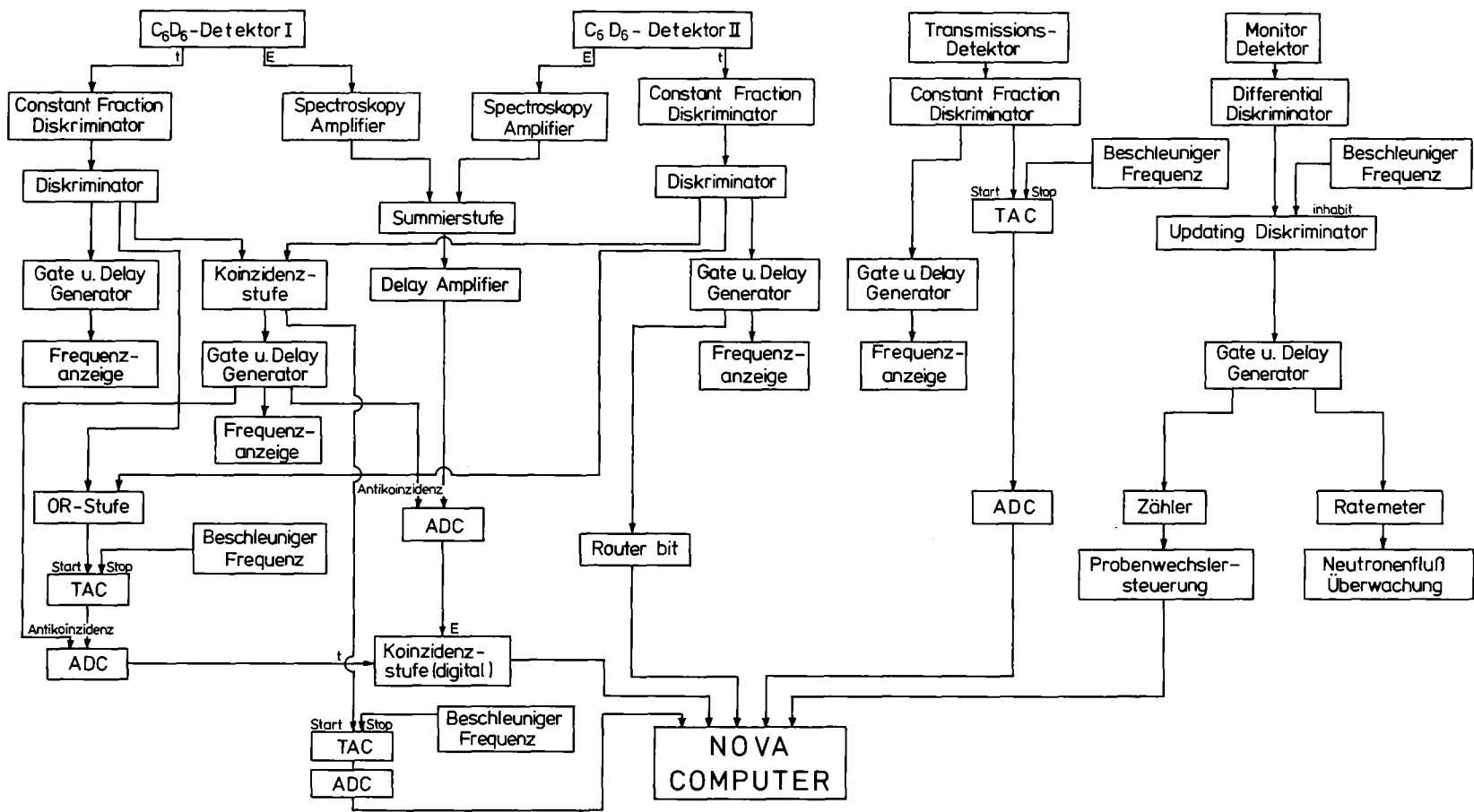


Abb. 6: Blockschaltbild der Elektronik

Für jeden Detektor standen somit 16 K-Speicherplätze zur Verfügung. Da für beide Detektoren derselbe Eingang benutzt wurde, war ein zusätzliches Router-Bit für die richtige Zuordnung der Signale notwendig. Wurde dieselbe Gamma-Kaskade in beiden Detektoren nachgewiesen, so konnten diese Ereignisse nicht in einem der zweidimensionalen Felder gespeichert werden, da sowohl der Analog- als auch der Flugzeit-ADC durch eine Antikoinzidenzschaltung blockiert wurde. Koinzidente Ereignisse zwischen den beiden Detektoren wurden vielmehr über den dritten Computereingang in einem zusätzliche Flugzeitspektrum von 1024 Kanälen registriert. Erwähnt sei noch, daß es durch eine digitale Frequenzanzeige der Zählraten aller Detektoren sehr schnell möglich war, eine eventuelle Störung zu erkennen.

3.3 Wichtung der Impulshöhen nach Maier-Leibnitz und die Auswahl der Isotopenmischungen

Die Wichtung der Analogspektren der C_6D_6 -Detektoren bewirkt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Gammaquant proportional zur Energie des Gammaquants wird. Für eine Gammakaskade nach Neutroneneinfang bewirkt dies, daß z.B. bei großer Multiplizität m , was vielen Gammaquanten kleiner Energie entspricht, die Nachweiswahrscheinlichkeit für das einzelne Gammaquant klein ist. Durch die große Multiplizität ergibt sich dann aber für das Gesamt ereignis dieselbe Nachweiswahrscheinlichkeit, als wenn ein einziges Gammaquant großer Energie emittiert worden wäre. Quantitativ ergibt sich folgender Zusammenhang: Die Energie der Gammakaskade E_G ist die Summe der Neutronenenergie E_n und der Neutronenbindungsenergie B_N :

$$E_G = E_n + B_N = \sum_{i=1}^m E_{\gamma i} \quad (3)$$

Für die Zählrate bei N Einfängen gilt

$$Z = N \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \sum_{i=1}^m \epsilon(E_{\gamma i}) \quad (4a)$$

und mit $\varepsilon = K E_{\gamma i}$ (4b)
 folgt

$$Z = N \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \sum_{i=1}^m K E_{\gamma i} = n \cdot c E_G \quad (5)$$

mit $c = \frac{K \cdot \Omega}{4\pi}$

Dieses gilt jedoch nur, wenn Ω klein ist gegenüber 4π , so daß praktisch nicht zwei Quanten der Kaskade registriert werden. Hierfür konnte im vorliegenden Fall mit Hilfe der Koinzidenzspektren korrigiert werden (vgl. Kapitel 4.4.3 und 4.4.4). Da die Messungen der Krypton-Querschnitte relativ zum gut bekannten Einfangquerschnitt von Au-197 durchgeführt wurden, brauchte die Konstante c nicht bestimmt zu werden. Um die Bedingung (4b) zu erreichen, müssen die Analogsignale des Detektors so gewichtet werden, daß sich dieser lineare Zusammenhang ergibt.

Bei der Bestimmung der Kryptonquerschnitte ergab sich eine grundsätzliche Schwierigkeit, da hier zum Teil nur Isotopengemische erhältlich waren und die Neutronenbindungsenergie somit nicht eindeutig definiert war. Daher wurde eine effektive Neutronenbindungsenergie E_{eff} berechnet:

$$E_{\text{eff}} = \frac{\sum_{i=1}^m H_i \sigma_i E_{Bi}}{\sum_{i=1}^m H_i \sigma_i} \quad (6)$$

- i: Anzahl der Isotope
- σ : Einfangquerschnitt
- H: Häufigkeit

Es ist noch zu beachten, daß der Einfangquerschnitt σ u.U. stark von der Neutronenenergie abhängen kann, insbesondere bei auftretenden Resonanzen. Zur Vereinfachung wird im folgenden statt mit σ immer mit $\langle \sigma \rangle$ - dem maxwellgemittelten Wirkungsquerschnitt für 30 keV - gerechnet. Das Problem liegt jetzt darin, daß diese Wirkungsquerschnitte erst gemessen werden sollten. Eine erste Näherung für die gemessenen Querschnitte konnte dadurch gewonnen werden, daß diese ohne die Impulshöhenwichtung berechnet wurden.

Über ein Iterationsverfahren ließen sich die effektive Bindungsenergie und die Querschnitte bestimmen.

Bei der Auswahl der optimalen Isotopengemische benötigt man eine gute Kenntnis der Wirkungsquerschnitte. Da bis zum Beginn der Messung keine experimentellen Einfangquerschnitte bekannt waren, wurden dazu theoretisch berechnete Werte benutzt. Abb. 7 zeigt die vorliegenden Ergebnisse verschiedener Rechnungen für alle stabilen Kryptonisotope in der chronologischen Reihenfolge ihrer Publikation. Aus diesen Rechnungen läßt sich entnehmen, daß die Querschnitte für Kr-78, Kr-80 und Kr-82 in der gleichen Größenordnung liegen. Der Wert für Kr-83

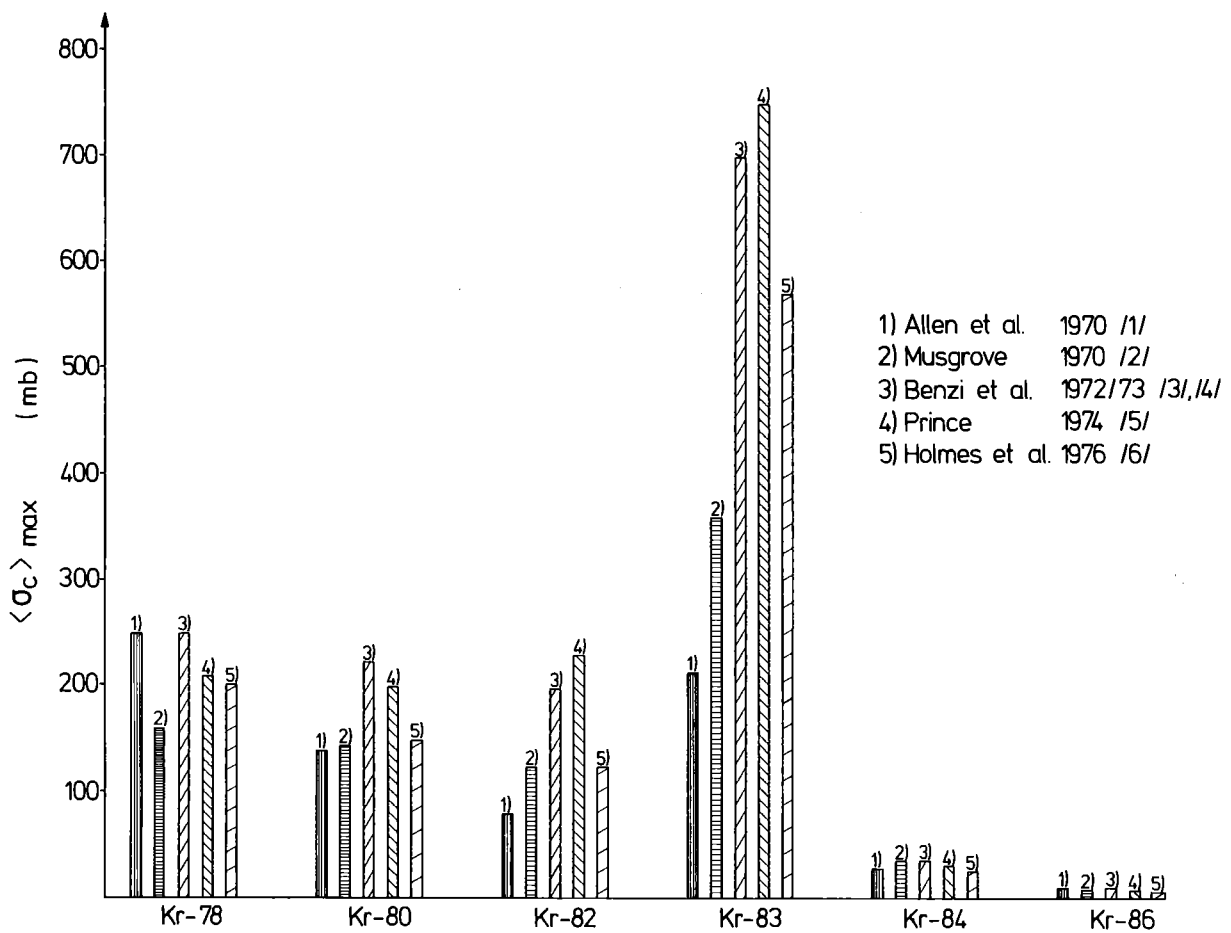


Abb. 7: Maxwell-gemittelte Einfangquerschnitte für 30 MeV der Kryptonisotope aus theoretischen Rechnungen

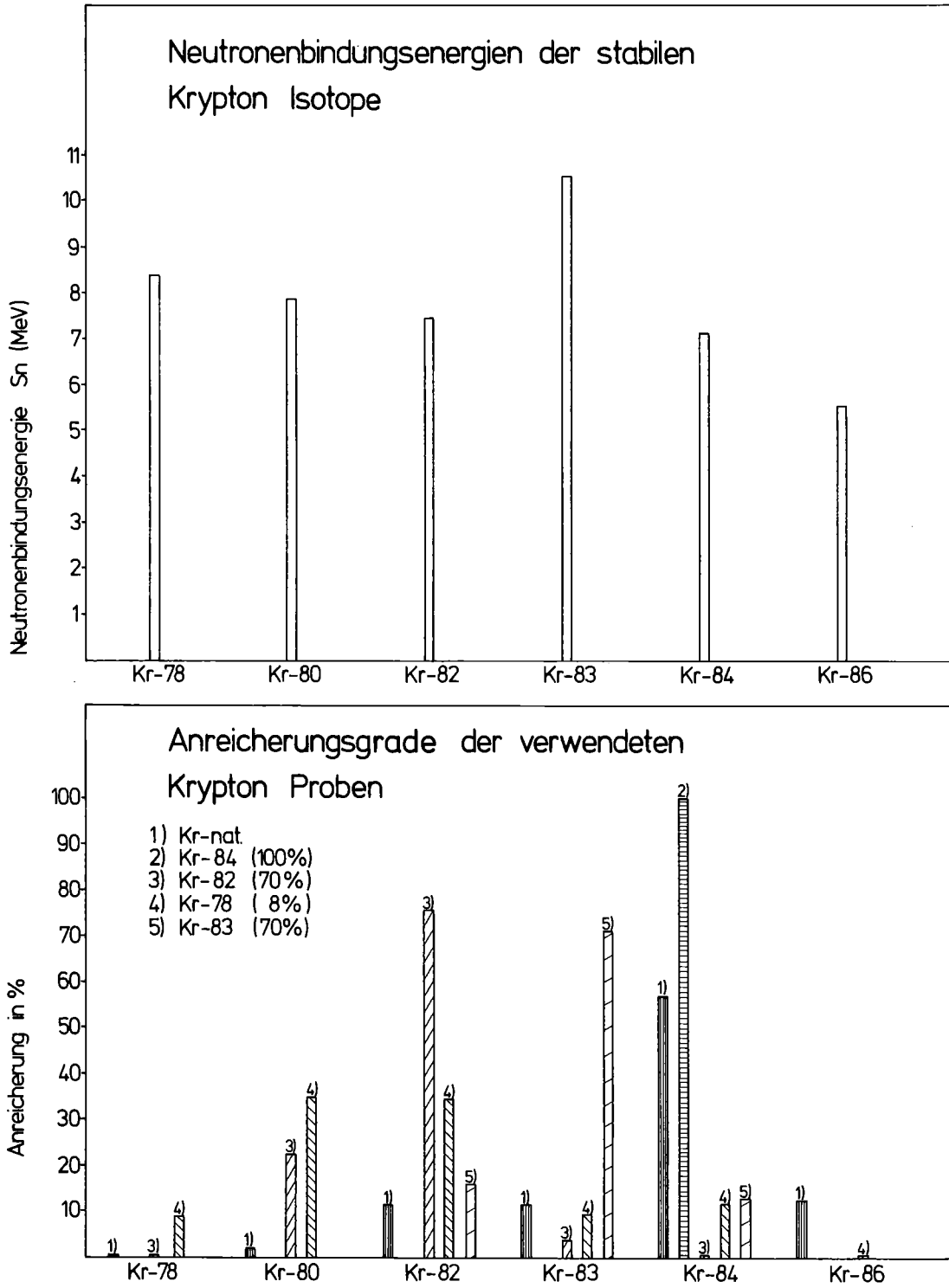


Abb. 8: Neutronenbindungsenergien der stabilen Kryptonisotope und die Anreicherungsgrade der verwendeten Kryptonproben.

sollte erheblich größer sein, während Kr-84 und Kr-86 recht kleine Wirkungsquerschnitte haben sollten.

In Abb. 8 sind die Neutronenbindungsenergien der Kryptonisotope dargestellt. Auffallend ist auch hier der hohe Wert von 10,518 MeV für Kr-83, während die Bindungsenergie zum Kr-86 (magische Neutronenzahl 50) hin deutlich abfällt. Als reine Isotope sind nur Kr-86 und Kr-84 erhältlich. Auf eine Messung des Kr-86 Querschnittes wurde verzichtet, da der Querschnitt sehr klein sein dürfte und für die anderen Mischungen nicht von Bedeutung ist (ausgenommen Kr-nat nach Abb. 8). Das Kr-84 lag zu 100 % angereichert vor. Aufgrund des großen Querschnittes und der großen Bindungsenergie war es nach (6) notwendig, eine in Kr-83 stark angereicherte Probe zu messen. So wurde ein 70 %ig angereichertes Isotopengemisch gekauft. Zum Teil sind noch höhere Anreicherungsgrade erhältlich, aber nur zu sehr hohen Preisen (bis zu 35000 \$ pro 1 Gas). Zwei weitere Mischungen waren durch eine 70 %ige Kr-82 Anreicherung bzw. durch eine 9 %ige Kr-78 Anreicherung gekennzeichnet. Für die Auswertung war zu hoffen, daß der Kr-78 Anteil in allen Mischungen durch Abschätzung nach Abb. 7 eliminiert werden könnte. Da der Kr-78 Querschnitt für die Astrophysik ohne Bedeutung ist, sollte die 9 %ige Kr-78-Mischung nur eine zusätzliche Mischung zur Bestimmung des Kr-80 Querschnitts sein. Zur Vereinfachung wird diese Mischung im folgenden jedoch immer "Kr-78" genannt.

Bei dieser Auswahl der Isotopenmischungen wurde davon ausgegangen, daß die vorhandene Mischung des natürlichen Kryptons für die Bestimmung der Querschnitte von Kr-80 und Kr-82 mitbenutzt werden sollte. Die Auswertung der gemessenen Daten (vgl. Kap. 4.5.2) zeigte jedoch, daß diese Mischung hierfür kaum geeignet war. Bessere zusätzliche Mischungen waren zwar erhältlich, jedoch nur zu beträchtlichen Kosten.

Für die Berechnung der Gewichtsfunktion sind umfangreiche Monte Carlo Rechnungen notwendig, da die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für jede Gammaenergie bestimmt werden muß.

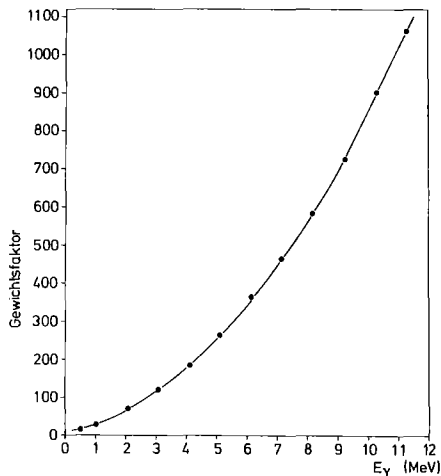


Abb. 9: Gewichtsfunktion nach /16/

Umfangreiche Rechnungen und Vergleiche mit anderen Autoren wurden von F. Hensley /16/ durchgeführt. Hierbei wurden auch verschieden starke Bleiabschirmungen berücksichtigt. Die Gewichtsfunktion für die vorgegebene Geometrie ist in Abb. 9 dargestellt. Es zeigte sich, daß bei einer Relativmessung - wie im vorliegenden Fall - der Einfluß der Gewichtsfunktion auf die Ergebnisse gering ist.

4. MESSUNGEN, AUSWERTUNG UND MESSERGEBNISSE

4.1 Durchführung der Messungen

Insgesamt wurden drei Meßzeiten mit verschiedenen Proben durchgeführt. In der ersten Meßzeit befanden sich insgesamt sechs verschiedene Proben in dem massearm konstruierten Probenwechsler. In der obersten Position befand sich eine Gasprobe aus natürlichem Xenon. Der Einfangquerschnitt des natürlichen Xenons wurde außerhalb des Rahmens dieser Arbeit ausgewertet. An zweiter Position folgte eine Goldprobe, deren gut bekannter Einfangquerschnitt als Referenz für die Relativmessung diente. Hier wurde eine Goldscheibe (1 mm dick, $r = 0,99$ cm) senkrecht zum Neutronenstrahl in einer leeren Hochdruckkugel montiert, um den Untergrund für alle Proben einheitlich subtrahieren zu können. An dritter Stelle folgte eine Gasprobe mit reinem Kr-84. Diese Probe bereitete einige Schwierigkeiten, da nach einem früheren "Kryostatexperiment" nur noch ca. 800 ccm Gas vorhanden waren. Außerdem wurde nach Einfüllen des Gases in die Probe das Ventil undicht. Durch genaues Wiegen des

Systems während jeweils eine Woche vor und nach der Meßzeit war es möglich, die Leckrate zu ermitteln, so daß sich die im Strahl befindliche Masse M_{eff} auf $\pm 2\%$ bestimmen ließ. Bei allen anderen Gasproben gab es praktisch keine Verluste, und die effektive Masse konnte hier auf 1% genau festgelegt werden. An vierter Position befand sich die Leerpobe, eine leere Kugel mit Zuführung, die es ermöglichte, den Untergrund zu subtrahieren.

Ein besonderes Problem bei Messungen des Einfangquerschnittes ist die Empfindlichkeit der Detektoren für gestreute Neutronen. Der Neutronenwirkungsquerschnitt für elastische Streuung ist oft um ein Vielfaches größer als der Einfangquerschnitt. Die dadurch

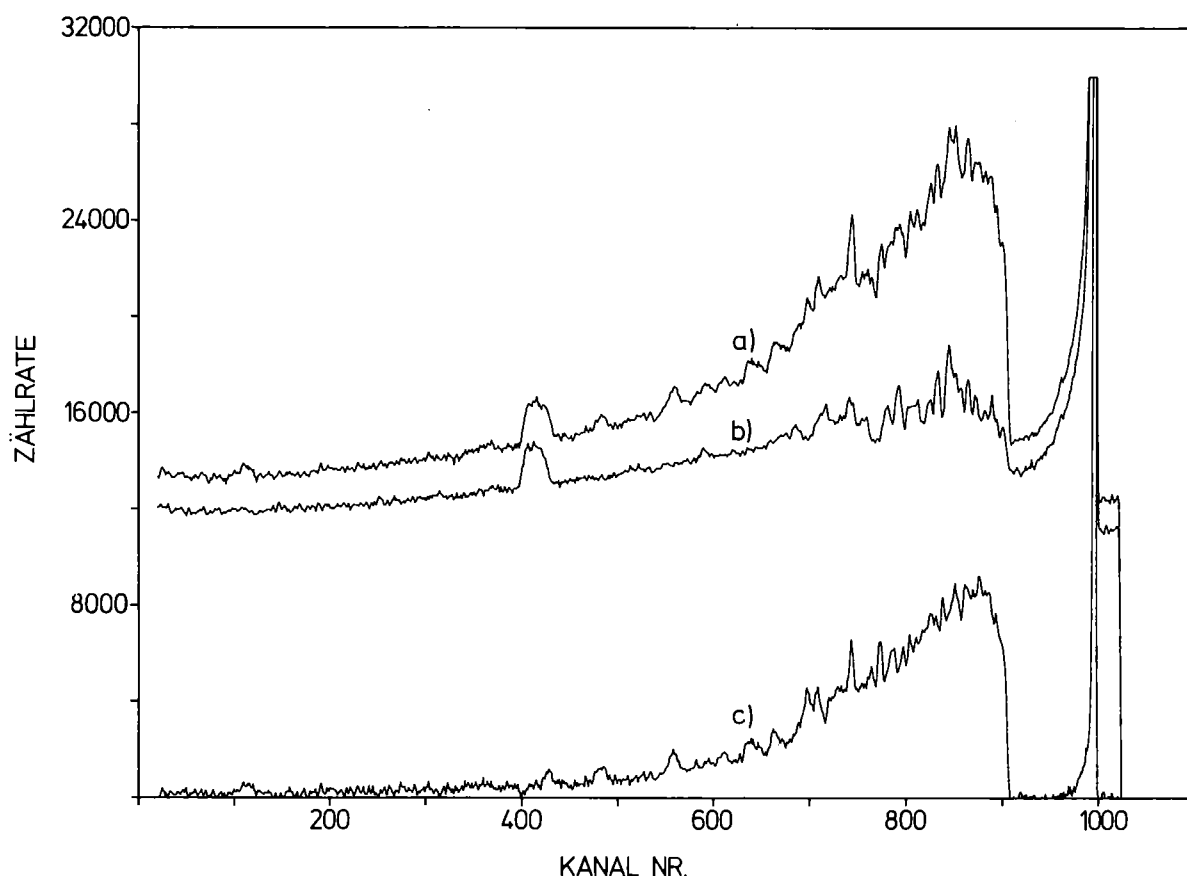


Abb. 10: Typische Flugzeitspektren zur Demonstration der Untergrundverhältnisse:

- a) Kr-nat incl. Hochdruckkugel
- b) Hochdruckkugel alleine
- c) Kr-nat nach Subtraktion des Anteils der Hochdruckkugel sowie eines verbleibenden, zeitunabhängigen Untergrundes.

an der Probe gestreuten Neutronen können in der Umgebung eingefangen und die hierbei entstehenden Gammaquanten dann im Detektor nachgewiesen werden. Obwohl dieser Effekt durch die Auswahl der Materialien klein gehalten werden konnte, war es doch notwendig, diese Empfindlichkeit für Streuneutronen zu messen und die entsprechenden Korrekturen durchzuführen. Aus diesem Grunde wurde im Probenwechsler an fünfter Position eine kugelförmige Graphitprobe montiert, die ebenfalls in eine Hochdruckkugel eingeschlossen war. Graphit wurde als Probe für die Streukorrektur deshalb gewählt, weil C-12 einen sehr kleinen Einfangquerschnitt und einen gut bekannten Streuquerschnitt aufweist. Die letzte Probe in dieser ersten Meßzeit war eine Gasprobe mit natürlichem Krypton. Da das natürliche Krypton in großer Menge vorhanden war, wurden hier über 1,5 Liter eingefüllt, was einem Druck von ca. 300 bar entsprach. Für die zweite Meßzeit standen drei Krypton-Isotopengemische zur Verfügung, jeweils ein l der Kr-82- und Kr-78-Mischung sowie 0,5 l der Kr-83-Mischung, für die ein größerer Einfangquerschnitt erwartet wurde. Außerdem waren die Gold- und die Leerprobe notwendigerweise ebenfalls mitzumessen. Alle wichtigen Angaben dieser beiden Meßzeiten können der Tabelle 3 entnommen werden. Die einzelnen Proben wurden jeweils ca. 10 min im Neutronenstrahl gemessen und anschließend zyklisch durch den Probenwechsler ausgetauscht. Dabei wurden die akkumulierten Spektren sequentiell auf ein Magnetband geschrieben. Gleichzeitig wurden auf der angeschlossenen Platteneinheit die Gesamtsummen für jede Probe aufaddiert. Dadurch war es immer möglich, die Spektren in ihrer Gesamtheit zu sehen und den statistischen Fehler abzuschätzen. Für die Bestimmung der Meßdauer in der jeweiligen Probenstellung wurde - wie bereits beschrieben - durch den Monitordetektor auf gleichen Neutronenfluß normiert. Die beiden Meßzeiten betragen jeweils ca. eine Woche. Ein typisches Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 10 dargestellt. Es zeigt in Kurve a) das aufsummierte eindimensionale Flugzeitspektrum der Kr-nat-Probe, ohne daß die Leerprobe abgezogen wurde. Kurve b) zeigt das Flugzeitspektrum der Leerprobe und in Kurve c) ist die Differenz von a) und b) nach Abzug des zeitunabhängigen Untergrundes dargestellt.

	Menge der Probe (g)	Masse der Hochdruckkugel (g)	Flugweg (cm)	
2. Meßzeit	Xe-nat	5,935 \pm 1 %	5,001	61,10
	Au-197	5,886 \pm 0.01 %	4,385	61,05
	Kr-84	2,633 \pm 2 %	5,036	61,35
	Leerprobe	-	5,009	61,15
	Graphit	7,289 \pm 0.01 %	4,379	61,25
	Kr-nat	5,606 \pm 1 %	5,060	61,25
1. Meßzeit	Kr-82	2,913 \pm 1 %	5,024	61,15
	Au-197	5,886 \pm 0.01 %	4,385	61,10
	Kr-83	1,635 \pm 1 %	5,006	61,05
	Leerprobe	-	5,009	61,10
	Kr-78	3,257 \pm 1 %	5,017	61,15

Tabelle 3: Aufstellung des Gewichts von Probe und jeweilig zugehöriger Hochdruckkugel für die in den beiden Meßzeiten untersuchten Proben.

Der zeitunabhängige Untergrund läßt sich in dem Bereich rechts vom prompten Gammapeak (oberhalb von Kanal 1000) bestimmen. Im Maximum des Neutronenspektrums (Kanal 800 bis 900) ergibt sich ein gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis. Bezüglich der Signal-zu-Untergrundverhältnisse wurden Testmessungen durchgeführt, um eine geeignete elektronische Schwelle wählen zu können. Da das Analogspektrum des Untergrundes zu niedrigen Gammaenergien hin stark ansteigt (Abb. 16 b), war es notwendig, die Analogschwelle auf 300 keV einzustellen (dies gilt sowohl für die Schwelle des Constant-Fraction-Diskriminators als auch für die Schwelle des ADC's im Analogzweig). Wegen der maximalen Neutronenenergie von 250 keV wurden dadurch auch die elastisch gestreuten Neutronen sowie inelastische $(n, n'\gamma)$ -Ereignisse unterdrückt. Der breite Peak in Spektrum a) und b) bei Kanal 400 wird durch den Van de Graaff-Beschleuniger hervorgerufen. Er entsteht durch Gammastrahlung, die mit der Beschleunigerphase korreliert ist. Durch die Subtraktion der Leerprobe ist dieser Peak in Kurve c) verschwunden. Im folgenden Kapitel wird gezeigt, daß dieser Anteil auch zu Schwierigkeiten führen kann.

Die dritte durchgeführte Meßzeit diente der Bestimmung des Untergrundes. Wie schon erwähnt, ist die Empfindlichkeit für Streuneutronen ein besonderes Problem. Da die Ventile der Hochdruckproben eine relativ große Masse darstellten, die mit einem nicht vernachlässigbaren Neutroneneinfangquerschnitt verbunden war, mußte der Einfluß dieser Ventile bezüglich der gestreuten Neutronen gemessen werden. Hierzu wurden zwei Graphitkugeln in die Hochdruckkugeln eingeschweißt, wobei die eine Probe mit einer kurzen Zuführung ohne Ventil versehen war, während an der zweiten Kugel ein Ventil an einer sehr kurzen Zuführung montiert wurde. Auf diese Weise wurde das Problem gegenüber den Verhältnissen bei den echten Messungen, bei denen die Zuführung in jedem Fall ca. zweimal länger war, deutlich verschärft. In den weiteren Probenstellungen befanden sich eine leere Hochdruckkugel und die vierte Position wurde völlig freigelassen. So konnte die Transmission der Leerprobe bestimmt werden. Es zeigte sich, daß im Flugzeitspektrum der Position ohne Probe überhaupt kein zeitabhängiger Untergrund beobachtet wurde.

Das wichtigste Ergebnis dieser Meßzeit ist in Abb. 11 dargestellt. Kurve a) zeigt das Flugzeitspektrum der Graphitprobe mit montiertem Ventil. In Kurve b) wurde hiervon das Spektrum der Leerprobe abgezogen und in Kurve c) noch das der Graphitprobe ohne Ventil, nachdem hier ebenfalls das Leerprobenspektrum subtrahiert worden war. Dieses Verfahren war wegen unterschiedlicher Massen der Leerproben notwendig. In Kurve c) ist also praktisch der Einfluß der Ventile dargestellt. Dieser äußert sich lediglich in einer leichten Erhöhung des zeitunabhängigen Untergrundes,

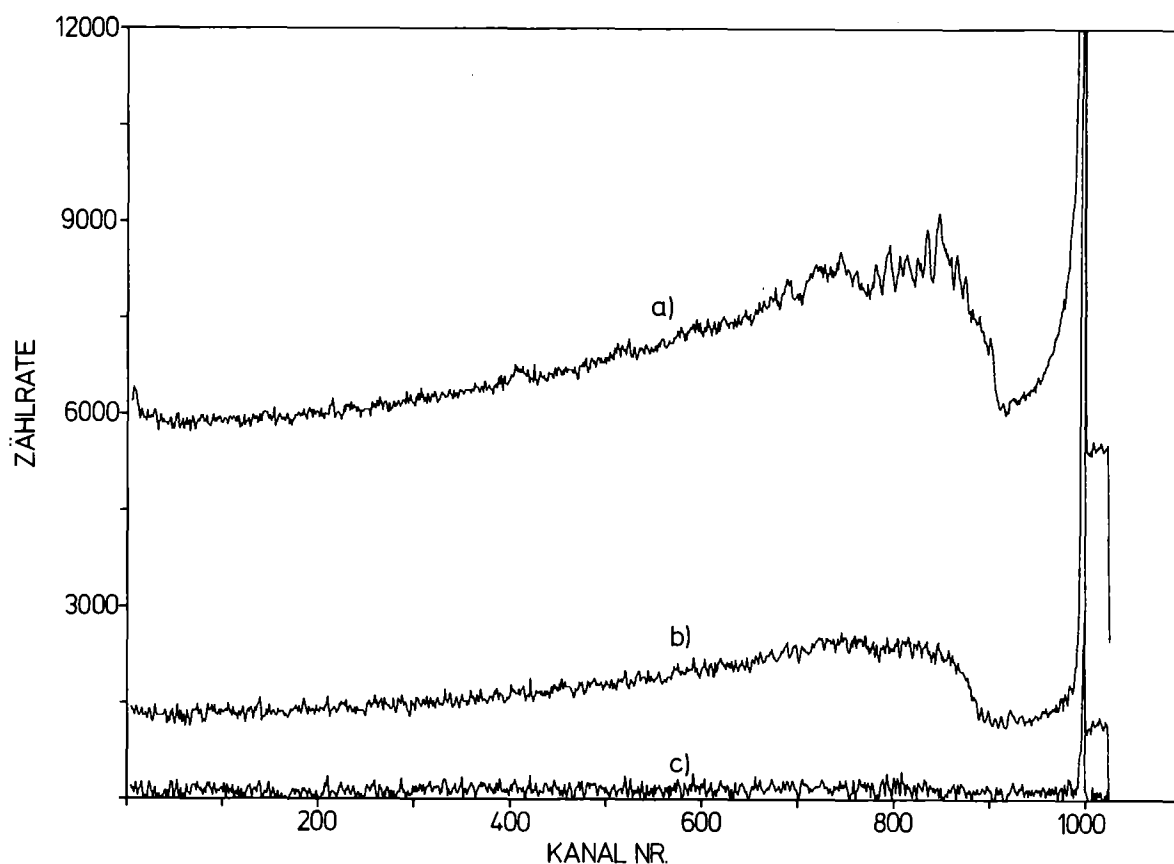


Abb. 11: Der Einfluß der Hochdruckventile auf die gemessenen Spektren

- a) C-12-Probe mit Hochdruckkugel und Ventil
- b) C-12-Probe nach Subtraktion der leeren Hochdruckkugel
- c) Die Differenz zwischen der C-12-Probe mit Ventil und der C-12-Probe ohne Ventil.

Man findet keinen zeitabhängigen Untergrund.

kann also leicht eliminiert werden. Zeitabhängige Effekte für die Kryptonisotope treten somit nicht auf.

Während der gesamten Dauer der Meßzeiten wurden in regelmäßigen Zeitabständen Eichungen der Elektronik durchgeführt. Durch die Aufnahme der Spektren geeigneter Gammastrahlungsquellen konnte die Eichung der Analogkanäle durchgeführt und überwacht werden. Die Flugzeitspektren der Detektoren konnten dadurch geeicht werden, daß die Start- und Stopeingänge der TAC's über einen Präzisionsimpuls-generator Signale mit konstanten Zeitbeziehungen erhielten. Im Flugzeitspektrum ergaben sich hierdurch Linien mit definiertem Zeitabstand, so daß sich die Energieeichung der Kanäle leicht berechnen ließ.

4.2 Auswertung der Rohdaten

Aus dem Meßprotokoll des Nova-Computers lassen sich die Zählraten der einzelnen Detektoren ermitteln. Durch die graphische Darstellung dieser Zählraten für die einzelnen Meßpositionen konnten jetzt diejenigen Meßzyklen ausgewählt werden, in denen die Messung ohne erkennbare Fehler durchgeführt wurde. Die auf Magnetband gespeicherten Daten dieser Meßzyklen wurden durch ein Summationsprogramm zu mehreren sogenannten "Runs" aufsummiert. Bei dieser Summation wurden die einzelnen Spektren gleichzeitig so verschoben, daß das Maximum des prompten Gammapeaks in einen vorgegebenen Kanal gelegt wurde. Zur Bestimmung der Lage der Gammapeaks waren zwei verschiedene Programme notwendig. Während die Gammapeaks in den Spektren der C_6D_6 -Detektoren und im Koinzidenzspektrum symmetrisch waren, so daß eine einfache Schwerpunktbildung genügte, zeigte der Gammapeak im Transmissionsspektrum eine starke Asymmetrie. Deshalb mußte in diesem Fall das Maximum aus dem Schnittpunkt der Anstiegsflanken bestimmt werden. Die Summen dieser einzelnen "Runs" wurden geplottet und verglichen. Um die Funktion des Neutronenmonitors zu überprüfen, wurden für jeden "Run" die einzelnen Transmissionsspektren gebildet. Wegen der hohen Transmission der Proben (typisch 95 %) wäre eine Störung am Monitordetektor sofort deutlich geworden. Die Transmissionsdaten der verschiedenen "Runs" stimmten jedoch besser als 0,2 %

überein. Daraus läßt sich schließen, daß der systematische Fehler für verschieden starken Neutronenfluß nach Summation über alle "Runs" sehr klein sein muß (maximal 0.5 %). Nachdem die Gesamtsumme aus den "Runs" gebildet war, wurden die Flugzeitspektren für die beiden C_6D_6 -Detektoren verglichen und anschließend zu einem einzigen zweidimensionalen Spektrum zusammengefaßt. In Tabelle 3 kann man erkennen, daß nicht alle Proben mit jeweils genau gleichen Flugwegen gemessen wurden. Deshalb wurde noch eine zusätzliche Transformation der Flugzeitspektren auf einen gemeinsamen (den kürzesten) Flugweg durchgeführt, um mit einer festen Energieskala rechnen zu können. Hierbei ergab sich das folgende Problem: Da der Störpeak bei Kanal 400 in Abb. 10 in starrer Zeitbeziehung zum prompten Gammapeak steht, müßte er anders transformiert werden als das Neutronenflugzeitspektrum. Dieses ist jedoch kaum durchführbar. Nach Subtraktion des Untergrundes und der Leerprobe ergibt sich so ein Fehler in dem Flugzeitspektrum, der allerdings nur in der ersten Meßzeit spürbar war, da die Strahlqualität des Van de Graaff-Beschleunigers in den folgenden Meßzeiten deutlich besser war. Abb. 12a zeigt die eindimensionalen ungewichteten Flugzeitspektren der beiden Kryptonproben der ersten Meßzeit und die Flugzeitspektren der Goldprobe beider Meßzeiten. Der resultierenden Fehler durch den Störpeak ist durch einen Pfeil gekennzeichnet. Die Korrektur hierfür mußte bei der nachfolgenden Auswertung kanalweise durchgeführt werden, da direkt daneben, bei ca. 7 keV, eine Resonanz deutlich zu erkennen ist. Die Größe und Lage dieser Resonanz konnte aus den untransformierten Spektren bestimmt werden.

Ein Vergleich aller Flugzeitspektren der Kryptonproben in Abb. 12a und 12b zeigt, daß fast alle erkennbaren Resonanzen des natürlichen Krypton auf das Krypton 84 zurückzuführen sind. Der Vergleich der Flugzeitspektren der Goldprobe aus beiden Meßzeiten zeigt eine deutliche Überhöhung der hohen Neutronenenergien in der zweiten Meßzeit. Dieses kam dadurch zustande, daß hier zum Teil recht dünne Lithiumtargets für die Neutronenproduktion verwendet wurden.

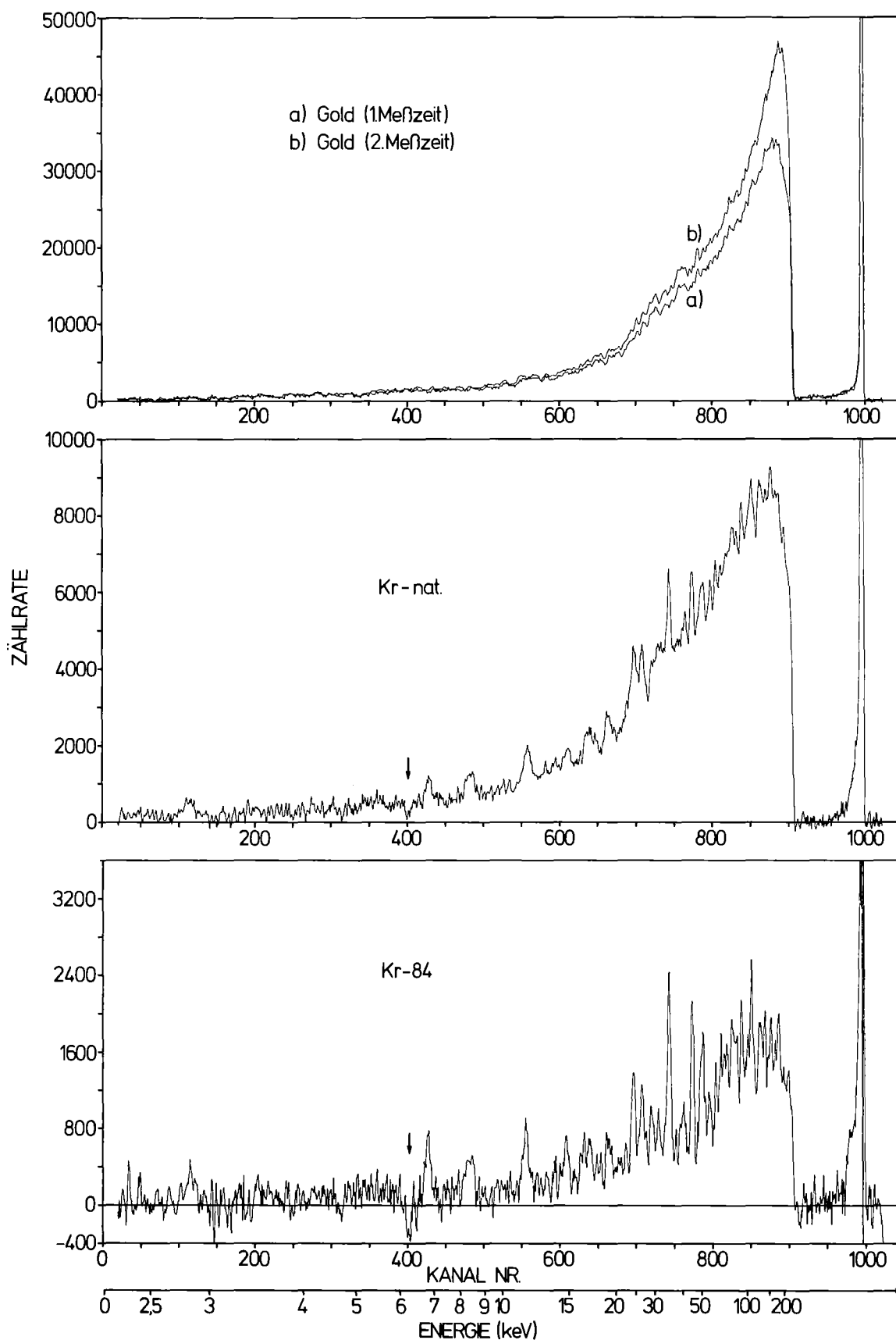


Abb. 12a Eindimensionale ungewichtete Flugzeitspektren (Untergrund und Leerprobenspektrum subtrahiert).

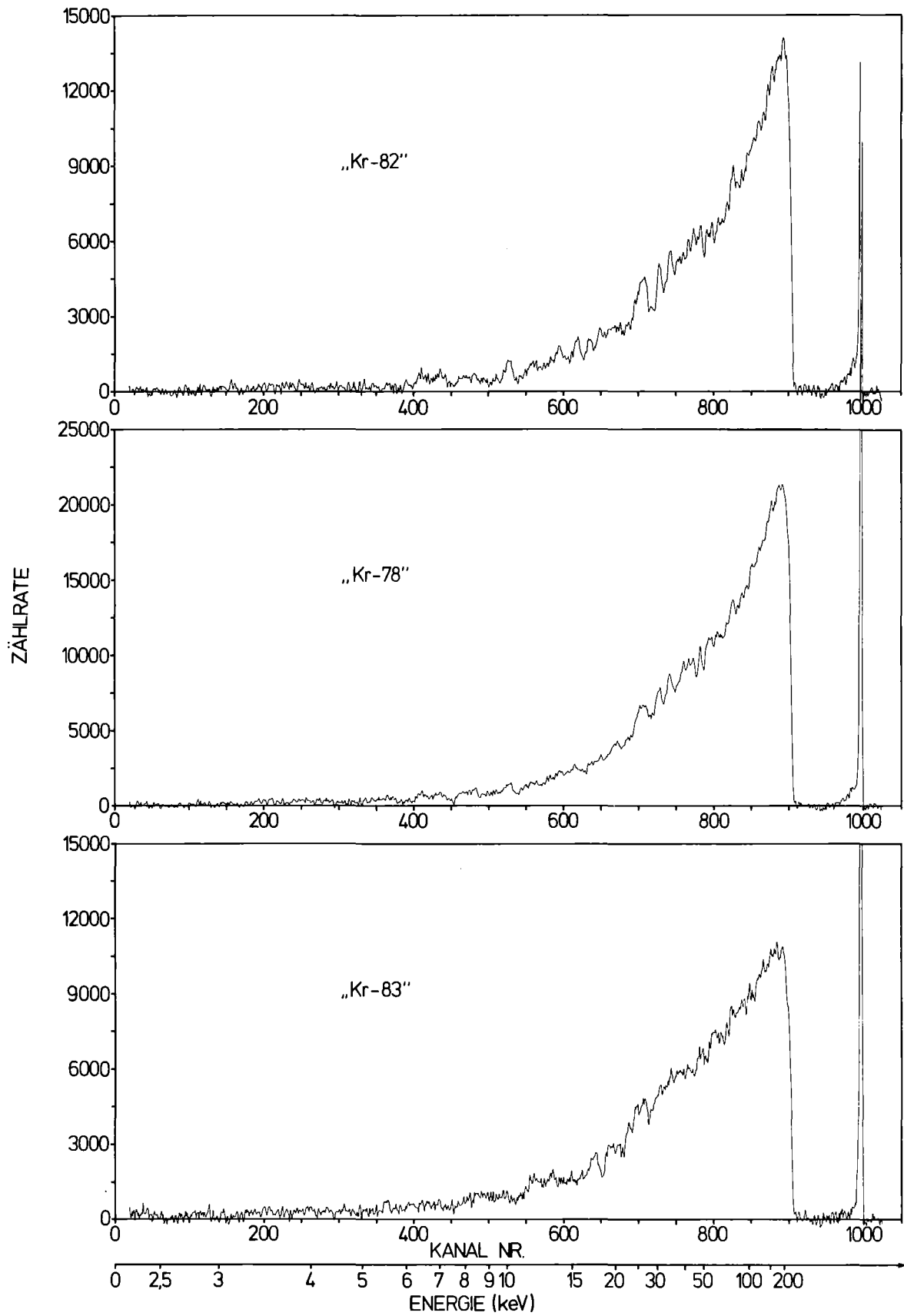


Abb. 12b Eindimensionale ungewichtete Flugzeitspektren
(Untergrund und Leerprobenspektrum subtrahiert) Fortsetzung

4.3 Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte

Wie bereits erwähnt, war der experimentelle Aufbau nicht für die Messung der totalen Wirkungsquerschnitte ausgelegt, so daß hier relativ große systematische Fehler hingenommen werden mußten. Durch den geringen Abstand der Probe vom Detektor konnten u.a. in der Probe gestreute Neutronen das Flugzeit-spektrum verfälschen. Für natürliches Krypton ist das Flugzeit-spektrum des Transmissionsdetektors in Abb. 13 wiedergegeben. Im Maximum des Neutronenflusses (Kanal 800) sind die Zählraten so groß, daß hier wegen der vergleichsweise geringen Korrektur für Streuneutronen der totale Querschnitt trotz der geringen Probendicke mit guter Genauigkeit bestimmt werden kann. Bei

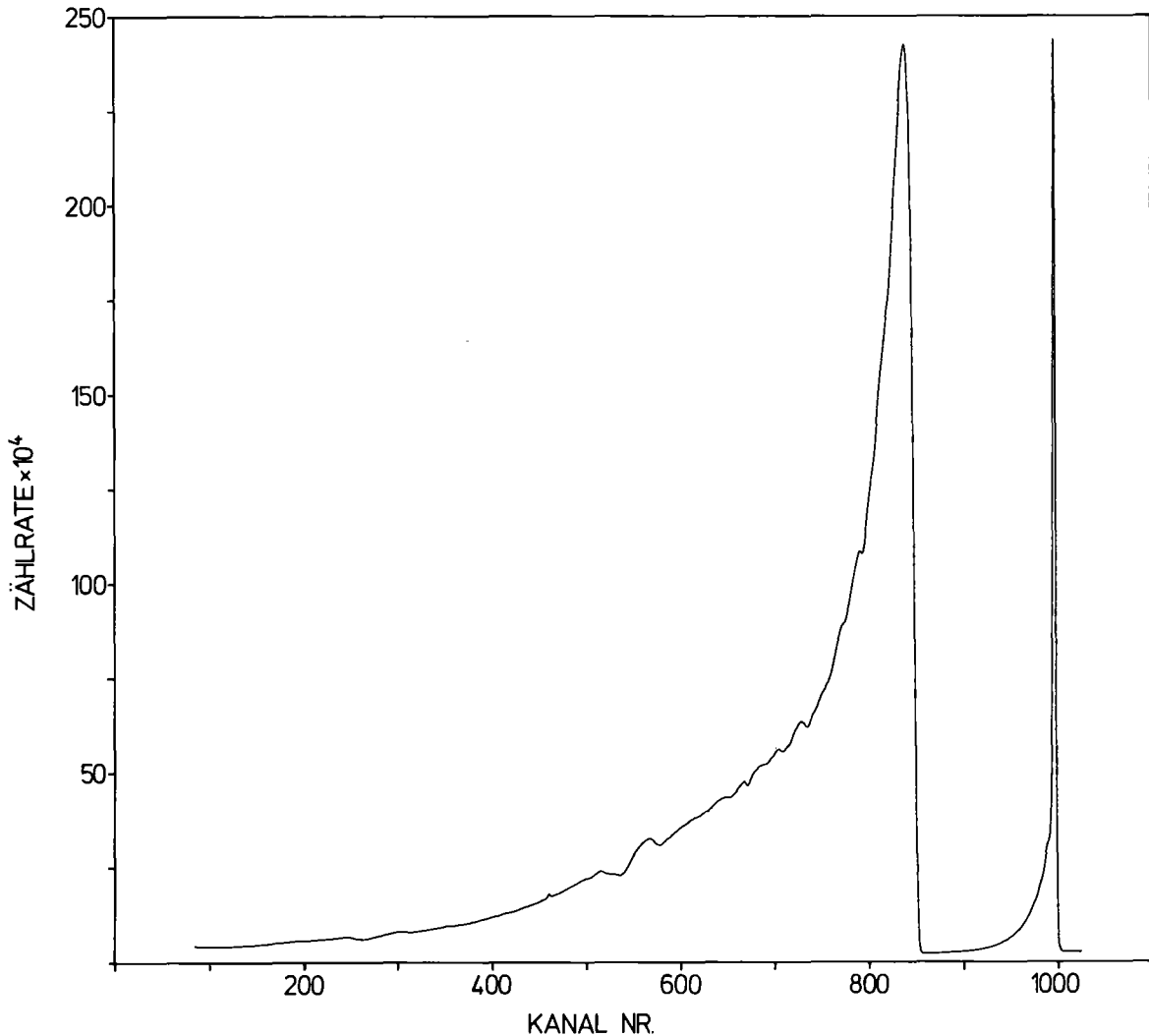


Abb. 13 Flugzeitspektrum des Transmissionsdetektors für natürliches Krypton (0.92 ns/Kanal)

niedrigeren Energien beeinträchtigen Streuneutronen sowie der Fehler im zeitunabhängigen Untergrund die Genauigkeit. Der zeitunabhängige Untergrund konnte rechts und links vom prompten Gammapeak (Kanal 995) bestimmt werden. Zusätzlich war noch ein zeitabhängiger Anteil zu beobachten, der jedoch nicht sehr stark ins Gewicht fällt. Der resultierende systematische Fehler für den totalen Wirkungsquerschnitt läßt sich zu 20 % bei 7 keV und zu 7 % bei 200 keV Neutronenenergie abschätzen. Abb. 14 zeigt die gemessenen Transmissionskurven der Kryptonproben und der Leerprobe. Die Transmission der Leerprobe wurde in der dritten Meßzeit bestimmt. Damit konnten die Korrekturen für die verschiedenen Massen der Hochdruckkugeln (vgl. Tab. 3) durchgeführt werden.

Als hilfreich erwies sich hierbei die ausgeprägte Resonanz bei 27,7 keV im ^{56}Fe . In Abb. 14 ist zu erkennen, daß diese Resonanz nur in der Leerprobe auftritt und - durch die richtige Korrektur - in den anderen Transmissionssepkren nicht hervortritt.

Die Korrekturen für Streuneutronen waren jeweils mit Hilfe der Transmissionsmessungen der Graphitproben möglich. Die drei Transmissionsmessungen dieser Probe (einmal erste Meßzeit, zweimal dritte Meßzeit) stimmten jeweils besser als 0.2 % überein.

Da der totale Wirkungsquerschnitt des C-12 gut bekannt ist, ließen sich aus den Transmissionsdaten die erforderlichen Korrekturen berechnen. Der Zusammenhang zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und der Transmission T ergibt sich zu:

$$\sigma = - \frac{1}{N} \cdot \ln T \quad (7)$$

Obwohl wegen der kugelförmigen Proben die effektive Probendicke N (Atome/barn) nicht genau festgelegt werden konnte, war es mit Hilfe der ebenfalls kugelförmigen Graphitproben möglich, den totalen Wirkungsquerschnitt zu normieren. Den zugehörigen relativen statistischen Fehler in % errechnet man über:

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{\frac{Z_m}{(Z_m - U_m)^2} + \frac{Z_o}{(Z_o - U_o)^2}} \cdot 100 \quad (8)$$

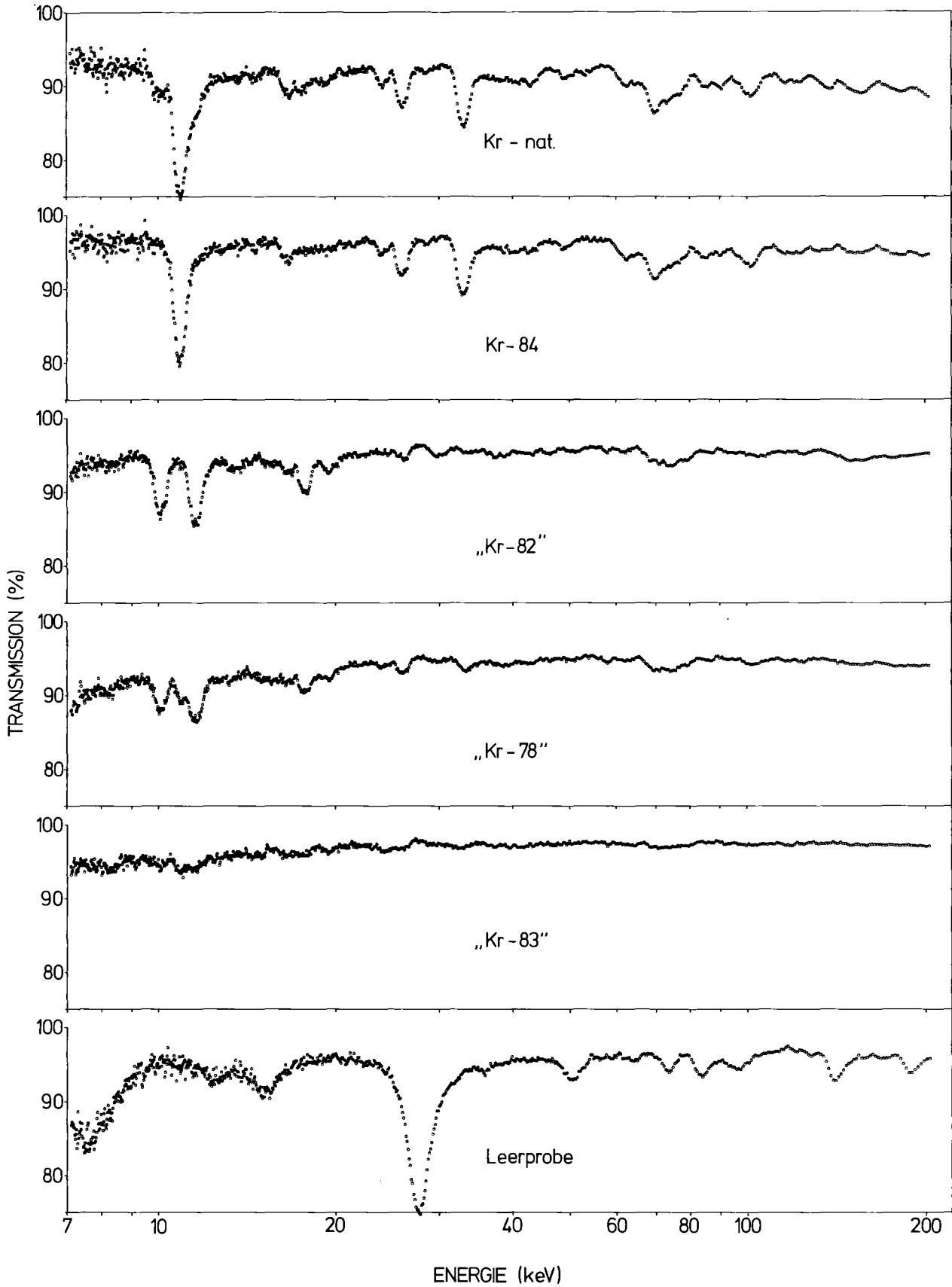


Abb. 14 Die Transmissionskurven der Kryptonproben und der leeren Hochdruckkugel

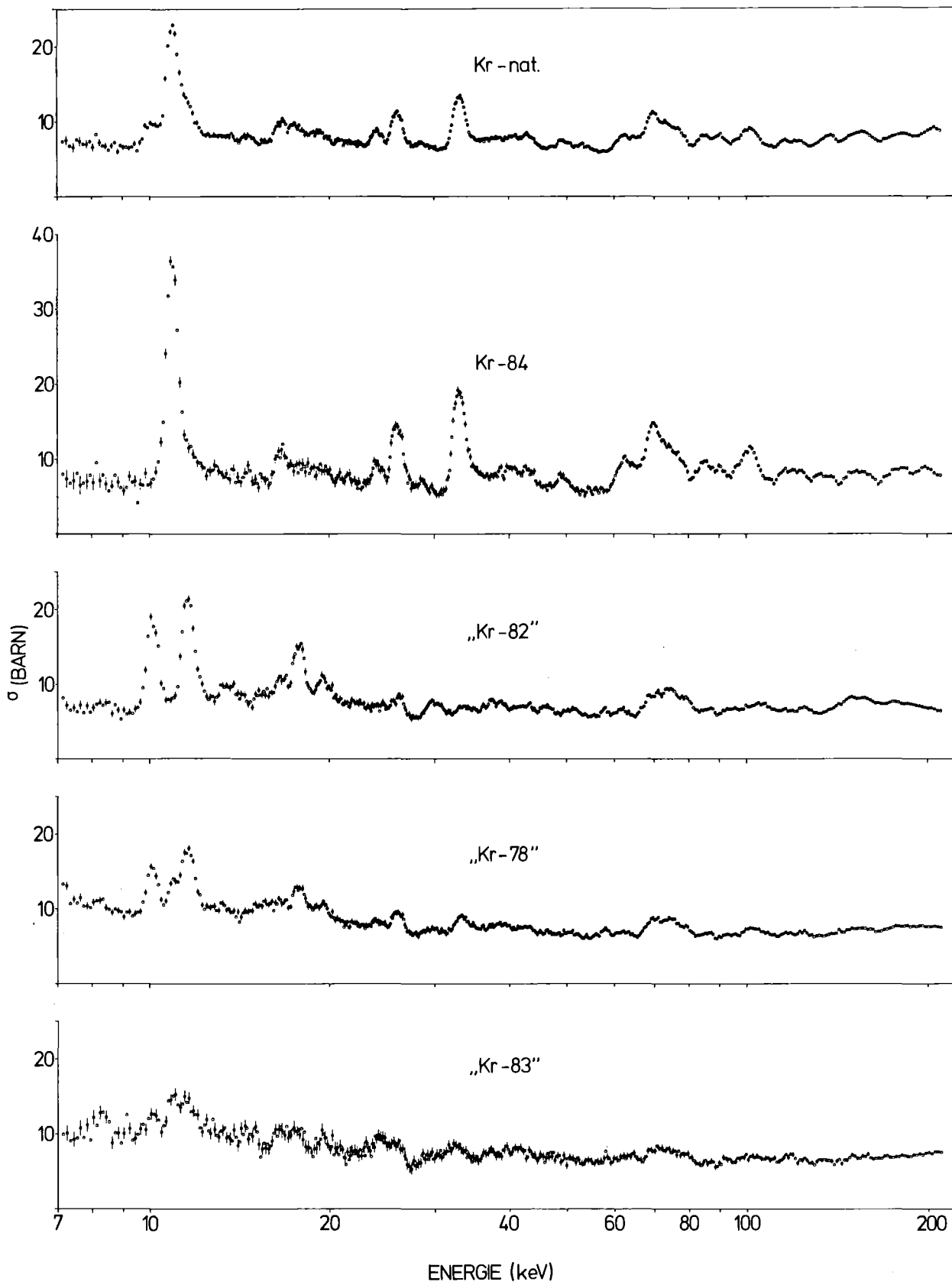


Abb. 15 Totale Wirkungsquerschnitte der Kryptonproben

Z_m, Z_o : Zählraten mit und ohne Probe
 U_m, U_o : Untergrund mit und ohne Probe

Für den relativen prozentualen Fehler des Wirkungsquerschnitts ergibt sich:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{N \cdot \sigma} \cdot \frac{\Delta T}{T} \quad (9)$$

In Abb. 15 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der Kryptonproben dargestellt. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen nur dem statistischen Fehler nach Gl. (9). Um den statistischen Fehler zu reduzieren, wurden die Transmissionsdaten bei niedrigen Energien in Intervallen von jeweils 0,1 keV zusammengefaßt. Der Vergleich der Querschnitte in Abb. 15 macht deutlich, daß fast alle erkennbaren Resonanzen im natürlichen Krypton auf Resonanzen im Kr-84 zurückzuführen sind. Die große Resonanz bei 10,9 keV im Kr-84 wird beim natürlichen Krypton an den Flanken von den beiden Resonanzen des Kr-82 (10,05 keV und 11,6 keV) überlagert. Im Kr-83 konnten keine Resonanzen mehr aufgelöst werden. Trotz des relativ hohen Anteils von Kr-86 in der natürlichen Mischung (17,3 %) wurde keine Resonanz gefunden, die diesem Isotop zugeordnet werden kann. Wegen der magischen Neutronenzahl 50 wären für dieses Isotop lediglich isolierte Resonanzen zu erwarten. Der experimentelle Befund deutet auf eine sehr geringe Niveaudichte der s-Wellen-Resonanzen im Kr-86 hin. Ein Vergleich mit anderen Messungen erübrigt sich, da nur wenige Meßpunkte mit schlechter Energieauflösung für natürliches Krypton in diesem Energiebereich vorliegen /17/.

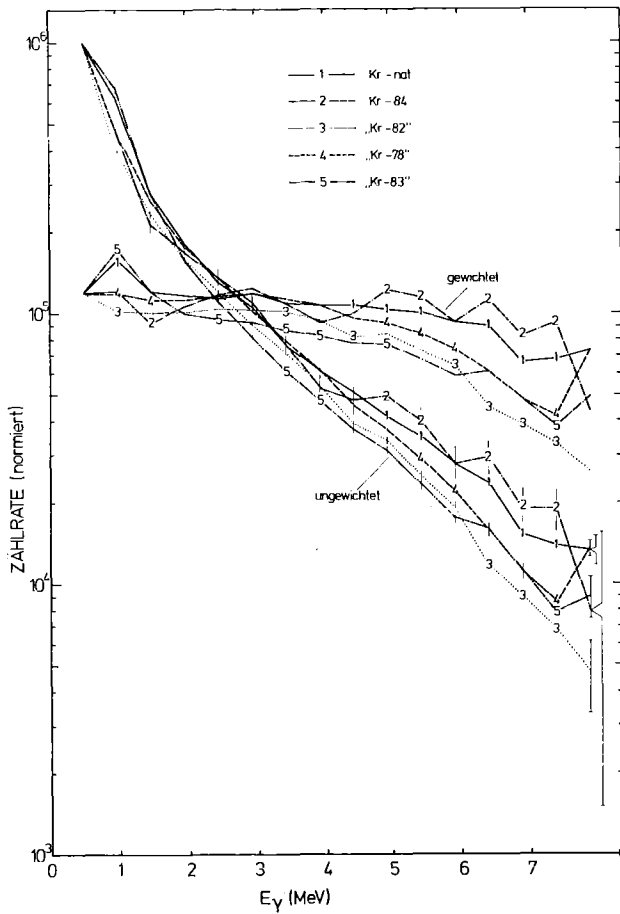
4.4 Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte

4.4.1 Energieabhängigkeit der Analogspektren und Gewichtung

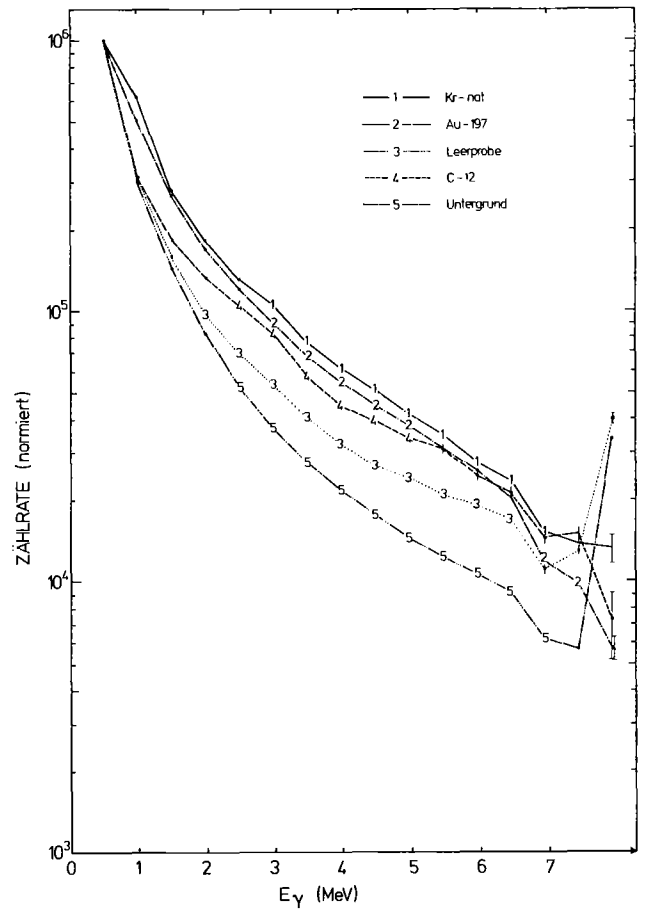
Die Flugzeitspektren in Abb. 12 zeigen die gemessenen Daten mit dem kleinsten statistischen Fehler, da hier die 16 Analogkanäle ungewichtet zu einem Flugzeitspektrum aufaddiert wurden. Wie noch gezeigt wird, nimmt die Zählrate für größere Analogsignale stark ab. Da die höheren Analogkanäle jedoch

durch die Gewichtsfunktion (Abb. 9) stärker bewertet werden, wird durch das Gewichten der statistische Fehler vergrößert. Wenn sich das Analogspektrum nur geringfügig mit der Neutronenenergie ändern würde, müßte diese Gewichtung nicht für jeden Flugzeitkanal einzeln durchgeführt werden, und der statistische Fehler würde sich nicht wesentlich vergrößern. Daher erschien es notwendig, die Abhängigkeit der Analogspektren von der Neutronenenergie zu untersuchen, d.h. zu untersuchen, ob sich die mittlere Energie der Gammakaskade nach Neutroneneinfang in Abhängigkeit von der Neutronenenergie ändert. Hierfür wurden von den zweidimensionalen Spektren jeweils das Spektrum der Leerprobe und der Untergrund zweidimensional abgezogen. Der Untergrund wurde wiederum rechts vom Gammapeak bestimmt. Es zeigte sich, daß das Analogspektrum des Untergrundes bei allen Proben praktisch gleich war, so daß der Untergrund nach Summation und entsprechender Normierung mit guter statistischer Genauigkeit subtrahiert werden konnte. Eine Projektion des so gewonnenen zweidimensionalen Spektrums auf die Analogkanäle ergibt das über alle Neutronenenergien gemittelte Analogspektrum. Diese Analogspektren sind in Abb. 16 dargestellt. Zum besseren Vergleich wurden alle Spektren auf die gleiche Zählrate im ersten Kanal normiert. Soweit möglich wurde der statistische Fehler durch Fehlerbalken eingezeichnet. Abb. 16a) zeigt die Analogspektren der Kryptonproben sowohl ungewichtet als auch nach Multiplikation mit der Gewichtsfunktion. Alle Spektren zeigen ungefähr den gleichen Verlauf. Allerdings treten beim natürlichen Krypton und beim Krypton 84 geringfügig höhere Gammaenergien auf.

Durch die Begrenzung des Verstärkers fielen alle diejenigen Ereignisse in den 16. Kanal, deren Gammaenergie größer als 7,6 MeV war oder die auf Pile-up-Effekte zurückzuführen sind. Diese Ereignisse häufen sich besonders im Untergrundspektrum und in der Leerprobe, wie in Abb. 16b) zu erkennen ist. Hier sieht man ferner, daß auch das Analogspektrum der Goldprobe ähnlich wie bei den Kryptonproben verläuft. Dieser Umstand ist insofern besonders günstig, als dadurch eventuelle Fehler bei der Berechnung der Gewichtsfunktion sich nur zu einem geringen Teil als systematische Fehler im Wirkungsquerschnitt bemerkbar machen können.



16 a)



16 b)

Abb. 16: Abb. 16a) zeigt die gewichteten und ungewichteten Analogspektren aller Kryptonproben. In Abb. 16 b) sind die Analogspektren vom natürlichen Krypton, Gold, Leerprobe, Graphitprobe und vom Untergrund dargestellt.

Für die Darstellung der Energieabhängigkeit der Analogspektren wurden jeweils die gemittelten Analogspektren als Bezugsgröße gewählt. Sodann wurden die Analogspektren als Funktion der Neutronenenergien in keV-Schritten berechnet und mit dem über alle Energien gemittelten Bezugspektrum verglichen. Abb. 17 zeigt

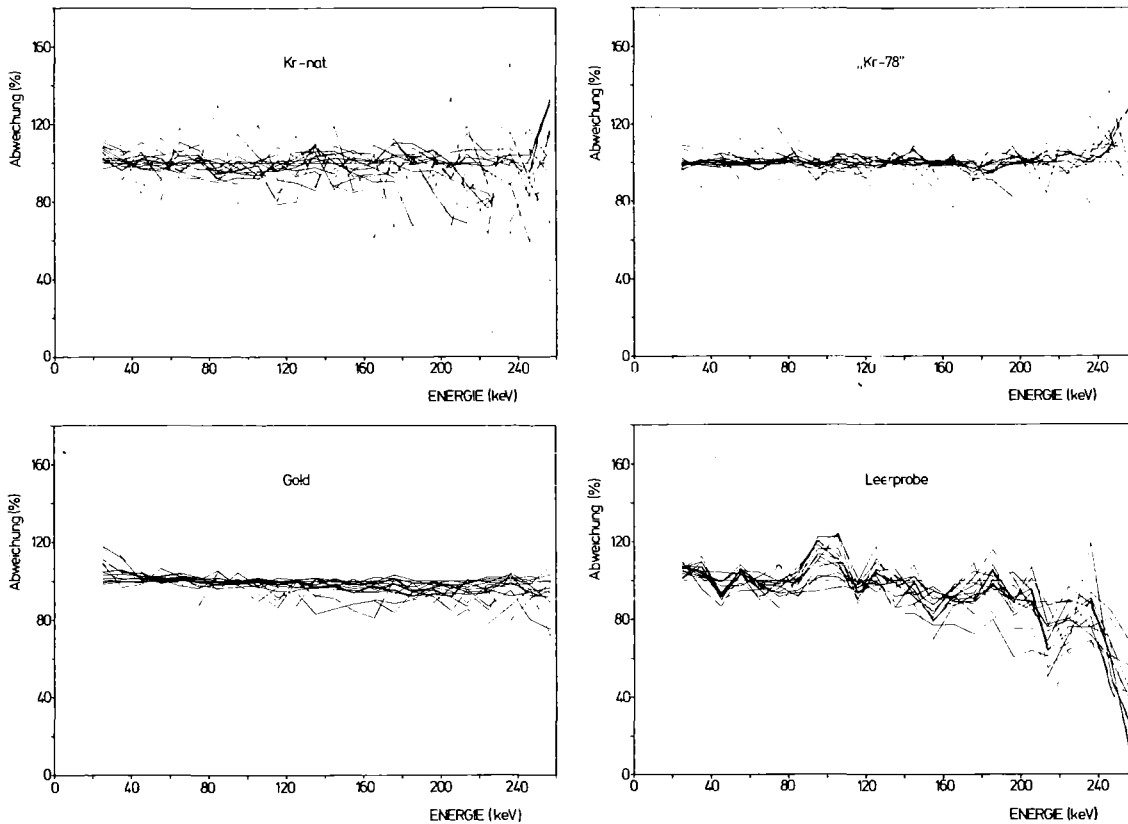


Abb. 17: Die Abhängigkeit einiger Analogspektren von der Neutronenenergie.

für einige Beispiele jeweils die Abweichung der Analogkanäle vom Bezugsspektrum in Prozent. Für die Goldprobe sind die Abweichungen gering. Alle anderen Spektren jedoch - insbesondere das der Leerprobe - zeigen eine stärkere Energieabhängigkeit, die auf Resonanzen im Wirkungsquerschnitt zurückzuführen sind. Andererseits läßt ein glatter Verlauf des Wirkungsquerschnitts eine langsame Änderung des Analogspektrums erwarten.

Für die Auswertung der Kryptonmessungen ist es somit notwendig, die Gewichtung kanalweise durchzuführen, da zumindest das Spektrum der Leerprobe stark energieabhängig ist. Deshalb wurden alle zweidimensionalen Flugzeitspektren gewichtet und dann zu einem eindimensionalen Spektrum aufaddiert.

4.4.2 Subtraktion des Untergrundes und die Berechnung der (n, γ) -Wirkungsquerschnitte

Von den nach der Gewichtung gebildeten eindimensionalen Flugzeitspektren wurde zunächst der zeitunabhängige Untergrund subtrahiert und anschließend konnte der Anteil der jeweiligen Hochdruckkugel - auf deren Masse normiert - abgezogen werden. Um den statistischen Fehler bei kleinen Neutronenenergien zu reduzieren, wurden die Flugzeitspektren in Schritten von 0.1 keV gemittelt. Bei höheren Neutronenenergien ergab sich dadurch keine Änderung, da hier die Energiedifferenz zwischen benachbarten Kanälen größer als diese Schrittweite wurde.

Wie schon erwähnt, trat noch ein weiterer zeitabhängiger Untergrund auf, der durch solche Neutronen verursacht wurde, die in der Probe gestreut und anschließend in der Umgebung des Detektors eingefangen wurden. Um hierfür korrigieren zu können, war es notwendig, die Empfindlichkeit des Detektors für diese Streuneutronen zu bestimmen. Mit Hilfe der Abb. 18 läßt sich diese Problematik erläutern: Das Maximum und der Anstieg im Graphitspektrum (hier 10 fach überhöht) kommen deutlich später als im vergleichbaren Flugzeitspektrum der Goldprobe. Da diese Neutronen einen entsprechend längeren Flugweg zurücklegen, erscheinen die Einfangereignisse im Flugzeitspektrum bei wesentlich niedrigeren Energien. Darüber hinaus ist dieser Flugweg nicht genau definiert, so daß sich eine breite Verteilung ergibt. Aus dem Vergleich der Zählraten der Maxima ergibt sich die Neutronenempfindlichkeit von maximal 4×10^{-4} pro Kern und barn, d.h., bei einem Verhältnis von Streuquerschnitt zu Einfangquerschnitt von 2500 wurden im Flugzeitspektrum genauso viele Einfangereignisse von gestreuten Neutronen registriert wie direkte Einfänge in der Probe. Bei den vorliegenden Messungen lag dieses Verhältnis jedoch bei 100, so daß sich nur kleine Korrekturen ergaben. Für diese Korrekturen konnte das Flugzeitspektrum der Graphitprobe benutzt werden. Die Berechnung der Kinematik der elastischen Streuung am C-12 ergab, daß der

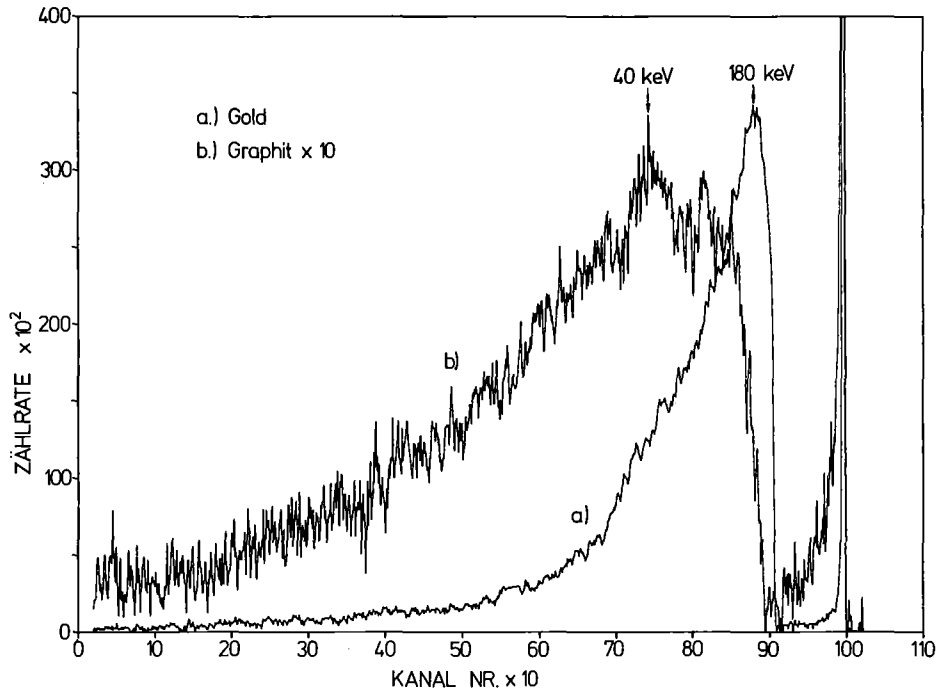


Abb. 18: Flugzeitspektren der Gold- und Graphitprobe.
Aus dem Vergleich konnte die Empfindlichkeit der Anordnung auf gestreute Neutronen berechnet werden.

Energieverlust der Neutronen in diesem Energiebereich von untergeordneter Bedeutung ist. Um den statistischen Fehler zu reduzieren, wurde das Flugzeitspektrum des Graphits geglättet, indem zuerst über große Energiebereiche gemittelt und anschließend mit einem Interpolationsprogramm die Zählrate für jeden Kanal festgelegt wurde. Aus dem Verhältnis der gemessenen Transmissionen für jede Probe (s. Abb. 14) zur Transmission der Graphitprobe (ca. 61 %) ließ sich diese Korrektur festlegen.

Die Bestimmung der Einfangquerschnitte der Kryptonproben erfolgte als Relativmessung mit dem Einfangquerschnitt von Gold als Standard. Dieser Wirkungsquerschnitt weist im gegebenen Energiebereich kleinere Strukturen auf, die in den Flugzeitspektren der beiden Meßzeiten in Abb. 12 a deutlich zu erkennen sind. Der evaluierte Querschnitt in ENDF-B/IV, der für die Auswertung verwendet wurde, gibt nur mittlere Querschnitte für bestimmte Energieintervalle an. Deshalb war es nützlich, auch die Flugzeitspektren der Goldprobe wie oben beschrieben zu glätten. Nach Interpolation des Goldquerschnitts für jeden Flugzeitkanal ergeben sich die Kryptonquerschnitte aus folgender Beziehung:

$$\sigma_{KR}(E) = \frac{Z_{KR}(E) \cdot \sigma_{AU}(E) \cdot N_{AU} \cdot E_{GAU}(E)}{Z_{AU}(E) \cdot N_{KR} \cdot E_{GKR}(E)} \quad (10)$$

Z_{KR}, Z_{AU} : Zählraten für die Krypton- bzw. Goldprobe, die, wie beschrieben, bereits auf den experimentellen Untergrund korrigiert sind.

σ_{AU} : interpolierter Wirkungsquerschnitt für Gold aus ENDF/B-IV

N_{KR}, N_{AU} : Anzahl der Atome der Krypton- bzw. Goldprobe

E_{GKR}, E_{GAU} : Neutronenbindungsenergien von Krypton und Gold, energieabhängig nach Gl. (3).

Der so berechnete Wirkungsquerschnitt für die Isotopengemische kann nur als ein Zwischenergebnis betrachtet werden, da in dieser ersten Näherung nur ohne Impulshöhenwichtung berechnete Einfangquerschnitte σ_i für die Berechnung der effektiven Bindungsenergie nach Gl. (6) zur Verfügung standen. Für die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Isotope wurden in Gl. (6) jeweils die Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte für 30 keV eingesetzt und die Energieabhängigkeit vernachlässigt. Mit dieser ersten Näherung ließen sich nach Gewichtung experimentelle Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Kryptonisotope bestimmen, die wiederum in Gl. (6) eingesetzt werden konnten. So ergab sich ein Iterationsverfahren, das schnell zu konsistenten Lösungen führte. Für die Bestimmung der endgültigen Resultate waren jedoch noch einige Korrekturen notwendig.

4.4.3 Auswertung der Koinzidenzspektren

Bei der Anwendung der Methode der Impulshöhenwichtung war es eine notwendige Bedingung, daß nur ein Gammaquant der Kaskade nachgewiesen wurde. Die Wahrscheinlichkeit für den gleichzeitigen Nachweis mehrerer Gammaquanten läßt sich aus den gemessenen Koinzidenzspektren zwischen beiden Detektoren bestimmen, so daß es möglich war, die notwendige Korrektur durchzuführen. Messungen mit Gammapräparaten zeigen, daß bei diesen Koinzidenzspektren die Detektor-Detektor-Streuung der Gammaquanten vernachlässigt werden kann. Abb. 19 zeigt einen Vergleich der Flugzeitspektren von koinzidenten Ereignissen mit

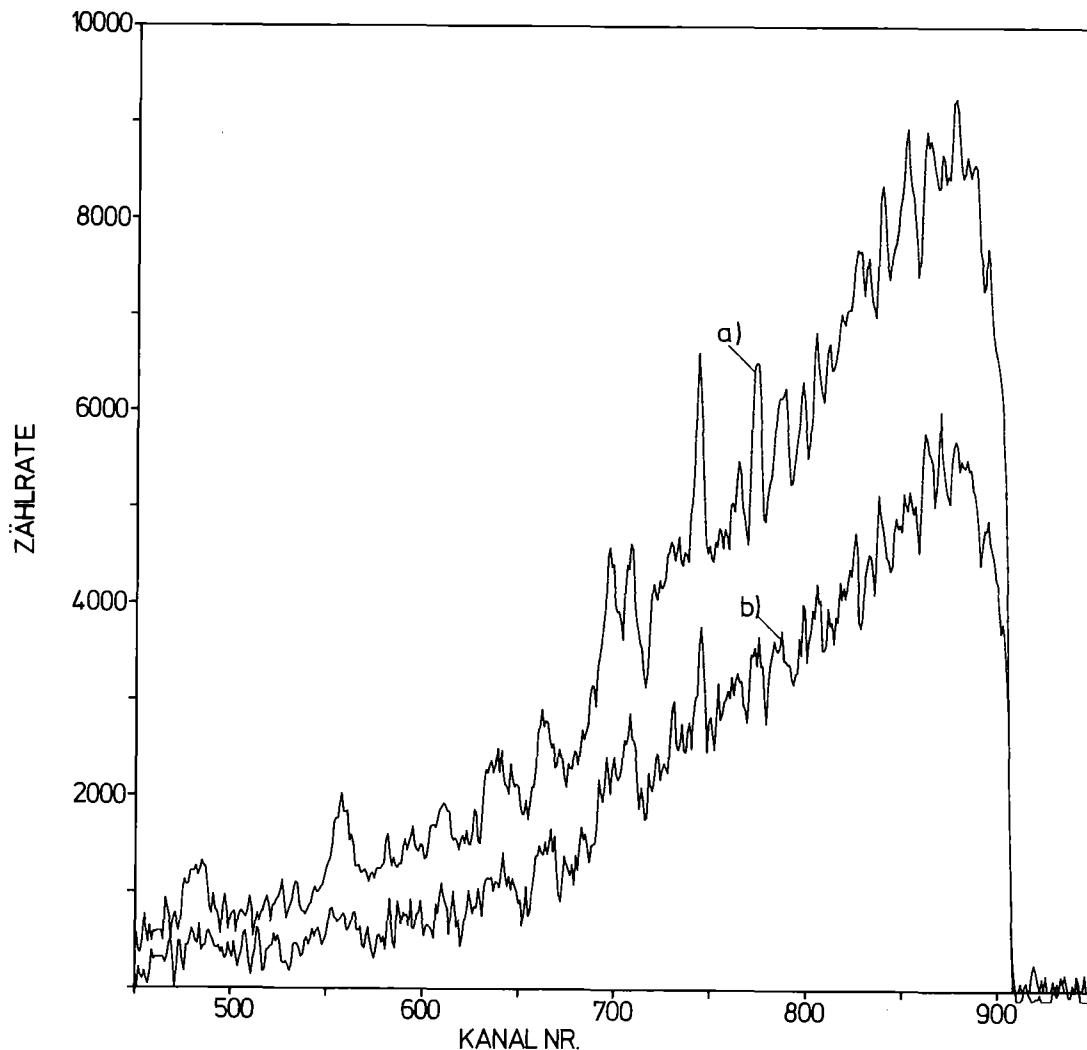


Abb. 19: Vergleich von Koinzidenz- und Einfachspektren: (Kurve a) Flugzeitspektrum Kr nat, (Kurve b) Flugzeitspektrum von Koinzidenzereignissen für beide Detektoren (Kr nat 10 fach überhöht).

den zugehörigen Einzelereignissen für natürliches Krypton. Es wird deutlich, daß vor allem die Resonanzen verschieden stark hervortreten. Hierfür kann es zwei Erklärungen geben:

- 1) In den Resonanzen ändert sich die Winkelkorrelation zwischen einzelnen Gammaquanten einer Kaskade.
- 2) Die mittlere Multiplizität \bar{m} der Gammakaskade ist von Resonanz zu Resonanz verschieden.

Wie bereits gezeigt wurde, ändert sich in den Resonanzen auch die Form des Analogspektrums (s. Abb. 17), so daß die zweite Erklärung wahrscheinlicher ist. Dieses wird auch durch frühere Messungen mit NaI(Tl)-Detektoren /18/ unterstützt, wo die

Spinzunordnung von s-Wellen-Resonanzen über diese Multiplizität der Gammakaskade untersucht wurde. Bei der ersten Möglichkeit müßte der Anteil der koinzidenten Ereignisse noch erheblich größer sein. Ein Hinweis auf ein solches Verhalten trat lediglich im Koinzidenzspektrum des Krypton 84 bei 5,2 keV auf, allerdings mit geringer statistischer Signifikanz. Aus den Koinzidenzspektren lassen sich sowohl die mittleren Multiplizitäten \bar{m} als auch die Wirkungsquerschnitte berechnen. Da hierbei eine Gewichtung nicht notwendig ist, kann diese Meßmethode vor allem bei Isotopengemischen sinnvoll sein, wenn größere Probenmengen vorliegen. Für diese Methode ist eine gute statistische Genauigkeit auch für die Koinzidenzspektren erforderlich, so daß im folgenden nur die Auswertemethode erläutert werden soll. Die Rechnung wurde zwar für alle Neutronenenergien durchgeführt, ein Vergleich der Ergebnisse erschien jedoch nur für die maxwell-gemittelten Querschnitte sinnvoll.

Beschreibt man die Gammakaskade durch eine Summe von Gammaquanten der mittleren Gammaenergie \bar{E}_γ und der Multiplizität \bar{m} so gilt für die Einzelzählrate Z für N Einfänge:

$$Z = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot N \cdot \bar{m} \cdot \epsilon(\bar{E}_\gamma) \quad (11)$$

Ω : Raumwinkel für den Detektor

$\epsilon(\bar{E}_\gamma)$: Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für \bar{E}_γ

Für die Koinzidenzzählrate K gilt:

$$K = \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^2 \cdot N \cdot \bar{m} (\bar{m}-1) \cdot (\epsilon(\bar{E}_\gamma))^2 \quad (12)$$

Daraus ergibt sich für das Verhältnis von Koinzidenzzählrate zu Einfachzählrate:

$$\frac{K}{Z} = c \cdot (\bar{m}-1) \quad (13)$$

mit $c = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \epsilon(\bar{E}_\gamma)$

Es ist leicht zu sehen, daß sich aus (11) bei bekanntem \bar{m} und $\epsilon(\bar{E}_\gamma)$ der Wirkungsquerschnitt berechnen läßt, da der Raumwinkel wegen der Relativmessung zu Au nicht berücksichtigt werden muß. Die mittlere Energie der Gammaquanten \bar{E}_γ läßt sich aus den gewichteten Analogspektren bestimmen, und die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens ϵ ergibt sich aus der inversen Gewichtsfunktion. Die Bestimmung der mittleren Multiplizität ist über Gleichung (13) möglich. Für die Bestimmung der Konstanten c boten sich zwei Möglichkeiten an: experimentell kann c durch geeichte Gammastrahlungsquellen bestimmt werden, indem diese anstelle der Probe zwischen den beiden Detektoren montiert werden. Das gewünschte Ergebnis läßt sich dann aus den Zählraten der Detektoren ermitteln. Dieses Verfahren war aber ungenau,

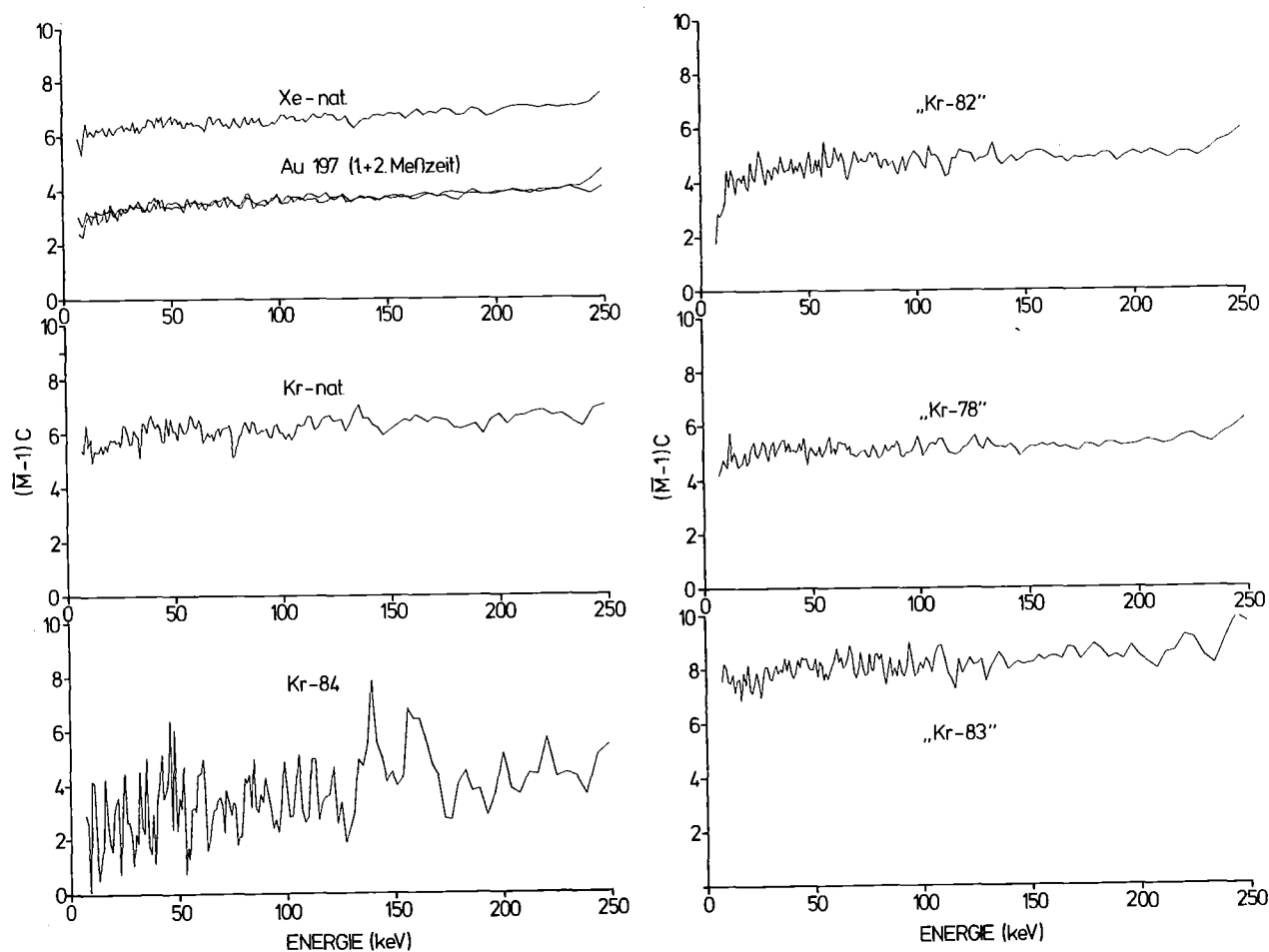


Abb. 20: Die Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{K}{Z} = (\bar{m} + 1) c$, von der Neutronenenergie. Das Verhältnis ist in Prozent angegeben.

da keine geeigneten Gammastrahlungsquellen für höhere Gammaenergien zur Verfügung standen. Bei der zweiten Möglichkeit wird c als Variable bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte der Kryptonisotope benutzt und so lange variiert, bis eine Übereinstimmung mit dem Wirkungsquerschnitt bestand, der mit der Methode der Impulshöhenwichtung bestimmt worden war. Dieses Verfahren konnte am vorteilhaftesten mit Hilfe der Kr-83-Mischung und des Kr-84 durchgeführt werden, da hier die effektiven Neutronenbindungsenergien gut bekannt und die systematischen Fehler durch die Gewichtung klein waren. Aus Abb. 20 erkennt man die Abhängigkeit der Multiplizität (\bar{m}) nach Gleichung (13) von der Neutronenenergie für die verschiedenen Proben. Zur Verbesserung der Statistik wurde über 1 keV Intervalle gemittelt. Wie zu erwarten, ergibt sich beim Auftreten von Resonanzen eine starke Energieabhängigkeit. Für schwerere Kerne (Xenon und Gold) ist die Multiplizität wieder praktisch konstant. Hieraus ergibt sich die Beschränkung, daß dieses Auswerteverfahren vorwiegend für Isotopengemische schwererer Kerne geeignet erscheint.

4.4.4 Durchgeführte Korrekturen

Das Verhältnis von Koinzidenz- zu Einfangzählrate in Abb. 20 zeigt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß zwei Gammaquanten einer Kaskade in einem der beiden Detektoren nachgewiesen werden. Für solche Fälle ergibt sich aus dem Prinzip der Impulshöhenwichtung ein systematischer Fehler (vgl. 3.2). Werden die Gammaquanten isotrop emittiert, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das zweite Gammaquant in demselben oder in dem gegenüberliegenden Detektor registriert wird, gleich groß. In der Messung wurden nur die Koinzidenzen zwischen beiden Detektoren registriert. Koinzidente Ereignisse im gleichen Detektor müssen entsprechend korrigiert werden. Eine Korrektur würde sich erübrigen, wenn die Ereignisse mit zwei Gammaquanten in demselben Detektor, die im Mittel ein doppelt so großes Signal erzeugen, genau mit dem Faktor 2 gewichtet würden. Tatsächlich aber

steigt der Gewichtungsfaktor bei Verdopplung des Analogsignals von 2,15 (Kanal 1) auf 3,14 (Kanal 8) an. Für die daraus resultierende Korrektur wurde eine mittlere Gammaenergie von 2 MeV und ein Gewichtungsfaktor von 2,5 angenommen. Die Korrektur wurde relativ zum Gold durchgeführt und betrug maximal 2,35 % (Kr-83). Eine weitere, recht geringe Korrektur ergab sich aufgrund der in Tabelle 3 erwähnten Differenzen im Flugweg. Diese konnte einfach berechnet werden. Größere Probleme bereiteten die Korrekturen für die Vielfachstreuungen und die Selbstabschirmung in der Probe. Für die Berechnung dieser Effekte stand das Computerprogramm SESH /19/ zur Verfügung. Dieses Programm wurde für hohe Niveaudichten und schwere bis mittelschwere Kerne entwickelt. Für diese Auswertung ließ sich das Programm nur für die Kr-83-Mischung und die Goldprobe anwenden. Die Ergebnisse dieser Rechnungen zeigt Abb. 21. Für die Korrektur muß die gemessene Zählrate durch den eingezeichneten Faktor c geteilt werden. Der unterschiedliche Verlauf der beiden Korrekturen läßt sich wie folgt erklären: Die Goldprobe bestand aus einer Scheibe ($d = 1$ mm, $r = 9,9$ mm), die in der Kugel senkrecht zum Neutronenstrahl montiert war. Eine Streuung der Neutronen in der Probe verlängert ihren Weg in der Probe, so daß sich die Wahrscheinlichkeit des Neutroneneinfangs erhöht. Beim Gold ist daher die gemessene Zählrate in der Regel zu groß. Lediglich bei kleinen Neutronenenergien überwiegt die Selbstabsorption, wodurch der Korrekturfaktor < 1 wird. Bei den kugelförmigen Kryptonproben spielt die Vielfachstreuung praktisch keine Rolle, da der Weg der Neutronen in der Probe durch die Streuung unverändert bleibt. Der Verlauf der Korrektur wird also allein durch die Selbstabsorption bestimmt. Die Kurve in Abb. 21 zeigt die Korrektur für die Kr-83-Probe. Die Korrekturen für die anderen Proben wurden aus diesem Verlauf und mit Hilfe der gemessenen Querschnitte berechnet.

4.4.5 Meßergebnisse und Fehlerbetrachtung

Mit den beschriebenen Korrekturen und dem Iterationsverfahren zur Bestimmung der effektiven Neutronenbindungsenergie konnten die Neutroneneinfangquerschnitte der untersuchten Proben festgelegt werden. In Abb. 22 a-c) sind diese Ergebnisse dargestellt.

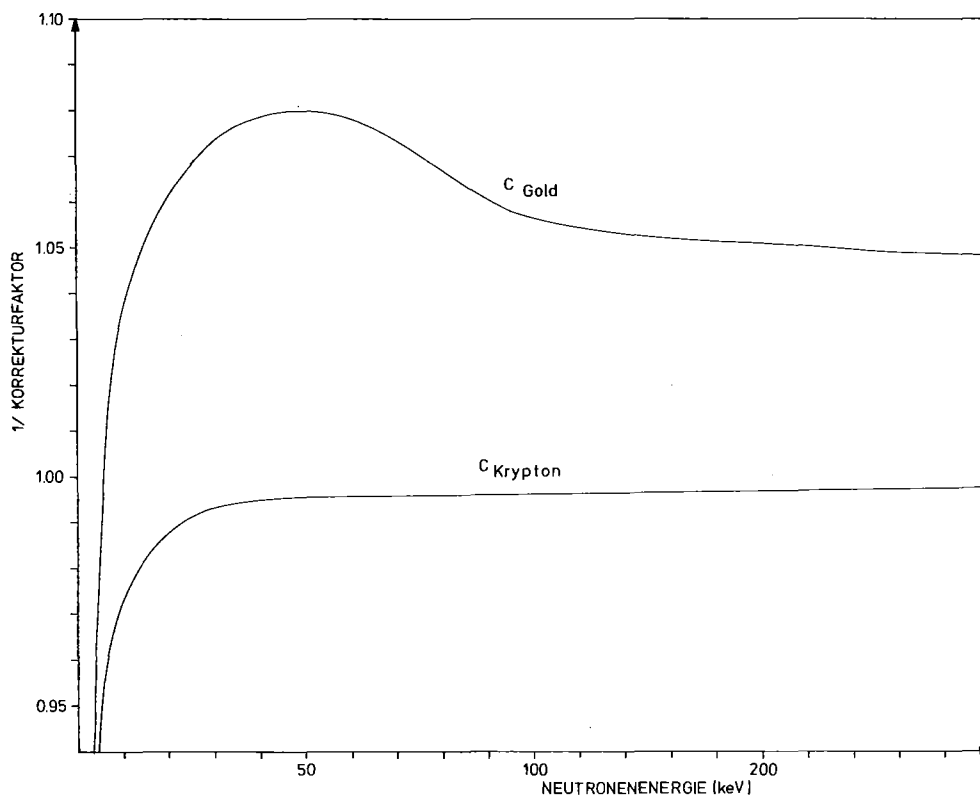


Abb. 21 Vielfachstreu Korrektur und Selbstabschirmung für die Krypton- und die Goldprobe

Die eingezeichneten Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler der Meßwerte an. Sie enthalten auch den statistischen Fehler aus der Bestimmung des Untergrundes. Ein Datenvergleich mit anderen Messungen ist nicht möglich, da für diesen Energiebereich praktisch noch keine Meßdaten vorliegen. In einer kürzlich publizierten Messung konnten vom eV-Bereich bis ca. 4 keV nur relative Zählraten für natürliches Krypton bestimmt werden /20/. In dieser Arbeit werden jedoch keine Wirkungsquerschnitte angegeben.

Der eingezeichnete statistische Fehler ist bei kleinen Energien recht groß. Bei 30 keV beträgt er noch etwa 10 % und bei 100 keV nur

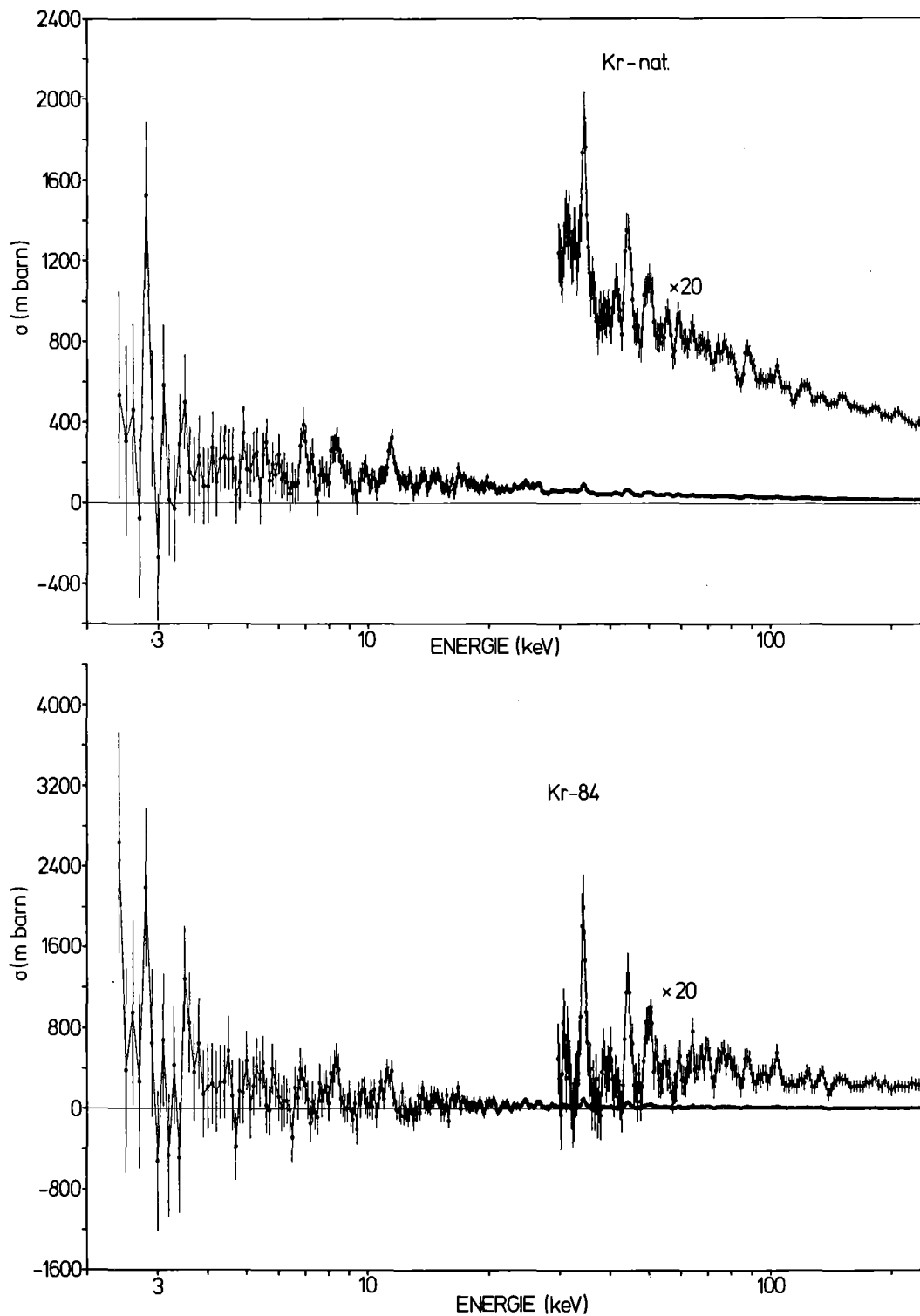


Abb. 22 a: Die Neutroneneinfangquerschnitte von natürlichem Krypton und Krypton 84.

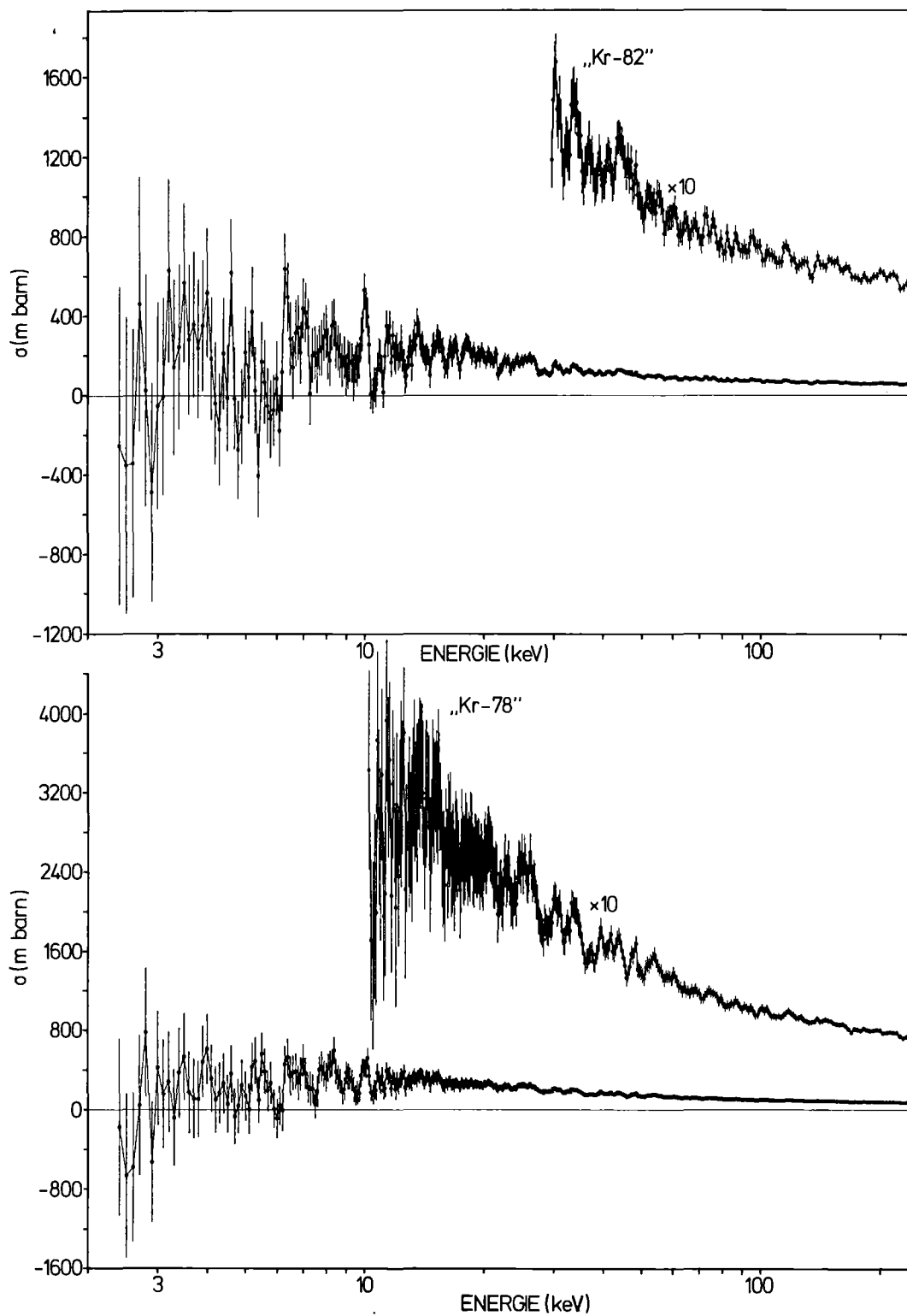


Abb. 22 b: Die Neutroneneinfangquerschnitte der Kr-82- und der Kr-78 Probe.

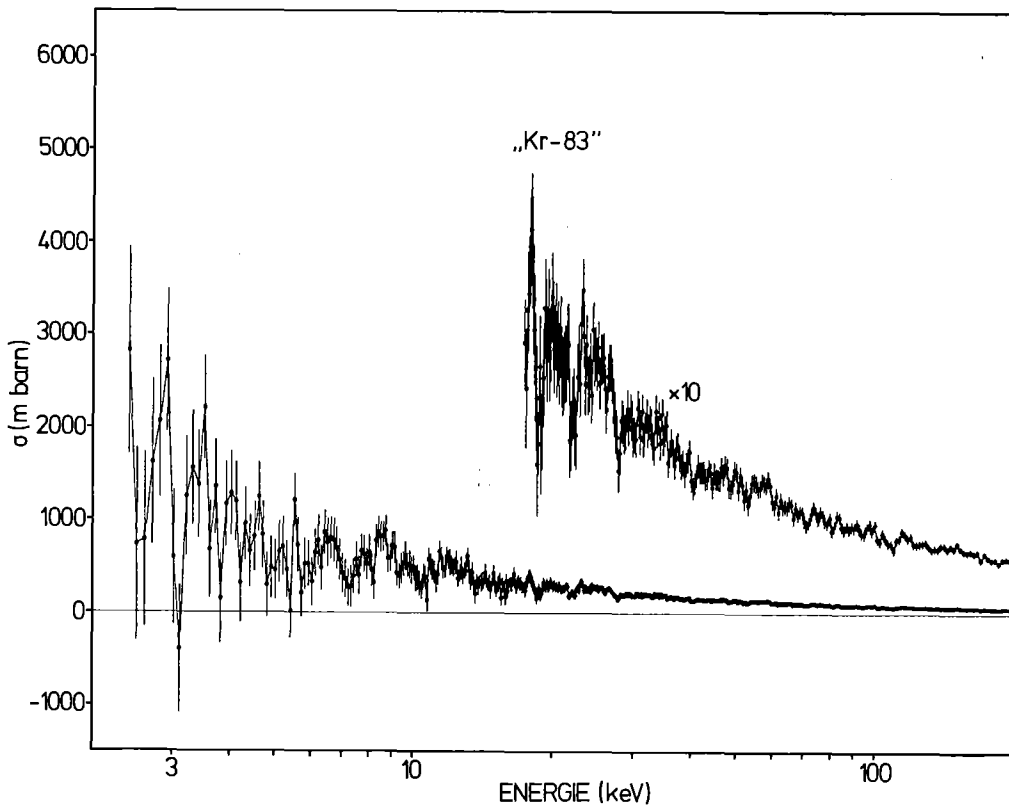


Abb. 22 c: Der Neutroneneinfangwirkungsquerschnitte der Kr-83-Probe

noch 5 %. Zu diesem statistischen Fehler muß ein systematischer Fehler hinzuaddiert werden. Die Zusammensetzung des systematischen Fehlers ergibt sich aus folgender Aufstellung:

- | | | |
|----|---|-------|
| 1. | Fehler bei der Bestimmung der Probenmasse: Kr-84: 2 %, sonst | 1 % |
| 2. | Fehler bei der Bestimmung des Untergrundes (zeitabhängig) Kr-84: 2 %, sonst | 1 % |
| 3. | Fehler durch die Gewichtung | 0.5 % |
| 4. | Fehler durch angenäherte effektive Neutronenbindungsenergie (integral) Kr-84 = 0, sonst | 2 % |
| 5. | Fehler durch die Unsicherheit der weiteren Korrekturen (insbesondere Vielfachstreuung) | 2 % |

Gesamtfehler
(Kr-84: 3,6 %)

3.2 %

Dieser systematische Fehler ist also im allgemeinen kleiner als der eingezeichnete statistische Fehler. Der Fehler im Referenzquerschnitt $\sigma(n, \gamma)$ Au-197 beträgt ca. 5 %. Dieser wurde nicht für den Gesamtfehler berücksichtigt, da die verwendeten Daten im Anhang angegeben werden und so jederzeit (sobald genauere Werte verfügbar sind) entsprechend korrigiert werden kann. Der Fehler durch die angenäherte effektive Neutronenbindungsenergie wird durch die Fehler der Maxwell-gemittelten Querschnitte der einzelnen Isotope verursacht. Da für die Berechnung der effektiven Bindungsenergie die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nicht berücksichtigt wurde, ergeben sich für einzelne Resonanzen größere systematische Fehler (bis zu 15 %). Dieses ist allerdings nur für diejenigen Resonanzen im natürlichen Krypton von Bedeutung, die dem Kr-84 zuzuordnen sind. Für den Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitt ergibt sich hieraus kein Fehler.

4.5 Bestimmung der Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte

4.5.1 Mittelung für die Wirkungsquerschnitte der Kryptonproben

Für astrophysikalische Rechnungen wird durch die Einführung der mittleren thermischen Geschwindigkeiten v_T

$$v_T = \sqrt{2kT/m_n} \quad (14)$$

mit der Neutronenmasse m_n ein maxwellgemittelter Querschnitt $\langle \sigma \rangle$ definiert:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_0^{\infty} \sigma E e^{-E/K_T} dE}{\int_0^{\infty} E e^{-E/kT} dE} \quad (15)$$

Das Integral im Nenner ist geschlossen lösbar und ergibt als Wert $(kT)^2$. Um aus den in Abb. 22 dargestellten Querschnitten den Maxwell-gemittelten berechnen zu können, wurde das Integral durch eine Summe angenähert:

$$\langle \sigma \rangle \approx \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i \cdot E_i \cdot \Delta E_i \cdot e^{-E_i/KT}}{\sum_{i=1}^n E_i \cdot \Delta E_i \cdot e^{-E_i/kT}} \quad (16)$$

Hierbei ist n die Anzahl der Meßpunkte und ΔE_i das Energieintervall zwischen benachbarten Werten. Für die Astrophysik werden die Querschnitte üblicherweise für eine Temperatur von $kT = 30$ keV berechnet. Die Maxwell-gemittelten Querschnitte der Kryptonproben wurden der Vollständigkeit halber auch für andere Temperaturen berechnet (siehe Anhang), jedoch wurden für die weiteren Rechnungen nur die Werte für 30 keV verwendet. Es ergaben sich für die Isotopengemische folgende Werte:

Kr nat:	$\langle \sigma \rangle = 69.0 \pm 0.8$	mbarn
Kr-84 :	$\langle \sigma \rangle = 38.7 \pm 1.8$	mbarn
Kr-82:	$\langle \sigma \rangle = 138.8 \pm 1.4$	mbarn
Kr-78:	$\langle \sigma \rangle = 194.8 \pm 1.5$	mbarn
Kr-83:	$\langle \sigma \rangle = 214.8 \pm 2.0$	mbarn

Der Energiebereich der Summe in Gl. (16) umfaßt 99,43 % des Gesamtintegrals für 30 keV. Die nicht gemessenen Querschnitte bei sehr kleinen (unterhalb von 2,4 keV) und bei großen (oberhalb von 240 keV) Neutronenenergien liefern jeweils ungefähr gleichgroße Beiträge zum Gesamtintegral, so daß der Mittelwert kaum davon beeinflußt werden dürfte. Der Mittelwert für den verwendeten Goldquerschnitt ergab im gleichen Energiebereich einen Wert von 607,4 mbarn. Die angegebenen Fehler der Querschnitte enthalten nur den statistischen Fehler. Der systematische Fehler ergibt sich analog der Aufstellung im vorherigen Kapitel. Der Fehler des zeitunabhängigen Untergrundes muß gesondert berücksichtigt werden, da er zu einer Korrelation der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Energien führt. Hier dominiert dieser Fehler mit ca. 5 % (Kr-84: 10 %), so daß schließlich ein Gesamtfehler von 5,9 % (Kr-84: 10,6 %) abgeschätzt wird.

Ein Vergleich der Ergebnisse aus den Koinzidenzspektren wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben, mit den vorliegenden Ergebnissen zeigt eine gute Übereinstimmung. Lediglich die Werte für das Kr-84 und das natürliche Krypton zeigen eine Abweichung zu

kleineren Querschnitten. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß es beim Kr-84 eine größere Wahrscheinlichkeit für einen direkten Übergang zum Grundzustand ($m=1$) gibt. Darauf deuten auch die Analoyspektren (s. Abb. 16a) hin, die bei 7 MeV für Kr nat. und für das Kr-84 deutlich über den anderen Spektren liegen (Neutronenbindungsenergie 7,111 MeV für Kr-84). Da für die Multiplizität $m=1$ keine Koinzidenz möglich ist, ergibt das angegebene Verfahren einen zu großen Wert für \bar{m} und damit einen zu kleinen Wirkungsquerschnitt. Dieses zeigt wiederum die Beschränkung dieses Meßverfahrens auf mittelschwere und schwere Kerne, wo direkte Gammaübergänge in den Grundzustand praktisch nicht vorkommen.

4.5.2 Bestimmung der Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kryptonisotope

Das natürliche Krypton enthält in hoher Anreicherung sowohl Kr-86 (17,37 %) als auch Kr-84 (56,90 %). Der Wirkungsquerschnitt für Kr-86 wurde bei der vorliegenden Messung zwar nicht direkt bestimmt, jedoch läßt sich eine Abschätzung durchführen. Eine neuere Messung am Reaktor /21/ ergab aus den Gammaintensitäten der Kaskade eine Abschätzung für den thermischen Querschnitt von $\sigma_{th} = 3 \pm 2$ mb. Dieser Wert liegt deutlich niedriger als frühere Bestimmungen (60 ± 20 mb nach /22/). Aufgrund der magischen Neutronenzahl 50 ist die Niveaudichte für dieses Isotop so gering, daß im keV-Bereich nur isolierte Resonanzen zu erwarten sind. Wegen der relativ hohen Anreicherung im natürlichen Krypton müßten diese Resonanzen in den Querschnitten für natürliches Krypton beobachtet werden. Aber weder im totalen noch im Einfangsquerschnitt wurden Resonanzen gefunden, die auf das Kr-86 zurückgeführt werden können. Daraus ist zu schließen, daß im untersuchten Energiebereich im Kr-86 keine oder höchstens relativ wenige und überdies schwache Resonanzen auftreten. Demzufolge wurde der Querschnitt zu $\langle \sigma \rangle = 1 \pm 1$ mb abgeschätzt.

Natürliches Krypton besteht zu 74,3 % aus den Isotopen 84 und 86. Der nach der Subtraktion der Beiträge dieser beiden Isotope

verbleibende Anteil des Wirkungsquerschnitts von Kr-nat hat deshalb einen hohen relativen Fehler. Deshalb wurde dieser Wert in die weitere Auswertung nicht mehr mit einbezogen. Für die Bestimmung der übrigen Querschnitte für Kr-78, Kr-80, Kr-82 und Kr-83 standen noch drei Gemische zur Verfügung. Mathematisch gesehen ergeben sich somit unendlich viele Lösungen. Diese sind zunächst dadurch eingeschränkt, daß die Wirkungsquerschnitte nur positive Werte annehmen können. Allein dadurch ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt des Kr-83 die folgende Einschränkung:

$$254 \pm 18 \leq \sigma \text{ (Kr-83)} \leq 295 \pm 18$$

Ohne weitere Annahmen ist also der Wirkungsquerschnitt des Kr-83 durch die Messungen auf etwa $\pm 20\%$ festgelegt. Es wurde nun der Wirkungsquerschnitt des Kr-82 variiert und das Gleichungssystem nach den anderen Wirkungsquerschnitten aufgelöst. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 aufgeführt. Nimmt man die physikalisch sinnvolle Annahme hinzu, daß die Einfangquerschnitte der geraden Isotope mit wachsendem A, d.h. mit Annäherung an die magische Neutronenzahl abnehmen, so schränkt sich der mögliche Wertebereich der Wirkungsquerschnitte auf Satz I in Tabelle 5 ein. Dabei ist zu beachten, daß die einzelnen Wirkungsquerschnitte entsprechend Tabelle 4 miteinander korreliert sind.

	Kr-78	Kr-80	Kr-82	Kr-83
1)	774,9	143,5	130,0	266,1
2)	719,3	162,4	125,0	267,2
3)	663,8	181,3	120,0	268,3
4)	608,3	200,3	115,0	269,5
5)	552,7	219,2	110,0	270,6
6)	497,2	238,1	105,0	271,7
7)	441,6	257,1	100,0	272,9
8)	386,1	276,0	95,0	274,0
9)	330,5	294,9	90,0	275,1
10)	275,0	313,9	85,0	276,3

Tabelle 4

In dem differentiellen Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abb. 22 erkennt man keine dominierenden Resonanzen oder Strukturen für die Isotope 78, 80 und 82. Daraus läßt sich schließen, daß die statistischen Methoden der theoretischen Rechnungen hier angewandt werden können. Aus Abb. 7 ist zu erkennen, daß diese Rechnungen ein kontinuierliches Ansteigen der Wirkungsquerschnitte zu niedriger Massenzahl hin erwarten lassen. Dieses führt zu einer Einschränkung des möglichen Wertebereichs.

	Maxwell-gemittelter Querschnitt für 30 keV		
	Satz I	Satz II	theoretisch nach /23/
Kr-78	550 \pm 250 mbarn	490 \pm 150 mbarn	290 mbarn
Kr-80	220 \pm 80 mbarn	238 \pm 40 mbarn	233 mbarn
Kr-82	110 \pm 20 mbarn	105 \pm 15 mbarn	99 mbarn
Kr-83	272 \pm 16 mbarn	272 \pm 16 mbarn	350 mbarn
Kr-84	38,7 \pm 4,5 mbarn	38,7 \pm 4,5 mbarn	30 mbarn
Kr-86	1 \pm 1 mbarn	1 \pm 1 mbarn	-

Tabelle 5

Bei den Lösungen 1) bis 4) in Tabelle 4 erscheint der Wirkungsquerschnitt des Kr-78 stark überhöht. In einer neueren Messung von H.T. Maguire et al. /20/ wurde das Resonanzintegral von Kr-78 und Kr-80 vom eV-Bereich bis zu ca. 1 keV bestimmt. Der Vergleich mit dieser Messung erlaubt es, eine starke Überhöhung der Kr-78-Querschnitte auszuschließen.

Systematische Untersuchungen des Verhältnisses von Wirkungsquerschnitten ungerader und gerader Massenzahl an Isotopenketten von Allen et al. /10/ zeigt, daß für ungerade Isotope die Wirkungsquerschnitte ca. 4fach überhöht erscheinen. Mit den gut bekannten Querschnitten für Kr-84 und Kr-83 ergibt sich so

ein Wirkungsquerschnitt von ca. 100 mbarn.

Aus allen diesen Überlegungen ergibt sich eine weitere Einschränkung des Wertebereichs. Diese ist in Satz II der Tabelle 5 wiedergegeben. Auch hier ergibt sich die Korrelation der Querschnitte innerhalb der Fehlergrenzen über das Gleichungssystem entsprechend Tabelle 4. Für Kr-83 vergrößert sich der aus dem Gleichungssystem resultierende Wertebereich noch durch den systematischen Fehler.

Berechnet man aus den Werten von Satz II den gemittelten Querschnitt für natürliches Krypton, so erhält man $\langle \sigma \rangle = 72,7$ mbarn und damit innerhalb der Fehlergrenzen eine gute Übereinstimmung mit dem direkt gemessenen Wert von $\langle \sigma \rangle = 69,0 \pm 4,1$ mbarn.

Eine zusätzliche Vergleichsmöglichkeit ergibt sich dadurch, daß im Rahmen einer Zusammenarbeit (vgl. Kap. 5.2.2) neue theoretische Rechnungen gerade für diesen Massenbereich von G. Reffo und F. Fabbri durchgeführt wurden /23/. Diese Rechnungen benutzten den Hauser-Feshbach-Formalismus für das statistische Modell. Die Ergebnisse sind auch in Tab. 5 wiedergegeben. Sie zeigen zum Teil eine recht gute Übereinstimmung. Größere Abweichungen gibt es nur für das Kr-78 und für das Kr-83. Diese Abweichungen bleiben aber im Rahmen der Genauigkeit solcher Rechnungen.

Die Genauigkeit der vorliegenden Ergebnisse könnte noch durch eine zusätzliche Messung verbessert werden. Hierfür wäre eine Mischung erforderlich, die in Kr-78 oder Kr-80 stärker angereichert ist. Eine solche Messung konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.

5. DIE ASTROPHYSIKALISCHE BEDEUTUNG DER KRYPTONQUERSCHNITTE

5.1 Die Elementsynthese im Massenbereich $28 \leq A \leq 100$

Die Elementsynthese in diesem Massenbereich wird durch verschiedene Reaktionsmechanismen bestimmt. In Fusionsreaktoren mit geladenen Teilchen werden Kerne bis $A \sim 70$ erzeugt.

Wie bereits in der Einleitung erläutert wurde, werden die schweren Kerne fast ausschließlich durch mehrfachen Neutroneneinfang gebildet. Die Saat für diese Neutroneneinfangprozesse wird praktisch durch die dominierende Häufigkeit von Fe-56 gegeben, wobei etwa 1 % des Fe-56 dem Neutronenfluß ausgesetzt gewesen sein dürfte. Dieses ergibt sich z.B. aus den Rechnungen im Kapitel 5.1.3. Gerade der Beginn des Synthesepfades ist für die Berechnung des s-Prozesses von großer Bedeutung. Dieses soll im folgenden näher erläutert werden.

5.1.1 Der Einfluß des e-Prozesses

Fusionsreaktionen können wegen der hohen Coulombbarriere für den Massenbereich $28 \leq A \leq 70$ erst bei sehr hohen Temperaturen einsetzen, wie sie z.B. in den Spätphasen der Sternentwicklung auftreten. Bei sehr schweren Sternen können sich hier Temperatur und Druck so sehr erhöhen, daß in den um das Sternzentrum gelagerten Fusionszonen in extrem kurzer Zeit eine explosive Reaktion stattfindet (Super-Nova). Dabei steht genügend Energie zur Verfügung, um die äußeren Zonen des Sterns in den Weltraum zu schleudern. In dieser explosiven Phase kann aus dem Si-28 durch mehrfache Reaktion mit Alpha-Teilchen Ni-56 produziert werden. Dieses zerfällt dann zum stabilen Fe-56. Durch die hohe Dichte von $\sim 10^7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ finden die einzelnen Kernreaktionen in extrem kurzen Zeitabständen statt, so daß sich ein Gleichgewicht zwischen allen möglichen Reaktionen einstellt (e-Prozeß, e = equilibrium). Insbesondere ist der e-Prozeß dadurch gekennzeichnet, daß inverse Reaktionen wie z.B. (α, γ) - und (γ, α) -Reaktionen im Gleichgewicht sind. Die dabei entstehende Häufigkeitsverteilung der Kerne ist deshalb nicht durch die einzelnen Reaktionsquerschnitte, sondern vielmehr durch die Bindungsenergien und die Q-Werte der Reaktionen bestimmt. Nach Untersuchungen verschiedener Autoren (/8/, /24/, /25/) hängt die resultierende Häufigkeitsverteilung von der Temperatur, der Dichte und vom Verhältnis von Protonen zu Neutronen ab. Die endgültige Häufigkeitsverteilung ergibt sich erst in der Abkühlphase nach der Explosion. Ausführliche Rechnungen zu diesem Prozeß wurden von

Woosley et al. /24/ durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Häufigkeiten der meisten Isotope in der "Eisengegend" mit Hilfe des e-Prozesses erklärt werden können. Dies gilt vor allem für die relativ großen Häufigkeiten von Fe-56, Ni-58 und Ni-60. Andere Häufigkeiten - wie die des Co-59 - können nur teilweise auf den e-Prozeß zurückgeführt werden und bei den neutronenreichen Isotopen Cr-54 und Fe-58 läßt sich die Häufigkeit durch diesen Prozeß praktisch nicht erklären. Diese Isotope müssen daher in einem anderen Syntheseprozess erzeugt worden sein. Im folgenden wird gezeigt, daß der schon in der Einleitung beschriebene s-Prozeß diese Häufigkeiten reproduzieren kann, ohne daß die anderen Isotope, die im e-Prozeß entstanden sind, überproduziert werden. Als Saat für den s-Prozeß soll hier das Fe-56 angenommen werden. Rechnungen mit einer zusätzlichen Ni-58-Saat zeigen /26/, daß eine solche Annahme nur geringen Einfluß auf den s-Prozeß hat.

5.1.2 Der s-Prozeß und seine mathematische Formulierung

Im s-Prozeß werden die Elemente durch sukzessiven Neutroneneinfang gebildet, und die entstandenen radioaktiven Kerne zerfallen unter β^- -Emission. So läßt sich der Pfad des s-Prozesses entlang des Stabilitätstals verfolgen. Das häufigste Nickelisotop Ni-58 wird vom s-Prozeßpfad nicht berührt. Es wurde ausschließlich im e-Prozeß gebildet. Da der s-Prozeß zeitlich nach dem e-Prozeß stattgefunden hat, sind einige Isotope entlang des s-Prozeßpfads bereits vorhanden (z.B. Fe-57, Co-59, Ni-60, Ni-61, Ni-62).

Die Tatsache, daß nur ca. 1% des vorhandenen Fe-56 als Saat dient, zeigt, daß der s-Prozeß nur unter speziellen Bedingungen örtlich begrenzt stattgefunden hat. Die entlang des s-Prozeßpfads bereits vorhandenen Isotope müssen also auch nur zu einem kleinen Prozentsatz berücksichtigt werden. Aus der dominierenden Häufigkeit des ^{56}Fe ergibt sich, daß dieser Anteil praktisch vernachlässigt werden kann (vgl. /26/, Abb. 20). Einige Isotope können nur durch den s-Prozeß gebildet worden sein. Das relativ seltene Fe-58 konnte wegen seiner kleinen Bindungsenergie für das letzte Nukleon nicht im e-Prozeß entstehen. Man nimmt daher an, daß es vollständig im s-Prozeß gebildet wurde. Bei den

schwereren Kernen werden z.B. die Häufigkeiten der Isotope Zn-64, Ge-70, Se-76, Kr-82, Sr-86, Mo-96 und Ru-100 ausschließlich auf den s-Prozeß zurückgeführt. Wie bereits in der Einleitung beschrieben, tragen in dieser Massengegend neben dem s-Prozeß noch der r-Prozeß und der p-Prozeß zu den beobachtenden Elementhäufigkeiten bei.

Für die quantitativen Rechnungen zum s-Prozeß ist es sinnvoll, die folgenden Annahmen zu machen:

- 1) Die Temperatur ist für die Dauer des s-Prozesses (ca. 10^5 a) konstant. Da die maxwell-gemittelten Querschnitte in grober Näherung dieselbe Temperaturabhängigkeit haben, ist diese Annahme vertretbar.
- 2) Die β -Zerfallsrate der instabilen Kerne auf dem s-Prozeßpfad ist entweder viel größer oder viel kleiner als die Neutroneneinfangrate ($\lambda_\beta \ll \lambda_n$ oder $\lambda_\beta \gg \lambda_n$). Dadurch können die Häufigkeiten instabiler Kerne entweder vernachlässigt werden, oder sie werden wie stabile Kerne behandelt. Diese Annahme ist sicher falsch, da im s-Prozeßpfad einige Verzweigungen auftreten (z.B. am Ni-63 oder am Se-79), also $\lambda_\beta \sim \lambda_n$ ist. Der Fehler wird jedoch dadurch behoben, daß im folgenden nur die Häufigkeiten einer bestimmten Masse betrachtet wird. Es werden z.B. für die Masse 64 die Häufigkeiten und Querschnitte von Ni-64 und Zn-64 addiert, so daß die Berechnung des s-Prozesses unabhängig von den Verzweungsverhältnissen fortgeführt werden kann.
- 3) Als Anfangsbedingung gelte für die Masse A:

$$N_A(o) = \begin{cases} N_o & \text{für } A = 56 \\ 0 & \text{für } A > 56 \end{cases} \quad (17)$$

Die Zulässigkeit dieser Annahme wurde bereits erläutert.

Mit diesen Annahmen läßt sich der s-Prozeß für $A > 56$ über ein System von Differentialgleichungen berechnen. Ein konstanter Neutronenfluß auf eine Saat an Fe-56-Kernen bewirkt, daß die Häufigkeit des Saatkerns stetig abnimmt:

$$\frac{d N_{56}}{dt} = - \lambda_{56} N_{56} \quad (18)$$

Für einen Kern der Masse A ergibt sich dann:

$$\frac{d N_A}{dt} = \lambda_{A-1} N_{A-1} - \lambda_A N_A \quad (19)$$

N_A bezeichnet die jeweiligen Häufigkeiten und λ_A die entsprechenden Neutroneneinfangraten, für die gilt:

$$\lambda_A = n_n \langle \sigma v \rangle_A \quad (20)$$

n_n ist hierbei die Neutronendichte und $\langle \sigma v \rangle_A$ die Einfangrate des Kerns A gemittelt über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung. Diese ist gegeben durch:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \sigma \cdot v \cdot N(v) dv \quad (21)$$

Führt man jetzt einen zeitintegrierten Neutronenfluß τ ein,

$$\tau = \int_0^t n_n(t') v_{\pi} dt' \quad (22)$$

so läßt sich das Differentialgleichungssystem in folgender Weise umschreiben:

$$\frac{d N_{56}(\tau)}{d\tau} = - \langle \sigma_{56} \rangle N_{56} \quad (23)$$

$$\frac{d N_A(\tau)}{d\tau} = \langle \sigma_{A-1} \rangle N_{A-1} - \langle \sigma_A \rangle N_A \quad (24)$$

Nun ist $\langle \sigma_A \rangle$ der Maxwell-gemittelte Einfangquerschnitt des Kerns A. Der zeitintegrierte Neutronenfluß wird bei den Rechnungen ebenso als freier Parameter behandelt wie die Menge der Saatkerne N_{56} . Diese Saatkerne sind sehr wahrscheinlich nicht alle demselben Neutronenfluß ausgesetzt gewesen, da sich die beobachteten Häufigkeiten so am besten erklären lassen /27/. Verschiedene Autoren bevorzugen für die Flußverteilung einen exponentiellen Ansatz (/27/,/28/), jedoch wurden auch Rechnungen mit einem einzelnen Neutronenfluß ("single flux") durch-

geführt /29/. Für diese "single flux"-artige Flußverteilung geben Clayton et al. /30/ eine exakte Lösung des Differentialgleichungssystems (Gl. (23) und (24)) an. Eine genauere Untersuchung für diese möglichen Flußverteilungen ist in /26/ gegeben. Hier wird gezeigt, daß ein exponentieller Ansatz der Form

$$\rho(\tau) = G_1 e^{-\tau/\tau_{01}} + G_2 e^{-\tau/\tau_{02}} \quad (25)$$

die besten Ergebnisse liefert. Die Konstanten G_i enthalten die Saatkernhäufigkeiten N_{oi} :

$$G_i = \frac{N_{oi}}{\tau_{oi}} \quad (26)$$

Für diesen Ansatz gibt es ebenfalls eine exakte Lösung des Differentialgleichungssystems (Gl. (23) und (24)). Die s-Prozeß-Häufigkeiten lassen sich als Produkte der Form

$$N_{A \langle \sigma \rangle A} = G_1 \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\tau_{01 \langle \sigma \rangle i}}\right)^{-1} + G_2 \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\tau_{02 \langle \sigma \rangle i}}\right)^{-1} \quad (27)$$

darstellen.

Mit dieser Lösung wurden die $N_{A \langle \sigma \rangle A}$ -Werte für $A = 56$ bis $A = 100$ berechnet. Die freien Parameter N_{01} , N_{02} , τ_{01} und τ_{02} wurden dabei so variiert, daß die beste Übereinstimmung mit den experimentell bekannten $N_{A \langle \sigma \rangle A}$ -Werten erreicht wurde.

5.1.3 Diskussion der $N_{\langle \sigma \rangle}$ -Kurve und die Kryptonhäufigkeit im Sonnensystem

In Abb. 23 zeigt die durchgezogene Linie den Verlauf der mit der Gl. (27) berechneten $N_{\langle \sigma \rangle}$ -Kurve. Die Anpassung der freien Parameter führte zu folgender Verteilung des Neutronenflusses entsprechend Gleichung (25):

$$\rho(\tau) = \frac{23500}{0,053} e^{-\tau/0,053} + \frac{700}{0,22} e^{-\tau/0,22}$$

Bei der Berechnung der Kurve ergibt sich für die Häufigkeit N nur der im s-Prozeß erzeugte Anteil. Für die eingezeichneten Datenpunkte wurden die solaren Häufigkeiten nach Cameron /9/

verwendet. Die für beide Darstellungen benutzten Werte für $\langle\sigma\rangle$ sind in der folgenden Tabelle 6 zusammengestellt. Bei ausreichender Meßgenauigkeit wurden jeweils experimentell bestimmte Daten bevorzugt. Entsprechende Kommentare sind der Tabelle 6 zu entnehmen. Da die Rechnung nur für die einzelnen Massenzahlen durchgeführt wurde, mußten bei den auftretenden Verzweigungen mittlere Querschnitte berechnet werden, wobei das Verzweigungsverhältnis in die Mittelung eingeht. Bei den theoretischen Werten wurden - falls nicht anders angegeben - die Mittelwerte der Querschnitte aus /3/, /6/ und /27/ gebildet, soweit diese für die entsprechenden Querschnitte vorlagen.

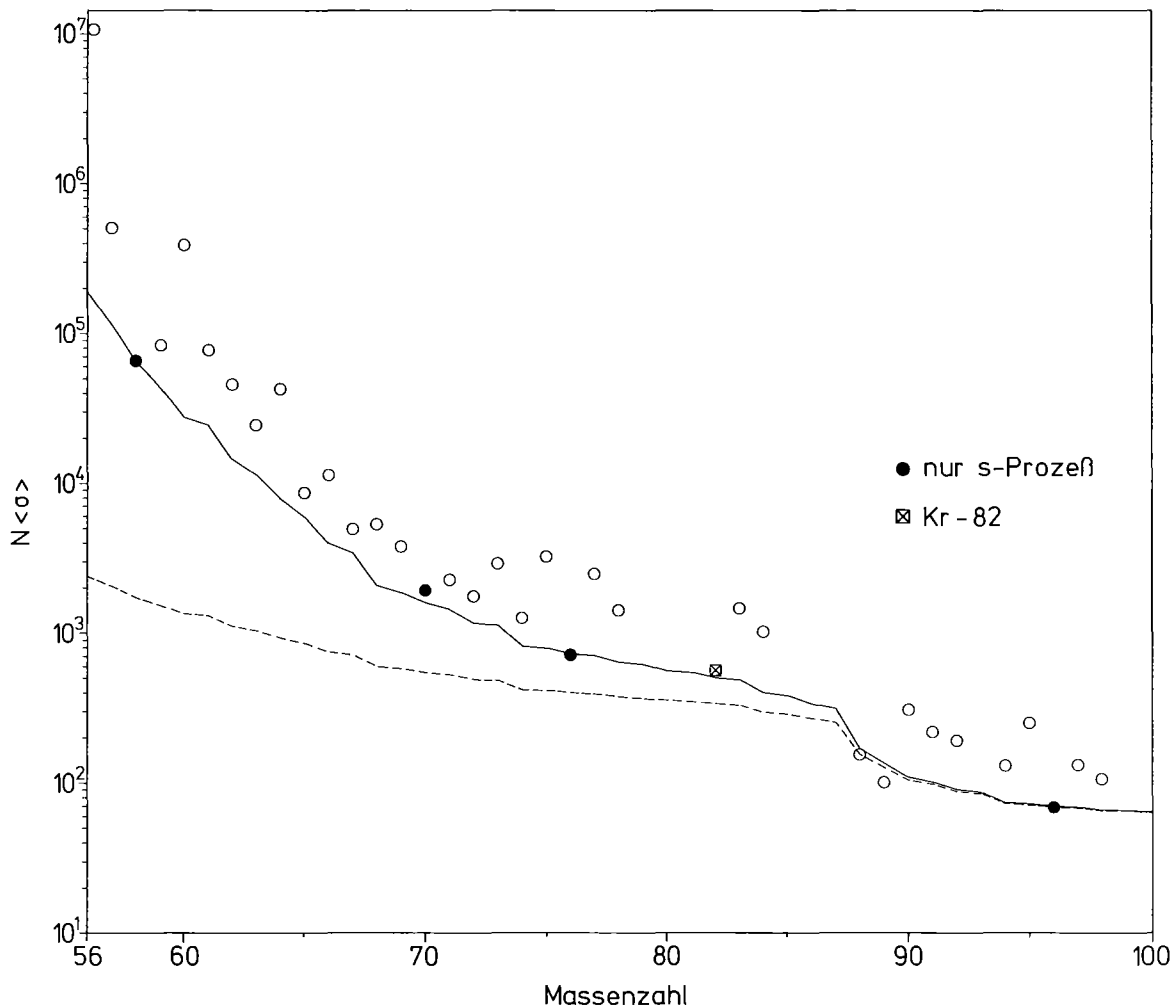


Abb. 23: Die $N\langle\sigma\rangle$ -Kurve berechnet mit dem Neutronenfluß:

$$\rho(\tau) = \frac{23500}{0,053} e^{-\tau/0,053} + \frac{700}{0,22} e^{-\tau/0,22}$$

Die gestrichelte Kurve in Abb. 23 zeigt den Beitrag des zweiten Terms der Neutronenflußverteilung (Gl. (25)). Wegen der größeren Konstanten τ bewirkt dieser Term vorzugsweise die Synthese der Elemente mit $A > 90$. Die besonders hervorgehobenen Punkte kennzeichnen diejenigen Isotope entlang des s-Prozeßpfades, die praktisch ausschließlich durch den s-Prozeß gebildet wurden. Mit Hilfe dieser Punkte wurde versucht, die freien Parameter der Rechnung anzupassen. Durch die Beiträge der übrigen Syntheseprozesse zu den solaren Häufigkeiten N liegen die meisten Punkte oberhalb der berechneten Kurve. Die einzigen Ausnahmen bilden die $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Werte für $A = 88$ und 89 , die leicht unterhalb der berechneten Kurve liegen. Das kann damit begründet werden, daß hier der Neutroneneinfangquerschnitt sowohl theoretisch als auch experimentell schwer zu bestimmen ist, da für diese Kerne wegen der magischen Neutronenzahl 50 die Querschnitte besonders klein sind. Dieser Umstand führt auch zu dem relativ raschen Abfall der $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve in diesem Massenbereich.

Der besonders hervorgehobene Punkt bei $A = 82$ entspricht dem $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Wert für Krypton 82. Auch dieses Isotop wird praktisch ausschließlich im s-Prozeß erzeugt, da es durch Se-82 gegen den r-Prozeß abgeschirmt ist. Für den Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitt wurde der in dieser Arbeit gemessene Wert eingesetzt. Die Häufigkeit N stammt ebenfalls aus der Arbeit von Cameron /9/, obwohl diese vom Autor nur mit sehr pauschalen Annahmen bestimmt wurde. Mit Hilfe der berechneten $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve und mit dem gemessenen Querschnitt für Kr-82 läßt sich deshalb die Häufigkeit des Kr-82 im Sonnensystem zuverlässiger bestimmen. Man findet für die Häufigkeit von Kr-82 mit Satz II von Tabelle 5:

$$N = 4,67 \pm 20 \%$$

Da die isotopischen Häufigkeiten in sehr guter Näherung im ganzen Sonnensystem gleich sind, lassen sich an diesem Wert die Häufigkeiten der übrigen Kryptonisotope normieren. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 7.

Tabelle 6: In der Rechnung verwendete Daten für die Wirkungsquerschnitte der s-Prozeß-Isotope

Isotop	$\langle\sigma\rangle$ (mbarn)	Kommentar
Fe-56	14 + 3	exp. nach /31/
Fe-57	28 + 6	exp. nach /31/
Fe-58	24 + 6	exp. nach /26/
Ni-58	40 + 8	exp. nach /31/
Co-59	38 + 7,6	exp. nach /31/
Ni-60	31 + 6	exp. nach /31/
Ni-61	135 + 27	exp. nach /31/
Ni-62	26 + 5	exp. nach /31/
Ni-63]	66	Mittelwert aus theor.
Cu-63]		Werten (Ni-63) und einer indirekten Bestimmung nach /10/
Cu-64]	38	Mittelwert aus theor. Werten
Ni-64]		und einem exp. Wert für Ni-64
Zn-64]		nach /31/.
Zn-65]	52	Mittelwert aus theor. Werten
Cu-65]		(Zn-65) und einem exp. Wert nach /32/
Zn-66	33	Mittelwert theor.
Zn-67	97	Mittelwert theor.
Zn-68	23 + 3	exp. nach /32/
Ga-69	130 + 30	exp. nach /32/
Ge-70	82	Mittelwert theor.
Ga-71	120 + 30	exp. nach /32/
Ge-72	56	Mittelwert theor.
Ge-73	326	Mittelwert theor.
Ge-74	30	Mittelwert theor. + exp. nach /32/. Exp. Wert mit großem syst. Fehler
As-75	490 + 100	exp. nach /33/
Se-76	135	Theor. Wert nach /23/
Se-77	604	Theor. Wert nach /23/
Se-78	80	Theor. Wert nach /23/
Se-79]	373,5	Mittelwert theor. nach /23/
Br-79]		
Se-80]	90,4	Mittelwert aus theor. Wert nach /23/ (Se-80) und exp. Wert dieser Arbeit
Kr-80]		
Kr-81]	476	Mittelwert aus theor. Werten nach /23/
Br-81]		
Kr-82	105 + 10	exp. diese Arbeit
Kr-83	272 + 16	exp. diese Arbeit
Kr-84	38,7 + 4,5	exp. diese Arbeit
Kr-85]	168	Mittelwert aus theor. Werten (Kr-85) und einem exp. Wert nach /34/
Rb-85]		
Kr-86]	56	Mittelwert aus Daten dieser Arbeit (Kr-86) und exp. Wert nach /35/
Sr-86]		
Rb-87]	93	Mittelwert aus theor. Werten (Rb-87) und exp. Wert nach /35/
Sr-87]		

Tabelle 6 (Fortsetzung)

Isotop	$\langle\sigma\rangle$ (mbarn)	Kommentar
Sr-88	7	exp. nach /35/
Y-89	21	exp. nach /33/
Zr-90	21,5	exp. nach /10/
Zr-91	70	Mittelwert aus exp. Wert nach /10/ und theor. Werten
Zr-92	40	Mittelwert aus exp. Wert nach /10/ und theor. Werten
Zr-93	109	Mittelwert aus theor. Werten
Zr-94	27	Mittelwert aus exp. Wert nach /10/ und theor. Werten
Mo-95	400	Mittelwert aus exp. Wert nach /10/ und theor. Werten
Mo-96	104	exp. nach /10/
Mo-97	350	exp. nach /10/
Mo-98	112	Mittelwert aus exp. Werten nach /33/ und /35/
Tc-99	706	Mittelwert aus theor. Werten
Ru-100	170	Mittelwert aus theor. Werten

Diese neuen Werte liegen 16 % niedriger als die von Cameron aus den Nachbar-elementen linear interpolierten Häufigkeiten.

Isotop	Kr-78	Kr-80	Kr-82	Kr-83	Kr-84	Kr-86
solare Häufigkeit (Si=10 ⁶)	0,14	0,91	4,67	4,63	22,9	6,96
N _p	0,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
N _s	0,0	0,91	4,67	1,75	10,2	2,16
N _r	0,0	0,0	0,0	2,88	12,7	4,80

Tabelle 7: Die aus der s-Prozeß-Systematik neu bestimmten solaren Häufigkeiten der Kr-Isotope und ihre Zuordnung zu den einzelnen Syntheseprozessen

Aus dem Vergleich der berechneten $N\langle\sigma\rangle$ -Kurve und den experimentellen Punkten in Abb. 23 erkennt man, in welcher Größenordnung die Beiträge der übrigen Prozesse für die solaren Häufigkeiten entlang des s-

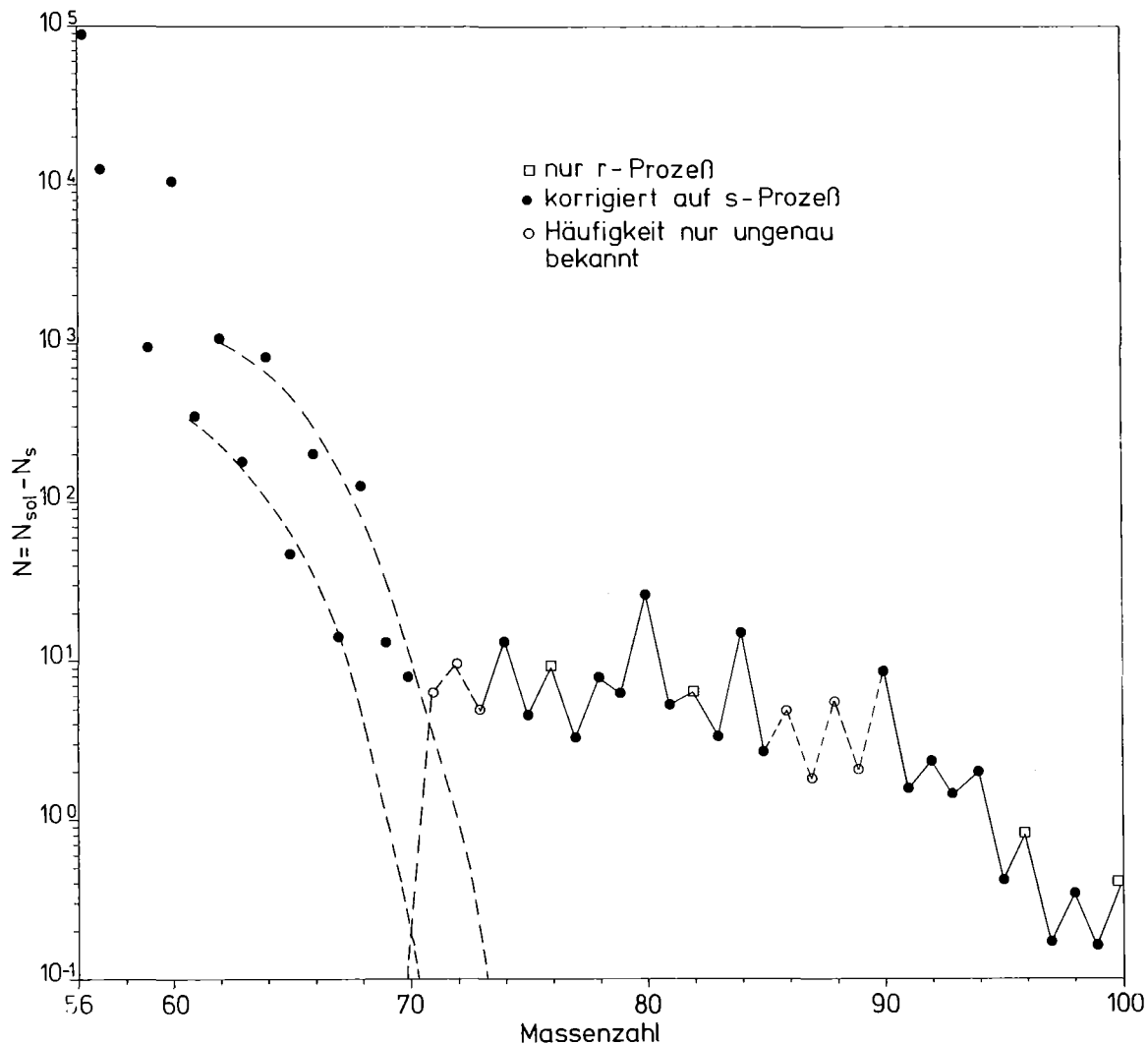


Abb. 24: Die Häufigkeiten aus dem e-Prozeß und aus dem r-Prozeß

Prozeß-Pfades sind. Für eine genauere Untersuchung dieses Zusammenhangs wurden von den solaren Häufigkeiten die berechneten s-Prozeß-Häufigkeiten subtrahiert. Für die einzelnen Massen mußten jetzt noch die Häufigkeiten der Isotope hinzuaddiert werden, die nicht vom s-Prozeß-Pfad berührt werden. Wegen des geringen Anteils von < 10 % wurden alle p-Prozeßanteile vernachlässigt. Das Ergebnis ist in Abb. 24 dargestellt.

Bei niedriger Massenzahl überwiegt eindeutig der e-Prozeß mit einem steilen Abfall bei $A = 70$. Die gestrichelten Linien deuten den Verlauf der e-Prozeß-Häufigkeiten für gerade und ungerade Massenzahlen an. Ab $A = 70$ ist neben dem s-Prozeß der r-Prozeß der bestimmende Synthesemechanismus. Dementsprechend gibt die in Abb. 24 für $A > 70$ eingezeichnete Kurve die im r-Prozeß entstandenen Häufigkeiten wieder. An der Kurve fällt zunächst ein ausgeprägter odd-even Effekt auf. Dieser ist dadurch zu verstehen, daß beim r-Prozeß die Isotope gerader Massenzahl bevorzugt produziert werden. Aufgrund der verbesserten $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve, d.h. aufgrund der verbesserten s-Prozeß-Häufigkeiten, ist es nun möglich, auch die r-Prozeß-Häufigkeiten mit verbesserter Genauigkeit anzugeben. Dies gilt zwar vor allem für die Kryptonisotope, aber auch für den gesamten Massenbereich in Abb. 24. Die reinen r-Prozeß-Isotope, die nicht auf dem Synthesepfad des s-Prozesses liegen, wie z.B. Se-82 für $A = 82$, sind durch Quadrate gekennzeichnet. Die offenen Punkte bei $A = 86, 88$ und 89 deuten an, daß diese Werte nicht direkt bestimmt wurden, sondern aus den Nachbarisotopen oder mit Hilfe plausibler Annahmen interpoliert wurden. Im Fall des Kr-86 ist die Ursache dafür vor allem der große Fehler im Wirkungsquerschnitt. Ähnlich ist es bei Sr-88 und Y-89, die in Abb. 23 aufgrund falscher Querschnitte oder fehlerhafter Häufigkeiten unterhalb der $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve liegen.

Abgesehen vom odd-even-Effekt der r-Prozeß-Häufigkeiten sind diese durch ein breites Maximum zwischen $A = 70$ und $A = 90$ gekennzeichnet sowie offensichtlich durch einen steilen Abfall bei $A = 70$. Dieser Verlauf wird zwar qualitativ von der Theorie belegt (/36,/37/), allerdings gibt es zumindest hinsichtlich der Breite des Maximums einige Diskrepanzen.

5.2 Die Verzweigung des s-Prozeß-Pfads am Se-79

5.2.1 Physikalische Bedingungen des s-Prozesses

Der Ort, an dem der s-Prozeß stattgefunden hat, und die dort herrschenden Bedingungen sind bis heute weithin unbekannt, obwohl es eine große Anzahl von Theorien, Vermutungen und Speku-

lationen hierüber gibt. Diese Unsicherheit wird auch dadurch unterstützt, daß bis heute nicht eindeutig geklärt werden konnte, welche Kernreaktion hauptsächlich die Neutronen für den s-Prozeß liefert. An dieser Stelle sollen nur die Grenzen der physikalischen Bedingungen wiedergegeben werden, die sich aus Berechnungen von Reaktionsnetzwerken an Isotopenketten ergeben (/38/, /39/). Hierbei wurden vor allem reine s-Prozeß-Isotope berücksichtigt (z.B. Te-122, Te-123 und Te-124). Besonders der Einfluß des Elektroneneinfangs auf die $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Korrelationen erlaubt Rückschlüsse auf die physikalischen Bedingungen beim s-Prozeß (Temperatur, Dichte und Neutronenfluß). Aus den Rechnungen findet man für die Temperatur $T \geq 5 \cdot 10^8$ Grad und für die Dichte $\rho \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$. Für den Neutronenfluß bzw. genauer für die Neutronendichte ergeben sich nur geringe Einschränkungen.

Bei der Berechnung der s-Prozeß-Häufigkeiten wurde lediglich der zeitintegrierte Neutronenfluß benötigt. Für die folgenden Rechnungen ist jedoch eine Annahme für die Stärke des Neutronenflusses notwendig. Aus der Literatur /28/ wurde hierfür der Wert von $\phi_n = 3,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entnommen.

5.2.2 Die Bestimmung der Temperatur des s-Prozesses

Die Möglichkeit zur Bestimmung der Temperatur des s-Prozesses ergibt sich aus der Verzweigung des s-Prozeß-Pfades am Se-79. Diese ist in Abb. 25 dargestellt. Die angegebene Halbwertszeit des Se-79 ist nur für den Grundzustand gültig. Bei den für den s-Prozeß erwarteten physikalischen Bedingungen ist diese Halbwertszeit stark von der Temperatur abhängig. Dieses wird dadurch möglich, daß das niedrigliegende unterste angeregte Niveau (96 keV) des Se-79-Kerns eine wesentlich kürzere Halbwertszeit hat als der Grundzustand. Diese Temperaturabhängigkeit wurde u.a. von Ward et al. /28/ berechnet und ist in Abb. 26 wiedergegeben. Um jetzt das Verzweigungsverhältnis am Se-79 berechnen zu können, muß wiederum die Stetigkeit der $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve - vor allen Dingen bei benachbarten Punkten - benutzt werden. Es gibt zwei Möglichkeiten der Berechnung. B_n sei derjenige Anteil, der

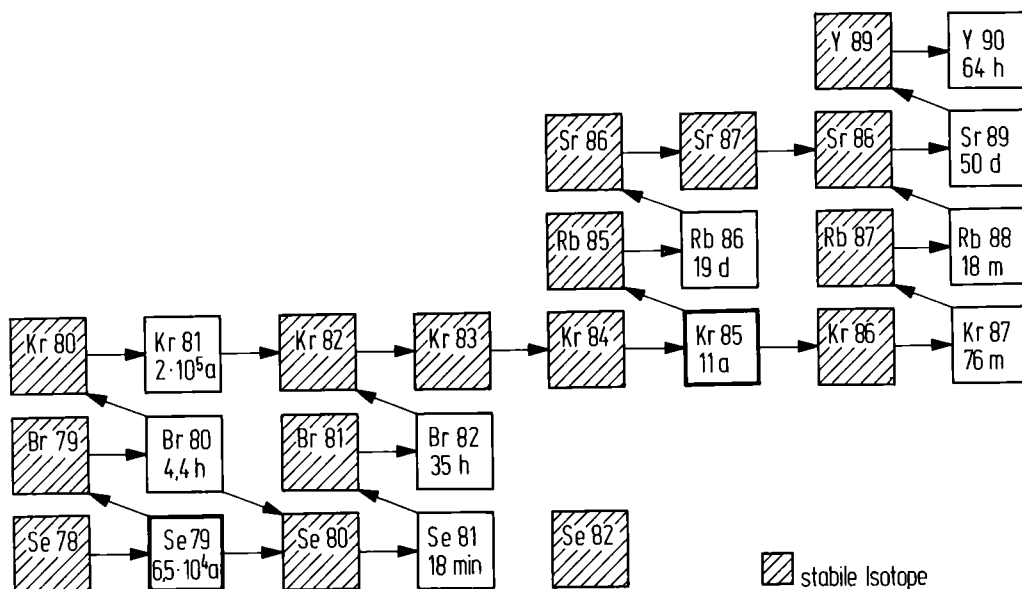


Abb. 25: Die Verzweigung des s-Prozeß-Pfads am Se-79

durch Neutroneneinfang am Se-79 das Se-80 entstehen läßt. Durch Vergleich der $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Werte von Kr-80 und Se-80 ergibt sich dann:

$$B_n = \frac{[N_{\langle\sigma\rangle}] \text{ Se-80}}{[N_{\langle\sigma\rangle}] \text{ Se-80} + [N_{\langle\sigma\rangle}] \text{ Kr-80}} \quad (28)$$

Diese Berechnung hat folgende Nachteile:

- (1) Es gab bisher keinen genauen Wert für die Häufigkeit des Kr-80.
- (2) Es gibt keinen genauen Wert für den Wirkungsquerschnitt des Se-80, da nur widersprüchliche Messungen vorliegen.
- (3) Ein Teil der Häufigkeit des Se-80 wurde im r-Prozeß produziert, wobei der entsprechende Anteil an der Häufigkeit sehr unterschiedlich eingeschätzt wird (20-50 % in /28/).

Bei der anderen, besseren Möglichkeit zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses werden die $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Werte von Kr-80 und Kr-82 verglichen:

$$B_{\beta-} = 1 - B_n = \frac{[N_{\langle\sigma\rangle}] \text{ Kr-80}}{[N_{\langle\sigma\rangle}] \text{ Kr-82}} \quad (29)$$

Hier entspricht $[N_{\langle\sigma\rangle}] \text{ Kr-80}$ dem Anteil, der über den β -Zerfall des Se-79 gebildet wird und $[N_{\langle\sigma\rangle}] \text{ Kr-82}$ enthält den totalen s-Prozeß-Fluß. Für diese Berechnung wurden nur das genau bekannte Isotopenverhältnis und das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Kr-80 und Kr-82 benötigt. Die Querschnitte wurden im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmt. Beide Kryptonisotope sind

gegen den r-Prozeß durch Se-80 und Se-82 abgeschirmt, also nur im s-Prozeß entstanden. Eine kleine Schwierigkeit ergibt sich dadurch, daß die $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Werte an verschiedenen Punkten der $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve ermittelt werden müssen. Aus der berechneten Kurve (siehe Abb. 23) läßt sich dies jedoch recht genau korrigieren, da die Kurve hier noch flach verläuft. Eine weitaus größere Schwierigkeit ergibt sich aus der zusätzlich Verzweigungsmöglichkeit am Br-80, die in der obigen Diskussion vernachlässigt wurde. Nach einer Abschätzung von Conrad /27/ ist dies eine gute Näherung, da nach seiner Abschätzung die Wahrscheinlichkeit für einen β^- -Zerfall des Br-80 zum Kr-80 von 92 % unter Laborbedingungen auf 97 % unter s-Prozeß-Bedingungen ansteigt. Die Behinderung des Elektroneneinfangs zum Se-80 wird durch den mit der Temperatur steigenden Ionisationsgrad begründet. Im direkten Gegensatz dazu steht eine Rechnung von Ward et al. /28/. Hier wird angenommen, daß der Elektroneneinfang sich wegen der hohen Dichte durch Einfang von Elektronen aus dem Kontinuum verstärkt und sich so der Laborwert von 92 % auf 46 % erniedrigt. Diese beiden Möglichkeiten werden im folgenden untersucht. Es sei schon hier bemerkt, daß der Verzweigungsgrad beim Zerfall des Br-80 für die Genauigkeit der Temperaturbestimmung entscheidend ist.

Führt man die β^- -Zerfallsrate λ_{β^-} für das Se-79 ein, so ergibt sich aus Gleichung(28):

$$B_n = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_{\beta^-}} \quad (30)$$

Die Neutroneneinfangrate λ_n kann über den Neutronenfluß ϕ_n und den Einfangquerschnitt des Se-79 bestimmt werden:

$$\lambda_n = \phi_n \cdot \langle\sigma\rangle_{\text{Se-79}} \quad (31)$$

Hiermit ergibt sich für die stellare β^- -Zerfallsrate des Se-79:

$$\lambda_{\beta^-} = \lambda_n \left(\frac{1}{B_n} - 1 \right) \quad (32)$$

Die Temperatur läßt sich jetzt mit Hilfe der Kurve in Abb. 26 bestimmen.

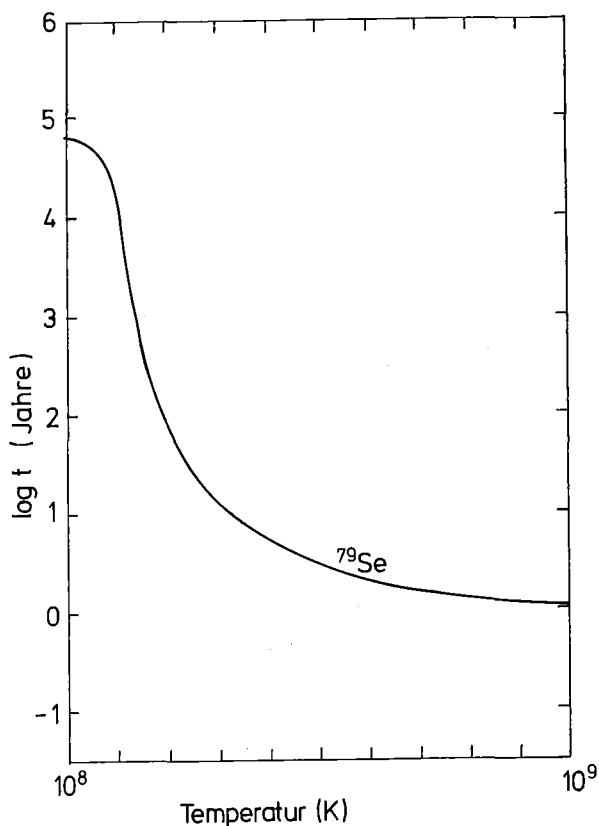


Abb. 26:
Die Abhängigkeit der Halbwertszeit
des Se-79 von der Temperatur
(nach /28/).

Mit Gleichung (29) gilt analog:

$$B_{\beta^-} = 1 - B_n = \frac{\lambda_{\beta^-}}{\lambda_{\beta^-} + \lambda_n} \quad (33)$$

Für die genaue Berechnung der Verzweigung benötigt man außerdem noch Gleichung (27), die zur Berechnung der $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Kurve benutzt wurde. Die Berücksichtigung des Elektroneneinfangs EC am Br-80 führt dazu, daß $[N_{\langle\sigma\rangle}]_{\text{Kr-80}}$ hier proportional zu $(1-EC)$ wird. Aus Gleichung (29) erkennt man den starken Einfluß von EC auf das Ergebnis. Der berechnete Wert für $[N_{\langle\sigma\rangle}]_{\text{Kr-82}}$ ist unabhängig von EC und beträgt 490,0 mb. Außer von EC hängt das Ergebnis nur noch nach Gleichung (31) vom Neutronenfluß ϕ ab, der zu $\phi = 3,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ angenommen wurde und vom Neutroneneinfangquerschnitt des Se-79. Für diesen wurde entsprechend neueren Rechnungen von G. Reffo und F. Fabbri /23/ $\langle\sigma\rangle = 274 \text{ mb}$ angenommen. Die Rechnungen zeigen, daß alle anderen Häufigkeiten bzw. $N_{\langle\sigma\rangle}$ -Werte entlang der Verzweigung nur von geringem Einfluß auf das Ergebnis sind. Die Annahme von $EC = 0,54$ ergibt für B_{β^-} einen Wert von 0,799, wodurch die Zerfallsrate $\lambda_{\beta^-} = 4,15 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ wird. Dies führt zu einer Halbwertszeit von 5,3 Jahren für das

Se-79. Die Temperatur des s-Prozesses ergibt sich dann aus Abb. 26 zu $T = 4,1 \cdot 10^8$ Grad. Dies entspricht einer thermischen Energie von:

$$kT = 35,5 \text{ keV.}$$

Aus Abb. 26 erkennt man, daß es für kleine Halbwertszeiten praktisch keine Lösung mehr gibt. Dieser Grenzfall wird für $EC > 0,63$ erreicht. Der andere Extremfall entsprechend den Abschätzungen von Conrad /27/ ist durch $EC = 0$ gegeben. Hier wird $B_{\beta^-} = 0,37$, und die Halbwertszeit beträgt jetzt 39 Jahre. Aus Abb. 26 liest man dafür eine Temperatur von $T = 2,3 \cdot 10^8$ Grad ab, was einer thermischen Energie von $kT = 19,9$ keV entspricht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Verzweigung am Se-79 entscheidend vom Elektroneneinfang am Br-80 abhängt. Mit Hilfe der gemessenen Kryptonquerschnitte kann unter der Annahme $EC = 0$ eine untere Grenze für die Temperatur beim s-Prozeß angegeben werden: $T = 2,3 \cdot 10^8$ K oder $kT = 19,9$ keV. Vertraut man den Rechnungen von Ward et al. /28/, so ergibt sich für die Temperatur des s-Prozesses $T = 4,1 \cdot 10^8$ K oder $kT = 35,5$ keV. Dieses könnte die Rechnungen von Arnould /39/ bestätigen, der für die Temperatur beim s-Prozeß $T \geq 5 \cdot 10^8$ K erhält (vgl. Kapitel 5.2.1). Diese Temperaturen liegen höher als bisher angenommen. Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß die vorliegende Rechnung am Se-79 nur eine mittlere Temperatur liefern kann, da man nicht weiß, ob alle s-Prozeß-Kerne unter denselben physikalischen Bedingungen produziert wurden.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Die Messung von Neutroneneinfangquerschnitten an Edelgasen im keV-Bereich stellt ein erhebliches experimentelles Problem dar, besonders dann, wenn eine gute Energieauflösung gefordert wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment aufgebaut, das es ermöglicht, sehr kleine Neutroneneinfangquerschnitte bis zu wenigen mb mit guter Genauigkeit auch an Gasen zu bestimmen. Durch die Verwendung von Hochdruckgastargets konnte die Empfindlichkeit der Messung entscheidend verbessert werden. Da außerdem die Zeitauflösung der großvolumigen C_6D_6 -Detektoren auf $\sim 0,5$ ns reduziert werden konnte, war es möglich, die geforderte gute Energieauflösung sicherzustellen. Der experimentelle Aufbau gestattet es, gleichzeitig auch die totalen Wirkungsquerschnitte der Proben mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Die an den Kryptonisotopen durchgeführten Messungen waren auch deshalb schwierig, weil zum Teil keine hochangereicherten Isotope erhältlich waren. Die angewandte Methode der Impulshöhenwichtung nach Maier-Leibnitz kann bei Isotopengemischen zu größeren systematischen Fehlern führen. Diese Fehler ließen sich durch eine geeignete Auswahl der Gasgemische reduzieren. Die gleichzeitige Messung des Koinzidenzspektrums der beiden C_6D_6 -Detektoren ermöglichte es darüberhinaus, die Neutroneneinfangquerschnitte von Isotopengemischen unabhängig von der Impulshöhenwichtung zu bestimmen. Beide Methoden führten zu konsistenten Ergebnissen.

Die Neutroneneinfangquerschnitte der Kryptonisotope wurden mit guter Genauigkeit bestimmt und daraus ihre Mittelwerte über Maxwell-Boltzmann-Verteilungen verschiedener Temperaturen im Bereich $kT = 15-40$ keV berechnet. Solche Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitte sind für die Astrophysik - insbesondere für die Nukleosynthese im s-Prozeß - von Bedeutung. Die vorliegenden Ergebnisse erlauben eine verbesserte Berechnung der für den s-Prozeß charakteristischen $N\langle\sigma\rangle$ -Kurve, die es ermöglichte, die ursprüngliche Häufigkeit des Kryptons zu bestimmen. Ferner war es mit Hilfe dieser Rechnung möglich, genauere Kenntnisse über den Einfluß anderer Syntheseprozesses - wie e-Prozeß und r-Prozeß - auf die solaren Häufigkeiten im Massenbereich $56 \leq A \leq 100$ zu gewinnen. Die physikalischen Bedingungen des

s-Prozesses sind zur Zeit leider nur sehr ungenau bekannt. Deshalb ist die Analyse der Verzweigung des s-Prozeß-Pfades am Se-79, wie sie mit den Kryptonquerschnitten möglich wurde, von besonderer Bedeutung. Über die Temperaturabhängigkeit der Halbwertszeit des Se-79 konnte eine untere Grenze für die Temperatur beim s-Prozeß angegeben werden: $T_{\min} = 2,3 \cdot 10^8$ K bzw. $kT = 20$ keV. Als wahrscheinlichster Wert für die Temperatur ergab sich $T = 4,1 \cdot 10^8$ K oder $kT = 35,5$ keV.

Anhang

I. Die isotopische Zusammensetzung der Kryptonproben

Probe	Anreicherungsgrad in % für					
	Kr-78	Kr-80	Kr-82	Kr-83	Kr-84	Kr-86
1) Kr-nat	0,35	2,25	11,6	11,5	57,0	17,3
2) Kr-84	-	-	-	-	100,0	-
3) "Kr-82"	0,18	20,26	75,57	3,78	0,2	-
4) "Kr-78"	9,0	35,0	34,7	9,5	11,6	0,3
5) Kr-83	-	-	16,1	71,0	12,9	-

II. Der als Standard verwendete Au-197 Neutroneneinfangquerschnitt nach ENDF/B-IV

Neutronenenergie (keV)	σ (mb)
2,0000	4121,3
2,8093	3130,7
3,6186	2550,9
4,1421	2313,9
4,6656	2123,4
5,8328	1834,1
7,0000	1627,2
8,0839	1468,1
10,0000	1225,0
12,0000	1050,0
14,0000	925,0
16,0000	850,0
18,0000	790,0
20,0000	735,0
22,0000	698,2
24,0000	664,0
26,0000	638,0
28,0000	609,0
30,0000	584,0
32,0000	566,0
34,0000	548,0
36,0000	530,0
38,0000	512,5
40,0000	501,0
42,0000	489,0
44,0000	479,0
46,0000	469,0
48,0000	459,0

Neutronenenergie (keV)	σ (mb)
50,0	449,0
52,0	440,0
54,0	431,0
56,0	423,0
58,0	417,6
60,0	408,0
65,0	390,0
70,0	372,5
75,0	357,5
80,0	341,0
85,0	330,0
90,0	326,0
95,0	320,0
100,0	313,0
120,0	301,0
130,0	295,0
140,0	290,0
150,0	283,0
160,0	279,0
170,0	273,0
180,0	268,0
190,0	262,0
200,0	257,6
210,0	251,0
220,0	245,0
230,0	241,0
240,0	235,0
250,0	230,0
260,0	225,0
270,0	220,0
280,0	216,0
290,0	212,0
300,0	208,0
320,0	198,0

III. Die Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte der Kryptonproben für verschiedene thermische Energien kT

thermische Energie kT	Maxwell-gemittelter Wirkungsquerschnitt (mb)				
	Kr-nat	Kr-84	"Kr-82"	"Kr-78"	"Kr-83"
15 keV	104,4 \pm 2,3	66,8 \pm 5,4	184,5 \pm 4,1	257,6 \pm 4,5	341,8 \pm 5,8
20 keV	88,1 \pm 1,5	52,6 \pm 3,5	165,4 \pm 2,6	231,6 \pm 2,9	282,6 \pm 3,7
25 keV	77,0 \pm 1,0	44,2 \pm 2,4	150,5 \pm 1,9	211,0 \pm 2,0	243,1 \pm 2,6
30 keV	69,0 \pm 0,8	38,7 \pm 1,8	138,8 \pm 1,4	194,8 \pm 1,5	214,8 \pm 2,0
35 keV	63,0 \pm 0,6	34,9 \pm 1,4	129,8 \pm 1,1	182,0 \pm 1,2	193,9 \pm 1,6
40 keV	58,4 \pm 0,5	32,0 \pm 1,2	122,6 \pm 0,9	171,9 \pm 1,0	177,8 \pm 1,3

Die angegebene Unsicherheit entspricht jeweils nur dem statistischen Fehler.

Der durch die Messung erfaßte Energiebereich überdeckt den Anteil vom Normierungsintegral der Maxwell-Mittelung für die verschiedenen thermischen Energien wie folgt:

15 keV:	98,8 %
20 keV:	99,3 %
25 keV:	99,5 %
30 keV:	99,4 %
35 keV:	99,1 %
40 keV:	98,3 %

Literatur

- /1/ B.J. Allen, A.R. de L. Musgrove (1970) AAEC/TM 573.
- /2/ A.R. de L. Musgrove, AAEC/E-211 (November 1970).
- /3/ V. Benzi et al. CNEN-RT/FI (72)6 (1972).
- /4/ V. Benzi et al. Il Nuovo Cimento, Vol. 13B, No. 2, 226 (1973).
- /5/ A. Prince, BNL-NCS-50503 (ENDF-232) (1974).
- /6/ J.A. Holmes, S.E. Woosley, W.A. Fowler, B.A. Zimmermann,
Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 18, No. 4, 305 (1976).
- /7/ H.G. Kruse, Il Nuovo Cimento, 35A, No. 2, 211 (1976).
- /8/ E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle,
Rev. Mod. Phys. 29, No 4, 547 (1957).
- /9/ A.G.W. Cameron, Explosive Nucleosynthesis: Proc. of the
Conference on Explosive Nucleosynthesis, Eds. D.N. Schramm,
W.D. Arnett, Univ. of Texas Press, Austin and London (1973).
- /10/ B.J. Allen, J.H. Gibbons, R.L. Macklin, Advances in
Nucl. Phys., Eds. M. Baranger, E. Vogt, 4, 205 (1971).
- /11/ R.L. Macklin, J.H. Gibbons, T. Inada, Nucl. Phys. 43, S. 535,
(1963).
- /12/ K. Wisshak, F. Käppeler, Nucl. Sci. Eng. 66, 363 (1978).
- /13/ F. Hensley, KfK 2504, 11 (1977).
- /14/ H. Liskien, A. Paulsen, Atomic Data and Nucl. Data Tables
15, 57 (1975).
- /15/ D.I. Garbner, R.R. Kinsey, BNL 325, (1976).
- /16/ F. Hensley, KfK 2686, 145 (1978).
- /17/ F.J. Vaughn, W.L. Imhof, R.G. Johnson, M. Walt, Phys. Rev.
118, No. 3, 683 (1960).
- /18/ C. Coceva, F. Corvi, P. Giacobbe, Nucl. Phys. A 117, S.586
(1968).
- /19/ F.H. Fröhner, Gulf General Atomic GA-8380 (1968).
- /20/ H.T. Maguire, Jr., H.M. Fisher, R.C. Block, Proceedings
of the Intern. Conf. on Neutron Phys. and Nucl. Data
for Reactor and Other Applied Purposes, Harwell, S. 472
(1978).
- /21/ C.M. Jensen, R.G. Lanier, G.L. Struble, L.G. Mann,
Phys. Rev. C 15, No 6, 1972 (1977).

- /22/ D.H. White, R.E. Birkett, NIM 73, 260 (1969).
- /23/ C. Reffo, F. Fabbri, private Mitteilung (1979).
- /24/ S.W. Woosley, W.D. Arnett, D.D. Clayton,
The Astrophysical Journal Supplement Series 261, 231
(1973).
- /25/ K.L. Hainebach, D.D. Clayton, W.D. Arnett, S.E. Woosley,
Astrophys. Journal, 193, 157 (1974).
- /26/ L.D. Hong, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1977).
- /27/ J.H. Conrad, Dissertation, Universität Heidelberg (1976).
- /28/ R.A. Ward, M.J. Newman, D.D. Clayton, The Astrophysical
Supplement Series, 31, 33 (1976).
- /29/ J.P. Amiet, H.D. Zeh, Astronomy and Astrophys. 28, 427 (1973).
- /30/ D.D. Clayton, Principles of Stellar Evolution and Nucleo-
synthesis, MacGraw Hill, N.Y. (1968).
- /31/ H. Beer, R.R. Spencer, A. Ernst, Astronomy and Astrophys.
37, 197 (1974).
- /32/ A.K. Chaubey, M.L. Sehgal, Phys. Rev. 152, 1055 (1966).
- /33/ S.S. Hasan, A.R. Chaubey, M.L. Sehgal, Il Nuovo Cimento,
58 B, 402 (1968).
- /34/ D.C. Stupegia, M. Schmidt, C.R. Keedy, A.A. Modson,
J. Nucl. Energy 22, 267 (1968).
- /35/ R.L. Macklin, J.H. Gibbons, Rev. of Mod. Phys. 37, 166
(1965).
- /36/ W. Hillebrand, K. Takahashi, T. Kodama, Astron. and Astrophys.
52, 63 (1976).
- /37/ P.A. Seeger, W.A. Fowler, D.D. Clayton, Astrophys. J. Suppl.
11, 121 (1965).
- /38/ M. Arnould, Astronomy & Astrophys. 21, 401 (1972).
- /39/ M. Arnould, Astronomy & Astrophys. 31, 371 (1974).