

Messung einiger (n, γ) -Spektren mit einem Paarspektrometer hoher Empfindlichkeit

von der
Eidgenössischen Technischen
Hochschule in Zürich
zur Erlangung
der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften
genehmigte
Promotionsarbeit

vorgelegt von
Heinz Enzo Knoepfel
Dipl.-Physiker ETH
von Hundwil (Appenzell a. Rh.)

Referent: Herr Prof. Dr. P. SCHERRER
Korreferent: Herr Prof. Dr. P. STOLL

1959

Diese Arbeit erschien unter den Namen H. KNOEPFEL, P. SCHERRER und
P. STOLL in „Zeitschrift für Physik“, Bd. 156, S. 293–317 (1959)
Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg

Aus dem Physikalischen Institut
der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich

Messung einiger (n, γ)-Spektren mit einem Paarspektrometer hoher Empfindlichkeit

Von
H. KNOEPFEL

Mit 19 Figuren im Text

A pairspectrometer of the 180° -focussing type with high efficiency and good resolution is described. The efficiency has been determined in function of the energy, both theoretically and experimentally and it is possible, therefore, to use this spectrometer for absolute calibration of gamma rays above 2.5 MeV. The evaluation methods of the pair spectra allow the single line to be determined with an error as little as ± 8 keV (from 2.5 to 9 MeV).

We have measured the neutron capture gamma spectrum of J^{127} , Cs^{133} , $Ir^{191, 193}$, Bi^{201} and given the energy and intensity of the resolved gamma rays. From these results it is possible to compute the binding energy of the last neutron and also some unknown levels.

The experiments, which have been performed in connection with the pairspectrometer, have shown an interesting possibility for research work with reactors. With an appropriate experimental arrangement and some special neutron capture gamma spectra, monochromatic gamma rays in the energy range between 3 and 11 MeV are obtained, which are better and much more intense as corresponding gamma rays from (p, γ) reactions.

A. Einleitung

1. Die praktische Ausmessung von Gammastrahlen über 2 MeV beruht ausschließlich auf indirekten Prozessen. Im Gebiet zwischen 2 und 5 MeV sind dies die Paarerzeugung und speziell der Compton-effekt. Oberhalb dieser Energien sind Gammamessungen, die auf dem Paarerzeugungsprozeß beruhen, hinsichtlich Auflösungsvermögen und Genauigkeit unübertrefflich. Dies folgt auch ganz allgemein aus dem Verlauf der verschiedenen Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung zwischen Gammastrahlung und Materie.

Das in dieser Arbeit beschriebene Gamma-Paarspektrometer wurde hauptsächlich im Hinblick auf die Ausmessung von (p, γ)- und ($d, p\gamma$)-Reaktionen an leichten Kernen geplant. Die Vorteile des Paarspektrometers als Gamma-Meßinstrument liegen im hohen Auflösungsvermögen und in der genauen und absoluten Energiebestimmung. Da das Meßresultat als Koinzidenzspektrum bestimmt wird, ist das Instrument

gegen Streuuntergrund weitgehend unempfindlich: dies ist ein weiterer, oft entscheidender Vorteil. Als Hauptnachteil gilt seine relativ kleine Empfindlichkeit. Beim Aufbau unseres Spektrometers haben wir besonders darauf geachtet, diesem Nachteil entgegen zu wirken.

Dank der großen Empfindlichkeit und dem besonders guten Auflösungsvermögen war es möglich, das Paarspektrometer auch am „Saphir“-Reaktor in Würenlingen einzusetzen, wo einige unbekannt (n, γ)-Spektren ausgemessen wurden, deren Kompliziertheit große Anforderungen an die apparativen Eigenschaften stellt. Diese Reaktionen beanspruchen ein bestimmtes Interesse in der Kernphysik, da sie die Erforschung der höheren Energiezustände im Kern erlauben. Die intensitätsmäßige Auswertung der Gammaskpektren liefert zudem wertvolle Informationen für die sehr dürftige elektromagnetische Strahlungstheorie des Atomkerns. Die (n, γ)-Reaktionen sind aber auch in anderen, zum Teil angewandten Gebieten von Bedeutung, so z.B. in der Astrophysik, besonders aber in der Reaktorphysik.

Der durch den Neutroneneinfang angeregte Kern emittiert die Anregungsenergie fast ausschließlich in Form von Gammaquanten, da die Emission geladener Teilchen aus Energiegründen unwahrscheinlich ist. Die dem Kern zugeführte Energie $Q + T$ ($Q =$ Neutron-Bindungsenergie; $T =$ kinetische Energie) kann einem Energiezustand im Kern entsprechen; meistens ist der Einfang des thermischen Neutrons aber nicht resonant und verläuft nach dem bekannten $1/\sqrt{T}$ -Gesetz. In diesem Fall startet der Gammazerfall von einem Quasikontinuum von Energiezuständen und die gemessene Intensität der Gammastrahlung kann nicht zur Bestimmung des Matrixelementes eines einzelnen Überganges dienen.

Die Beschreibung der (n, γ)-Reaktion erfolgt am zweckmäßigsten mit Hilfe der Compoundkern-Vorstellung, d. h. man trennt den Neutroneneinfang vollständig vom Ausstrahlungsprozeß, eine Annahme die in diesem Fall durchaus vernünftig erscheint.

Der Einfang eines thermischen Neutrons erfolgt praktisch nur in Form einer s -Welle, so daß die Drehimpuls- und Paritätsänderung bekannt sind. Wenn J der Drehimpuls des Targetkernes ist, so beträgt er im allgemeinen im angeregten Zustand des Compoundkernes nach Einfang unpolarisierter Neutronen

$$J \pm \frac{1}{2},$$

da das Vorzeichen bei der Spinaddition meistens beliebig ist. Die Parität ändert sich bei s -Einfang nicht.

Eine sinnvolle theoretische Auswertung der vielen experimentellen Resultate über (n, γ)-Reaktionen gelingt vorläufig nur in wenigen Fällen, zumal die exakte Interpretation der Meßresultate im Sinne des Schalenmodells wegen diesen Unbestimmtheiten gar nicht einfach ist.

Eine interessante Möglichkeit für die theoretische Deutung liegt in der statistischen Erfassung der gemessenen Spektren. Die dazu nötigen theoretischen Grundlagen müßten allerdings noch zuerst ausgearbeitet werden. Das (unaufgelöste) Meßspektrum kann durch eine Verteilung N dargestellt werden, die von der Niveaudichte $n(E)$ des Kernes und von der Emissionswahrscheinlichkeit $w(E, l, \pi)$ eines Gammaquanten der Energie E , Parität π und Drehimpuls l abhängt,

$$N = N(n(E), w(E, l, \pi)).$$

Wenn nun diese Abhängigkeit aus der Theorie bekannt wäre, so könnte, durch geeignete Annahmen, entweder die Niveaudichte oder die Emissionswahrscheinlichkeit direkt aus der Meßkurve N abgeleitet werden.

2. Experimentelle Methoden bei (n, γ) -Messungen. Die Kompliziertheit der (n, γ) -Spektren stellt große Anforderungen an die experimentellen Meßeinrichtungen. Es wurden praktisch alle bekannten Gamma-meßmethoden bei diesen Experimenten angewendet^{1, 2}. Je nach Energiebereich und Problemstellung müssen verschiedene Gammaspktrometer eingesetzt werden, von denen keines für sich den Anspruch von absoluter Eignung erheben kann. Die wichtigsten apparativen Eigenschaften sind Auflösungsvermögen und Empfindlichkeit. Letztere wird hier definiert als gemessene Stoßzahl im Kurvenmaximum pro einfallendes Gammaquant.

Direkte Meßmethoden die auf einfacher und doppelter Kristallbeugung beruhen gehen praktisch bis 2 MeV, da die Empfindlichkeit, die hier noch 10^{-10} beträgt, dann sehr rasch abnimmt³. Kristall-Szintillatoren in einfacher Schaltung ergeben keine guten Resultate, da das schlechte Auflösungsvermögen und die komplizierte Linienform eine schlechte Auflösung der Spektren ermöglicht; dazu kommt noch, daß diese Methode sehr empfindlich auf Untergrund, speziell auf die bei einem Reaktor immer vorhandenen Neutronen ist. Günstiger sind Koinzidenzschaltungen, mit denen man durch Unterdrückung des Compton-schwanzes einfachere Linienform erreicht. Ein interessantes Beispiel in dieser Hinsicht ist das Szintillationspaarspektrometer: es werden vom Hauptszintillator nur Impulse gezählt, wenn gleichzeitig in zwei entgegengesetzt aufgestellten Zusatzszintillatoren die beiden Annihilationsquanten registriert werden⁴.

Magnetische Spektrometer sind allen andern Methoden bezüglich Genauigkeit, Auflösung und Unempfindlichkeit auf Untergrund überlegen. Bei diesen Instrumenten wird die Gammaenergie auf die Messung

¹ BÄCKSTRÖM, G.: Nucl. Instrum. 4, 5 (1959).

² LANG, J.: Diplomarbeit ETH 1959 (unveröffentlicht).

³ KNOWLES, J. W.: Canad. J. Phys. 37, 203 (1959).

⁴ Vgl. z. B. BENT, R. D., and T. H. KRUSE: Phys. Rev. 108, 802 (1957).

des gestreuten Comptonelektrons oder des erzeugten Elektron-Positron-Paares zurückgeführt. Im Prinzip können also die verschiedenen Beta-spektrometer (z.B. axialfokussierender oder 180°-fokussierender Typ) zur Gammamessung verwendet werden. Fig. 1 zeigt die gemessene Empfindlichkeit und das Auflösungsvermögen der wichtigsten magnetischen Gammaspktrometer. Man sieht, daß das in dieser Arbeit beschriebene Paarspektrometer bezüglich Empfindlichkeit im Energiebereich über 5 MeV allen anderen überlegen ist.

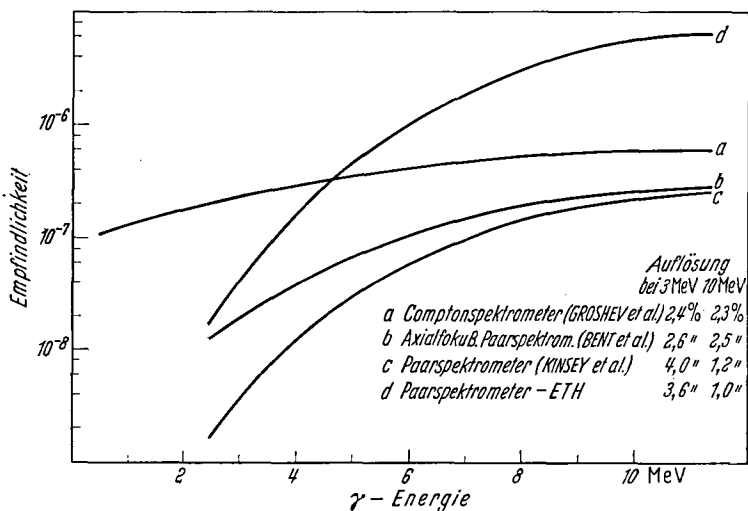


Fig. 1. Absolute Empfindlichkeiten verschiedener magnetischer Gammaspktrometer. Die Kurven beziehen sich auf experimentelle Angaben in den betreffenden Arbeiten: a⁵, b⁶, c⁷

Das Prinzip auf dem die Meßmethode beruht ist folgendes (vgl. z.B. Fig. 2). Ein Gammaquant erzeugt in einer dünnen Folie — dem sog. Konverter — ein Elektron-Positron-Paar. Die beiden Teilchen durchlaufen im Magnetfeld H eine halbe Kreisbahn (180°) mit dem Radius r_- , r_+ und werden von je einem in Koinzidenz geschalteten Zählrohr nachgewiesen. Für die Gammaenergie k gilt in erster Näherung (k in eV, r in cm, H in Gauß gemessen)

$$k = 300 r_- H + 300 r_+ H = 300 d H$$

($d = r_- + r_+$ = halber Abstand der koinzidierenden Zählrohre), und somit ist diese Meßmethode unabhängig vom Paarentstehungsort; dies

⁵ GROSHEV, L. V., B. P. ADIASSEVITCH u. A. M. DEMIDOV: Proc. Conf. Atomic Energy, Vol. 2, S. 46, Genf 1955.

⁶ BENT, R. D., T. W. BONNER, J. H. MCCRARY, W. A. RANKEN u. R. F. SIPPEL: Phys. Rev. 99, 710 (1955).

⁷ KINSEY, B. B., u. G. A. BARTHOLOMEW: Canad. J. Phys. 31, 537 (1953).

ermöglicht die Verwendung eines Konverters großer Fläche. Zur zusätzlichen Steigerung der Empfindlichkeit hat unsere Apparatur nicht nur ein, sondern noch je neun in Koinzidenz geschaltete Zählrohre (vgl. Fig. 5).

B. Das Gamma-Paarspektrometer

1. **Der mechanische Aufbau.** Das eigentliche Spektrometer besteht aus einem großen Magnet und der zwischen den Polschuhen eingeschobenen Meßkammer. Der Magnet hat rechteckige Polschuhe mit den Dimensionen 30×50 cm. Er

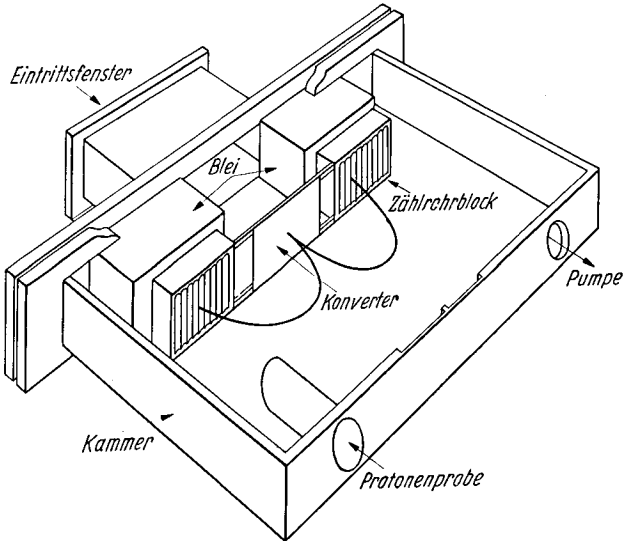


Fig. 2. Schnitt durch die Spektrometerkammer

liefert bei normalem Betrieb 3000 Gß bei 21 Amp. Mit Hilfe von Zusatzspulen, die bei den hier beschriebenen Messungen noch nicht benötigt wurden, kann das Feld auf 5000 Gß erhöht werden. Das Magnetfeld wurde mit Hilfe der Protonenresonanz sorgfältig ausgemessen. Die Messung ergab, daß innerhalb einem Gebiet von 18×32 cm die größten Abweichungen vom Mittelwert $\pm 0,5\%$ betragen. Die Meßanordnung wurde auf Grund dieser Resultate dimensioniert, und zwar so, daß praktisch alle Elektronen- und Positronenbahnen innerhalb diesem Gebiet verlaufen. Die Spektrometerkammer hat, den Polschuhen des Magnets entsprechend, rechteckigen Querschnitt (vgl. Fig. 2) und ist völlig aus Messing gebaut. Die gesamte Meßeinrichtung ist auf dem Deckel montiert, so daß sie sich mühelos aus der Kammer herausnehmen läßt.

Das Eintrittsfenster, bestehend aus einer 0,1 mm dicken Aluminiumfolie, ist etwas vorverlegt (vgl. Fig. 2), damit die dort entstehenden Paare und Compton-Elektronen durch das magnetische Streufeld noch seitlich abgelenkt werden. Die Kammerwände sind teilweise mit einem weitmaschigen Aluminiumraaster belegt, das eine wesentliche Verminderung der störenden Streueffekte bewirkt. Da die Kollimationseinrichtung im Bestrahlungskanal einen sehr scharf begrenzten Gammastrahl ausblendet, ist die Abschirmung der Zählrohre praktisch nicht notwendig.

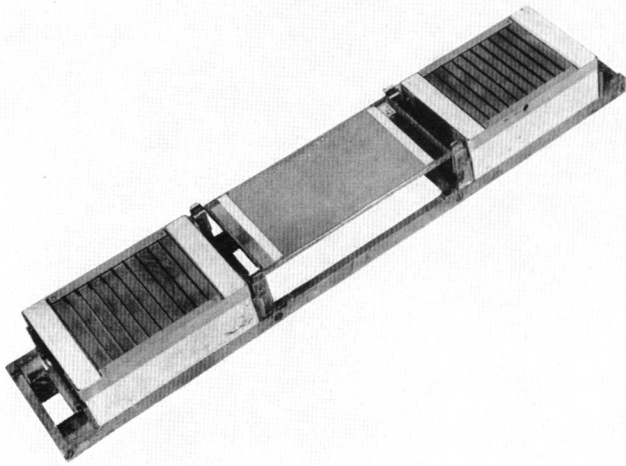


Fig. 3. Der auswechselbare Zählrohrrahmen. Man erkennt die beiden Zählrohrblöcke mit aufgelegter Bleikulisse; dazwischen ist der 8μ dicke Goldkonverter aufgespannt

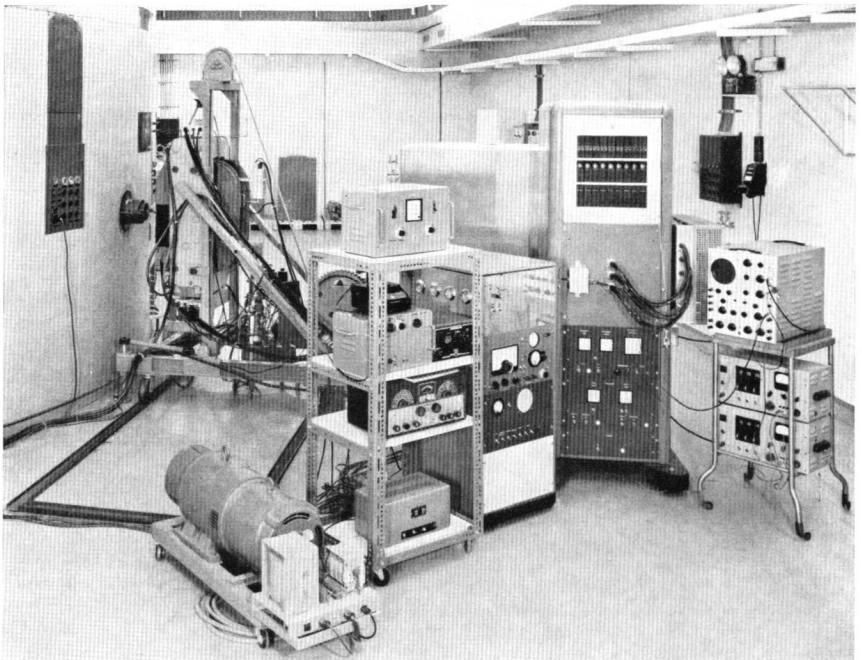


Fig. 4. Gesamtansicht der Apparatur während der Messung am Reaktor. Hinten links ist das Paarspektrometer auf seinem fahrbaren Gestell; links davon ist noch die Kollimationseinrichtung des Bestrahlungskanals sichtbar. Rechts im Bilde ist der Kasten mit der Paarspektrometer-Elektronik. Vorn befindet sich die Gleichstrommaschine; dahinter rechts die elektronische Einrichtung zur Messung und Stabilisierung des Magnetfeldes

Der fast zwei Tonnen schwere Magnet ist auf einem fahrbaren Gestell gelagert, das die Einstellung in jede beliebige Raumrichtung erlaubt:

Die beiden Zählleinheiten bestehen je aus einem Messingblock, in dem die neun Zählrohre eingefräst sind. Die einzelnen Zählrohre haben 8 mm Durchmesser und sind durch eine 0,5 mm dicke Wand getrennt. Durch spezielle Konstruktion wurde erreicht, daß von der Gesamtlänge der Zählrohre von 80 mm nur 10 mm für die Hochspannungseinführung, für die beidseitige Drahteinspannung und für den mechanisch stabilen und vakuumdichten Abschluß benötigt werden: dies ist für die Empfindlichkeit des Apparates, die sehr stark von der ansprechenden Zählrohlänge

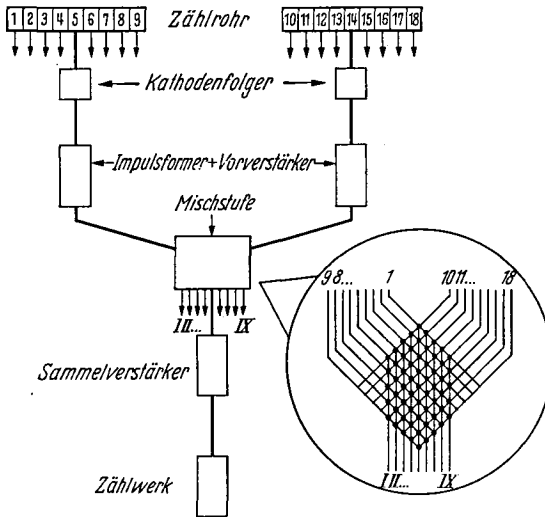


Fig. 5. Das Blockschema der Paarspektrometer-Elektronik. Rechts im Bilde ist die Mischstufe schematisch dargestellt: wie leicht einzusehen ist, kommen nur diejenigen Koinzidenzimpulse auf den gleichen Ausgangskanal, die von Zählrohrpaaren gleichen Abstands stammen

abhängt, von großer Bedeutung. Das Eintrittsfenster besteht aus einer einzigen 50μ dicken Kupferfolie; darüber liegt eine 3 mm dicke Bleikulisse, die für jedes Zählrohr einen bestimmten Eintrittspalt definiert. Die Breite des Spaltes ist bestimmend für Empfindlichkeit und Auflösung des Spektrometers. Die meisten Messungen wurden mit einem Spalt von 2 mm Breite und 68 mm Länge durchgeführt: sämtliche Spektrometereigenschaften beziehen sich auf diese Dimensionen.

Die Herstellung des Konverters bereitete einige Schwierigkeiten, da Folien dicken von nur einigen μ nicht handelsüblich sind und ferner bei 70 mm Breite und 120 mm Länge auch nirgends gewalzt werden konnten. Wir mußten diese Folien selbst herstellen. So wurde z. B. in einer Goldlösung durch schichtweises Galvanisieren eine 8 mg/cm^2 dicke, mechanisch feste Goldfolie aufgebaut; in einem anderen Verfahren konnte durch Abätzen eine 13 mg/cm^2 dicke Wolframfolie hergestellt werden. Erfahrungsgemäß beträgt die optimale Konverterdicke 7 bis 9 mg/cm^2 . Bei größeren Dicken ist die Empfindlichkeitszunahme nur unwesentlich, dafür verschlechtert sich das Auflösungsvermögen. Die beiden Zählleinheiten und der Konverter sind auf einem starren Rahmen montiert (Fig. 3), der sich leicht auswechseln läßt.

2. Der elektronische Teil. Das Blockschema der elektronischen Apparatur zeigt Fig. 5. Das wichtigste Element davon ist die Mischstufe, in der die nach dem geo-

metrischen Abstand der ansprechenden Zählrohre geordneten Koinzidenzen auf neun verschiedene Ausgangskanäle verteilt werden. Es wird also gleichzeitig an neun verschiedenen Stellen im Energiespektrum gemessen.

Die gesamte Elektronik ist in einem fahrbaren Metallkasten untergebracht. Nach Möglichkeit wurden alle Schaltelemente in steckbare und daher austauschbare Einheiten zusammengefaßt. Abgriffe an wichtigen Punkten der elektronischen Apparatur, wie vor den Vorverstärkern, Koinzidenzstufen und Sammelverstärkern wurden auf die Frontplatte geführt, damit die Elektronik auch in Betrieb überprüft werden kann. Die verschiedenen Elemente wurden nach Möglichkeit nach konventionellen und bewährten Schaltungen gebaut. Als Koinzidenzstufe dient eine Kathodenmischstufe. Sie wird mit negativen Impulsen von -50 V und $0,8\text{ }\mu\text{sec}$ Basislänge gespiesen. Am Ausgang ist eine Kristalldiode eingebaut, die zur Ent-

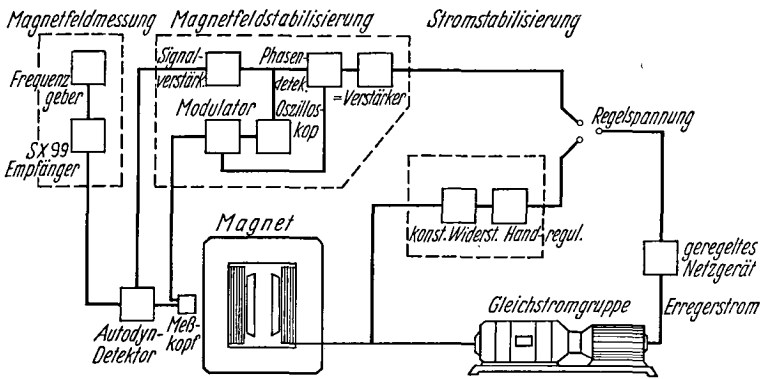


Fig. 6. Das Blockschema der Magnetfeldmessung und Stabilisierung

kopplung der Stufen dient, da ja bis neun solche Mischstufen an einem Ausgangskanal hängen; damit wurde verhindert, daß das Koinzidenzsignal durch die restlichen Mischstufen versickert. Dank der guten Vorverstärkung beträgt das Auflösungsvermögen durchschnittlich $0,9\text{ }\mu\text{sec}$. Das Meßergebnis der neun Ausgangskanäle wird durch je eine Dekaden-Zähleinheit und eine elektromagnetische Zähleinheit aufgezeichnet.

3. Die Messung und Stabilisierung des Magnetfeldes. Das Magnetfeld wird mit Hilfe der Protonenresonanzmethode von 600 bis 5000 Gß gemessen (vgl. Fig. 6): mit einem bescheidenen apparativen Mehraufwand erlaubt diese Methode eine auf mindestens $0,5\text{ ‰}$ genaue und im Vergleich z.B. mit dem Induktionsverfahren absolute Magnetfeldbestimmung. Als Autodyn-Detektor dient sowohl die Transitronschaltung von HAHN und KNOEBEL⁸ als auch ein leicht abgeänderter Hopkins-Oszillator⁹, wobei aber mit letzterem bedeutend bessere Signale erhalten wurden.

Der Magnetstrom wird von einer Gleichstromgruppe geliefert; die Einstellung und Stabilisierung des Magnetfeldes geschieht über den Erregerstrom der Gleichstrommaschine. Die Stabilisierung erfolgt ent-

⁸ KNOEBEL, H.W., u. E.L. HAHN: Rev. Sci. Instrum. **22**, 904 (1951).

⁹ HOPKINS, N. J.: Rev. Sci. Instrum. **20**, 401 (1949).

weder direkt, d.h. mit dem Protonenresonanzsignal, oder durch Stromstabilisierung. Letztere Methode hat sich als genügend erwiesen und im Betrieb durchaus bewährt.

4. Der experimentelle Aufbau der Meßeinrichtung am Reaktor. Im Zusammenhang mit den geplanten Experimenten galt es, die wichtigsten Daten über Neutronenfluß und Gammastrahlung im Reaktorkanal zu bestimmen¹⁰. Zusätzlich wurde das Problem der Thermalisierung unter-

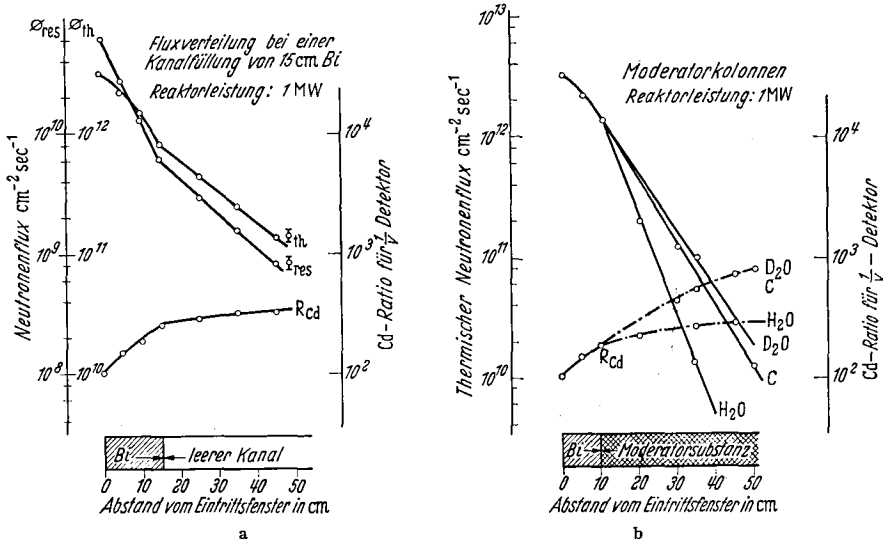


Fig. 7. a Die Flußverteilung im Radialkanal nach 15 cm Wismut zur Absorption des Reaktor-Gammauntergrundes. b Der Einfluß einer „Moderatorsubstanz“ auf den thermischen Neutronenfluß und auf das Cadmium-Ratio (für $1/\nu$ -Detektor korrigiert)

sucht, da ein möglichst großer Anteil thermischer Neutronen in vielen Fällen wünschenswert ist. Die thermische und epithermische Neutronenflußverteilung im Bestrahlungskanal wurde mit geeichten Goldfolien-sonden (38 mg/cm^2) ausgemessen. Erwartungsgemäß ist der Einfluß der Moderatorsubstanz hier gering, da der Kanaldurchmesser (12 cm) fast von der gleichen Größenordnung der mittleren Streuweglänge für Neutronen ist und sich somit die Abbremsung der Neutronen größtenteils in dem das Rohr umgebenden Wasser abspielt (vgl. Fig. 7).

Die Kollimation im Radialkanal wurde auf Grund dieser Resultate entworfen und hat sich sehr gut bewährt (vgl. Fig. 8). Da der Bestrahlungskanal aus einem doppelwandigen Rohr besteht, ist die Wärmeleitung sehr schlecht und das für die Absorption des sehr starken Reaktor-Gammauntergrundes benützte Wismut erhitze sich daher bei

¹⁰ KNOEFFEL, H., CH. MENOUD u. P. STOLL: Helv. phys. Acta **31**, 330 (1958). Z. Physik. Bd. 156

maximaler Reaktorleistung (1 MW) auf über seinen Schmelzpunkt. Aus diesem Grund konnte die volle Leistung nie ausgenutzt werden.

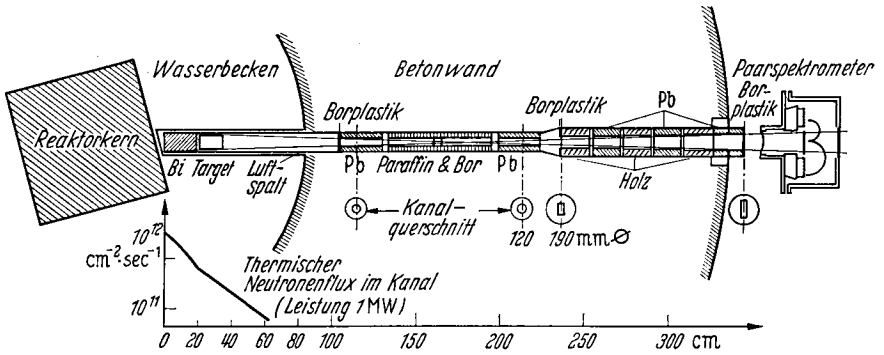


Fig. 8. Die Kollimation im Radialkanal. Der Gammastrahl bleibt auch noch einige Meter nach dem Kollimator scharf begrenzt. Die schnellen Neutronen streuen etwas mehr, doch stören sie die Meßeinrichtung nicht

Eine andere Bestrahlungsmöglichkeit besteht im Tangentialkanal (Fig. 9), der allerdings nur einen Durchmesser von 6,8 cm aufweist. Das

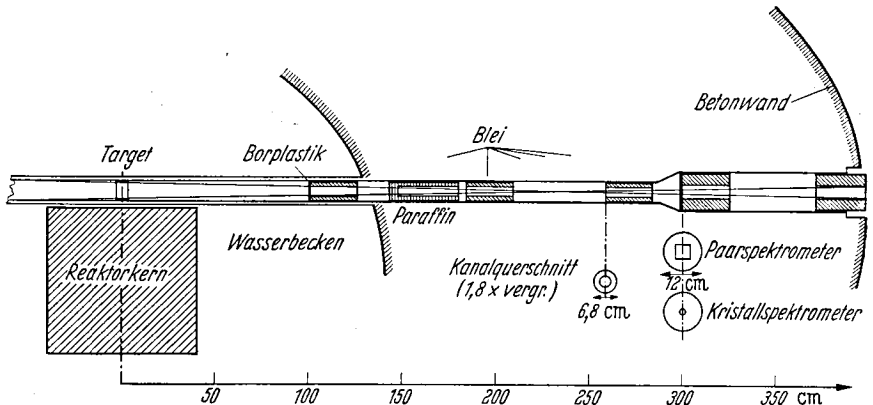


Fig. 9. Die Kollimation im Tangentialkanal. Bei sorgfältiger Einrichtung kann hier der Reaktor-Gamma-Untergrund nur durch Streuung an der Luft und an dem Target in den kollimierten Gammastrahl gelangen. Der Gamma-Untergrund an der Meßstelle zwischen 3 und 8 MeV ist bei gleichem Target-Neutronfluß fast 10mal geringer als im Radialkanal

Target befindet sich hier in einem rund 10mal größeren Neutronenflux und bei sorgfältiger Kollimation kann das Signal-Untergrund-Verhältnis im Energiebereich über 3 MeV im Vergleich zum Radialkanal 8mal verbessert werden. Dies ist für die Messung schwacher Linien von großer Bedeutung.

C. Die Auswertungsmethoden

1. Die Energiebestimmung. Bei der Energiebestimmung geht es darum, die genaueste Beziehung zwischen dem gemessenen Energie-

spektrum des Elektron-Positron-Paares und der tatsächlichen Quantenenergie der Gammastrahlung zu finden. Der wesentliche Prozeß, den es bei dieser Zuordnung zu berücksichtigen gibt, ist natürlich die Paarentstehung selbst. Sie wird theoretisch durch die auf dem Bornschen Näherungsformalismus beruhende Bethe-Heitler-Formel für den differentiellen Paarerzeugungsquerschnitt beschrieben. Durch Integration dieser Formel über die Geometrie unserer Meßanordnung ist es im Prinzip möglich, die ideale Meßkurve einer Gammalinie zu bestimmen.

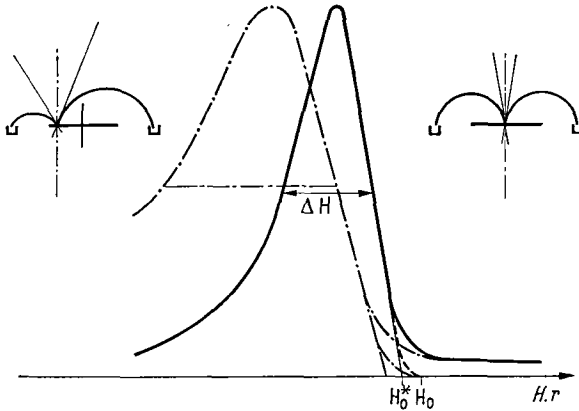


Fig. 10. Die experimentell bestimmte Kurve für die Einzellinie, für 2 und 4 mm Schlitzbreite s . Die beiden Skizzen im oberen Teil der Abbildung zeigen schematisch, welche Paare den linken, bzw. den rechten Teil der Kurve aufbauen. Dieser komplizierte Entstehungsmechanismus führt auf eine eigentümliche, unsymmetrische Linienform, deren Verlauf noch von mehreren Parametern, wie Energie, relative Spaltbreite s/d , Auflösungsvermögen usw. abhängt. Für die übrigen Angaben vgl. man mit dem Text

Praktisch ist diese Rechnung sehr mühsam und nur durch wesentliche, vereinfachende Annahmen und numerische Rechnung durchführbar⁷. Experimentell wird für eine freistehende Gammalinie die in Fig. 10 gezeigte Kurvenform gemessen. Es ist leicht einzusehen, daß diejenigen Paare zum rechten Teil der Kurve beitragen, die

- a) praktisch in der Gammaeinfallrichtung entstehen,
- b) noch knapp die innere Kante der Zählrohre erreichen und
- c) in der Mitte des Konverters entstehen, d.h. bei denen sich die Energie gleichmäßig auf Elektron und Positron verteilt.

Der Verlauf der Kurve auf der äußersten Rechten wird durch unvermeidbare Streueffekte verwischt: er läßt sich aber erraten, wenn man weiß, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Paarentstehung in der Photoneinfallrichtung in hoher Ordnung verschwindet; die rechte, praktisch gerade Flanke wird sich daher sehr stark an die Abszisse anschmiegen (gestrichelte Kurve in der Figur).

Da der Kern, in dessen Feld die Paarentstehung stattfindet, wegen der großen Masse praktisch keine Energie aufnimmt, kann für die

Energie k des γ -Quants

$$k = (p_+^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}} + (p_-^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}}$$

geschrieben werden, wobei p , m_0 den Impuls, bzw. die Ruhemasse des Elektrons (—) und Positrons (+) bedeuten. Es gilt ferner die Larmor-Beziehung

$$pc = \frac{1}{2} H r e,$$

wo r der Krümmungsradius im Magnetfeld H ist.

Es ist vorteilhafter, nicht wie in einer anderen Arbeit¹¹ das zum Kurvenmaximum gehörende Feld H_M einzusetzen, sondern dasjenige, das zum rechten Schnittpunkt der Kurve mit der Abszisse gehört, da dort die Verhältnisse nach Feststellung a), b) und c) sauber definiert sind: insbesondere läßt sich der zu diesem Feld H_0 gehörende Radius r exakt als Abstand zum inneren Zählrohrtrand angeben, und damit die Genauigkeit der ganzen Messung erheblich verbessern. Wir folgen damit im wesentlichen der Methode von KINSEY und BARTHOLOMEW⁷. Aus den beiden vorangehenden Formeln folgt dann

$$k = \frac{e H_0 r_+}{2} \left(1 + \frac{4 m_0^2 c^4}{e^2 H_0^2 r_+^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{e H_0 r_-}{2} \left(1 + \frac{4 m_0^2 c^4}{e^2 H_0^2 r_-^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Zur Vereinfachung führen wir noch

$$k_0 = \frac{1}{2} e H_0 d$$

ein, mit $d = r_+ + r_- =$ halber Abstand zwischen den inneren Kanten der koinzidierenden Zählrohre. Für den Korrekturterm in der Klammer genügt wegen Feststellung c) die Näherung $r_+ = r_- = d/2$. Damit gilt nun einfach

$$k = k_0 \left(1 + \frac{4 m_0^2 c^4}{\hbar_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} = k_0 \cdot S(k_0),$$

wobei wir zur praktischen Berechnung die Entwicklung

$$S(k_0) = 1 + \frac{2 m_0^2 c^4}{\hbar_0^2} - 2 \left(\frac{m_0^2 c^4}{\hbar_0^2} \right)^2 + 4 \left(\frac{m_0^2 c^4}{\hbar_0^2} \right)^3 - \dots$$

benützt haben.

Wie schon bemerkt wurde und wie auch aus Fig. 10 hervorgeht, läßt sich das Feld H_0 nicht aus der gemessenen Kurve bestimmen. Hingegen ist es möglich, das Feld H_0^* als Schnittpunkt zwischen der Abszisse und der Verlängerung der rechten Flanke genau anzugeben. Die daraus resultierende Energiedifferenz, die sog. Fußkorrektur, bezeichnen wir mit Δk . Unserer Meßmethode entsprechend, drücken wir das Magnetfeld

¹¹ WALKER, R. L., u. B. D. MCDANIEL: Phys. Rev. 74, 315 (1948).

noch mit der Protonenresonanzfrequenz f aus und erhalten dann die für die Auswertung der Spektren praktische Formel

$$k = k_0^* \cdot S(k_0^*) + \Delta k$$

$$k_0^* = 0,0704103 f^* d,$$

wobei sich die mit Stern bezeichneten Größen auf den experimentell bestimmbaren Wert H_0^* beziehen (k in MeV, f^* in MHz und d in cm).

Die theoretisch berechnete⁷ und experimentell nachgeprüfte Fußkorrektur Δk ist in Fig. 11 für die Kanäle 1, 5 und 9 in Funktion der Energie aufgetragen.

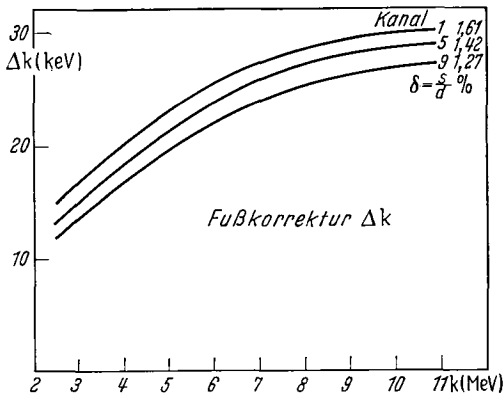


Fig. 11. Die Fußkorrektur Δk ist hier in Funktion der Energie für die Kanäle 1, 5 und 9 aufgetragen

Fehlerabschätzung. Die Unsicherheit bei der Magnetfeldmessung beträgt bei der hier beschriebenen Protonenresonanzapparatur maximal $0,5\%$. Andererseits ist der Fehler von d , der bei der Justierung der Bleikulissen entsteht, nicht größer als $0,05$ mm. Dazu kommt noch die Unsicherheit der Fußkorrektur, die mit ± 4 keV angegeben werden kann. Für eine einzelne, freistehende Linie beträgt der Fehler im Bereich von 4 bis 9 MeV etwa ± 8 keV.

Bei komplizierten Spektren, wie dies hier beim Jod, Caesium und Iridium der Fall ist, bekommt man bei der Auflösung in Einzellinien eine zusätzliche Unsicherheit. Durch Vergleich der Resultate aus den verschiedenen Kanälen kann diese aber sehr gut abgeschätzt werden. Es ergibt sich ein maximaler Fehler, der je nach der Lage und Stärke der Linie ± 15 keV oder mehr beträgt.

2. Die Intensitätsbestimmung. Von den gemessenen Gammaskpektren interessiert außer der Energie der einzelnen Linien auch noch ihre absolute Intensität, welche z. B. in Anzahl Quanten pro Neutroneneinfang angegeben werden kann. Die Intensitätsbestimmung läßt sich auf verschiedene Arten durchführen. Wir haben uns für eine relative Meßmethode entschlossen bei der die nicht gut bestimmbareren Größen, wie z. B. Geometrie, Neutronenflußverteilung usw., herausfallen. Werden zwei Substanzen (1), (2) in bekanntem Mengenverhältnis N_1/N_2 miteinander

vermischt, so gilt für das Verhältnis q_1/q_2 der Koinzidenzraten im Scheitel zweier Gammalinien k_1, k_2

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{N_1 \cdot \sigma_1 \cdot Q_1 \cdot T(k_1) \cdot \varepsilon(k_1)}{N_2 \cdot \sigma_2 \cdot Q_2 \cdot T(k_2) \cdot \varepsilon(k_2)}.$$

Es bedeuten ferner: σ = Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang; Q = absolute Intensität in Quanten pro Neutroneneinfang; $T(k)$ = totaler Absorptionskoeffizient der Gammastrahlung in dem Target und zwischen Target und Spektrometer; $\varepsilon(k)$ = spektrale Empfindlichkeit des Paarspektrometers.

Als Mischsubstanz wurde Nickelpulver verwendet und als Eichlinie diente seine 8,99 MeV-Linie. Nickel hat den Vorteil, daß sein Spektrum relativ einfach ist und daß die erwähnte starke Linie die zu eichenden Spektren nicht stört, da diese meist bei kleineren Energien aufhören. Diese Linie wiederum wurde mit ähnlichem Verfahren mit der 2,75 MeV-Linie aus der bekannten Kaskade vom Zerfall des Na^{24} und mit der 7,38 MeV-Linie, die bei Neutroneneinfang an Pb^{207} entsteht, geeicht. Von beiden Gammalinien weiß man mit Sicherheit aus anderen Messungen, daß $Q = 1$. Die Durchführung des Experimentes wird weiter vorn beschrieben. Wir bekommen im Gegensatz zu anderen Autoren^{5,7} für diese Eichlinie den Wert $Q = 0,57$; der Unterschied zu⁷ beruht im wesentlichen nur auf dem hier benutzten neuen Wert für Ni^{58} , $\sigma = 4,4\text{b}^{12}$.

3. Die spektrale Empfindlichkeit des Paarspektrometers. Das Paarspektrometer eignet sich sehr gut für absolute Intensitätsmessungen bei hohen Energien. Der Grund dafür liegt in der einfachen Kurvenform der Einzellinie und in der linearen Beziehung zwischen Scheitelhöhe und Intensität.

Wir haben die absolute spektrale Empfindlichkeit des Paarspektrometers theoretisch berechnet, indem wir die Bethe-Heitler-Formel über die Geometrie des Apparates integriert und die Höhe des Kurvenmaximums pro einfallendes Photon als absolutes Intensitätsmaß numerisch in Funktion der Energie bestimmt haben². Das theoretische Ergebnis wurde mit mehreren Gammalinien verschiedener Energie und mit zwei völlig unabhängigen Methoden experimentell nachgeprüft: die auf den Konverter fallende Gammaintensität wurde erstens mit Hilfe von Neutronenfluß, (n, γ)-Wirkungsquerschnitt und Raumwinkel berechnet und zweitens mit zwei $\text{NaJ}(\text{Tl}^*)$ -Kristallen ($1\frac{1}{2} \times 1\frac{1}{2}$ in. und 4×5 in.) experimentell bestimmt. Die dazu benützten Gammastrahlen sind die (n, γ)-Linien bekannter Intensität von Pb^{207} (7,38 MeV), Bi^{209} (4,17 MeV) und Ni^{58} (8,99 MeV) und die 2,75 MeV-Linie aus dem Na^{24} -Zerfall. Für dieses letztere Experiment diente ein 2 kg schweres NaF-Target von 130 Curie Aktivität.

¹² HUGHES, D. J., u. R. B. SCHWARTZ: BNL 325, July 1958.

Die intensitätsmäßige Auswertung der Szintillationspektren erfolgte mit Hilfe der Photolinie. Da brauchbare experimentelle Angaben über die Ausbeute der Photolinie bei Energien über 3 MeV fehlen, benützten wir theoretisch bestimmte Werte, die allerdings nur bis 5 MeV vorliegen¹³. Für die Auswertung der 7,38 MeV-Bleilinie mußte eine

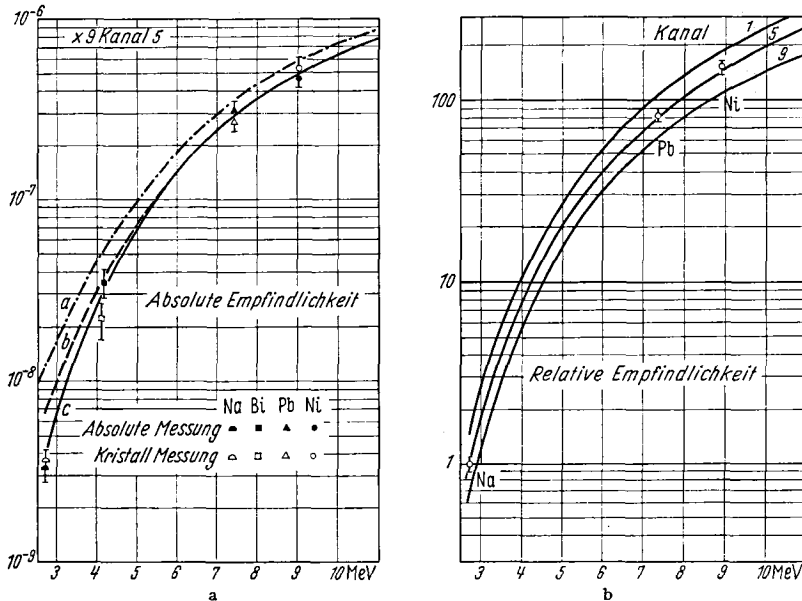


Fig. 12. a Die absolute Empfindlichkeitskurve. a_1 ist die theoretisch berechnete Kurve, aus der Integration der Bethe-Heitler-Formel, für den Fall des unendlich langen und dünnen Zählrohrschlitzes; b_1 ist für die tatsächliche Dicke und c zusätzlich für die tatsächliche Länge des durch die Bleikulisse definierten Eintrittspaltes korrigiert. Die endgültige Kurve c ist mit den mit zwei ganz verschiedenen Methoden bestimmten experimentellen Werten für die Na-, Bi-, Pb- und Ni-Gammalinie verglichen. Die Übereinstimmung ist erstaunlich gut und zeigt die Zuverlässigkeit der experimentellen Einrichtung für absolute Intensitätsmessungen. Daß die theoretische Kurve gerade auf der richtigen Höhe sitzt, ist zufällig, da der Fehler für deren Absolutbetrag aus ganz prinzipiellen Unbestimmtheiten der theoretischen Formel mindestens $\pm 40\%$ beträgt. Hingegen ist der relative Verlauf der theoretischen Kurve genauer. b Die relative Empfindlichkeitskurve für die Kanäle 1, 5 und 9 (vgl. den Text)

andere, ebenfalls theoretisch bestimmte Methode angewendet werden, die jedoch nicht mehr so genau ist¹⁴. Da für NaJ-Kristalle bei 9 MeV überhaupt keine zuverlässigen absoluten Intensitätseichungen existieren, wurde beim Nickel von einem bekannten Na-Ni-Gemisch die 2,75 MeV-Linie absolut gemessen und das Resultat auf die 8,99 MeV-Linie umgerechnet. Die andere Meßmethode beruht im wesentlichen auf einer Neutronen-Flußmessung und der Abschätzung des effektiven Raumwinkels der Kollimation. Für erstere gelten die früher gemachten

¹³ FLÜGGE, S. (Hrsg.), Handbuch der Physik, Bd. 45, Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik II. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

¹⁴ HUBBELL, J. H.: Rev. Sci. Instrum. 29, 65 (1958).

Bemerkungen. Die Bestimmung des Raumwinkels, die dank der guten Geometrie ziemlich genau ausfällt, erfolgt mit Berücksichtigung von „Licht- und Halbschattenzone“; letztere liefert einen nicht zu vernachlässigbaren Beitrag von etwa 30%. Als weitere wichtige Größe geht in dieser Meßmethode das Produkt $\Phi \cdot Q \cdot \sigma$ ein ($\Phi =$ Neutronenflux) *.

Das Ergebnis für Kanal 5 und pro Statistik zeigt Fig. 12a. Das Experiment ist für die absoluten Werte genauer, dafür liefert die Theorie den relativen Empfindlichkeitsverlauf.

Für die Intensitätseichung der gemessenen (n, γ) -Spektren genügt die Kenntnis der relativen Empfindlichkeit $\varepsilon(k_1)/\varepsilon(k_2)$. Diese wurde mit einem separaten Experiment, welches genauer als die absoluten Messungen ist, nachgeprüft. Als Target dienten hier folgende Mischungen: 1 kg PbO und 7 g Ni; 2 kg NaF und 100 g Ni. Der Vergleich der gemessenen Intensitäten für die Pb²⁰⁷- und Na²⁴-Linie bei Berücksichtigung aller energieabhängigen Faktoren ergibt die relative Empfindlichkeit **. In Fig. 12b ist die theoretische Kurve für Kanal 5 und pro Statistik in die gemessenen Na und Pb Punkte gelegt und bei 2,75 MeV willkürlich mit 1 normiert worden. Mit der relativen Spaltbreite δ variiert auch die Empfindlichkeit zwischen den verschiedenen Meßkanälen; in der Figur ist deshalb noch der experimentell bestimmte Verlauf für Kanal 1 und 9 eingetragen.

D. Meßergebnisse und Diskussion

1. Caesium. Die Messung der Spektren von Cs, J, Ir erfolgte am Radialkanal (vgl. Fig. 7 und 8). Der Untergrund wurde sorgfältig bestimmt. Im Meßspektrum erkennt man die 7,6 MeV Al-Linie (Reaktor und Bestrahlungskanal!) und die 4,1 MeV Bi-Linie (Gammaabsorber!) als breites Maximum mit 0,4 Imp. pro min und Statistik; sonst ist keine Struktur des im Mittel 0,25 Imp. pro min hohen und bis 7,8 MeV reichenden Untergrundes feststellbar.

Als Targetmaterial dienten hier 400 g reinstes Cs₂CO₃ [weder der Kohlenstoff- noch der Sauerstoffkern ergeben störenden (n, γ) -Untergrund]. Das gesamte Meßspektrum wird von jedem der 9 Kanäle aufgezeichnet; Fig. 13 zeigt z. B. das in den Kanälen 3, 5 und 7 gleichzeitig gemessene Spektrum. Die Auswertung geschieht durch Auflösung in einzelne Linien (vgl. Fig. 15) und das endgültige Resultat folgt aus dem Mittelwert über die Kanäle. Das absolute, mit der Apparateempfindlichkeit korrigierte Spektrum zeigt Fig. 14. Als Ordinate ist die Intensität in Anzahl Quanten pro 100 Neutroneneinfänge und pro 100 keV

* Für Wismut benützen wir $\sigma = 0,034 \pm 0,002$ b und den in dieser Arbeit bestimmten Wert $Q = 0,81$ für die beiden Linien bei 4,17 MeV zusammen.

** Wird der $Q \cdot \sigma$ -Wert der 8,99 MeV Nickellinie aus einer anderen Arbeit⁷ verwendet, so kann auch diese Linie als relativer Eichpunkt beigezogen werden.

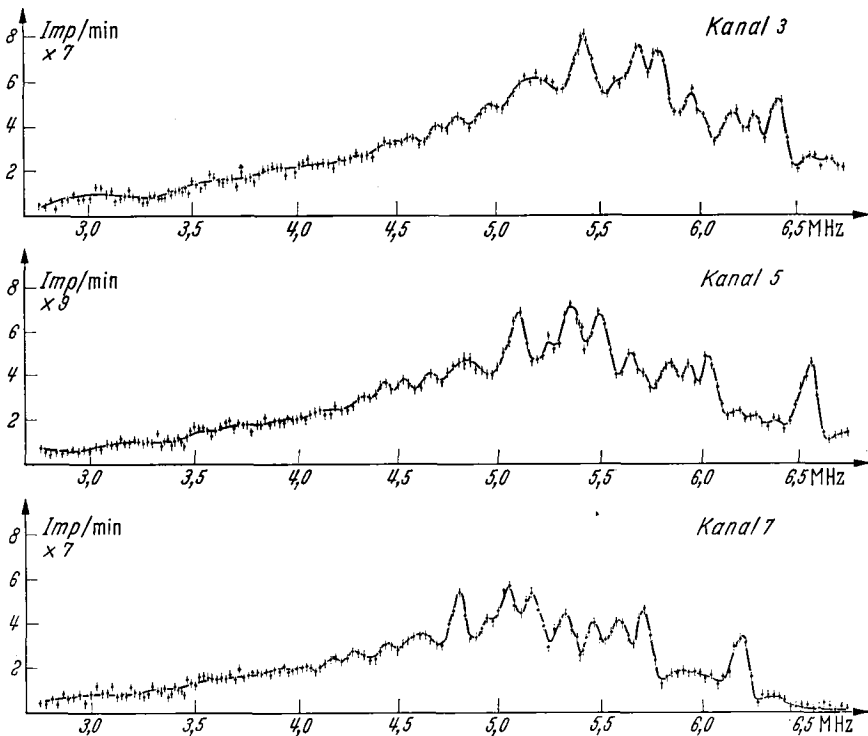


Fig. 13. Das Caesium-Meßspektrum. Als Ordinate ist die Anzahl Impulse pro min und Statistik aufgetragen. Dies bedeutet z. B. daß im Kanal 5, der durch 9 Koinzidenzstufen gespiesen wird (vgl. Fig. 5), tatsächlich 9mal mehr gezählt wird

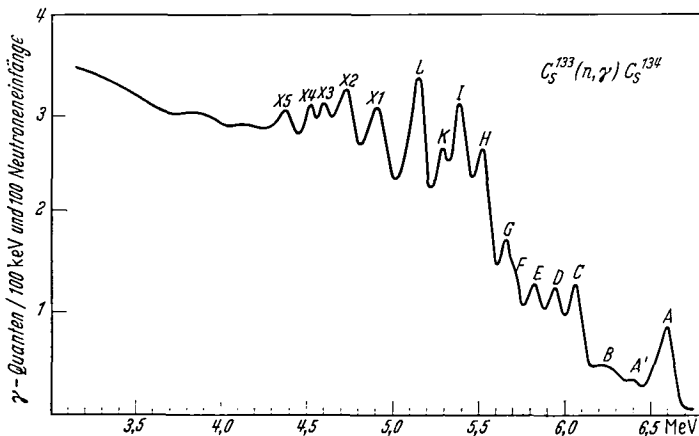


Fig. 14. Das mit der Apparateempfindlichkeit korrigierte Caesium-Spektrum. Die aufgelösten Linien sind mit großen Buchstaben A, B, \dots bezeichnet. Mit $X1, X2, \dots$ werden nur die entsprechenden Maxima bezeichnet, wobei diese nicht unbedingt aus einer einzigen Linie bestehen müssen

aufgetragen. Zur Ermittlung dieses Maßstabes, der besonders für das unaufgelöste Spektrum sinnvoll ist, benötigt man die Fläche der Einheitslinie; sie wurde experimentell für einige freistehende Linien bestimmt. Sie beträgt 0,17 MeV im Bereiche von 11 bis 5 MeV, nimmt dann allmählich ab und erreicht bei 2,75 MeV den Wert 0,13 MeV.

Es ist hier zu bemerken, daß die Form des korrigierten Spektrums durch die typische Asymmetrie der Paarspektrometer-Meßkurve für die Einzellinie beeinflusst wird. Das Spektrum kann deshalb nicht ohne Berücksichtigung dieser Tatsache mit einem mit anderer Meßmethode aufgenommenen verglichen werden.

Tabelle 1. *Caesiumlinien*
[Cs¹³³(n, γ)Cs¹³⁴]

Linie	MeV	γ-pro 100 n
A	6,702 ± 0,015	1,4 ± 0,2
(A')	6,52 ± 0,03	0,2
B	6,365 ± 0,025	0,6 ± 0,2
C	6,185 ± 0,020	2,3 ± 0,4
D	6,060 ± 0,025	1,5 ± 0,3
E	5,945 ± 0,025	1,5 ± 0,3
F	5,815 ± 0,025	1,5 ± 0,3
G	5,725 ± 0,025	1,4 ± 0,3
H	5,638 ± 0,025	3,5 ± 0,8
I	5,505 ± 0,025	3,9 ± 0,9
K	5,395 ± 0,025	2,5 ± 0,6
L	5,285 ± 0,025	4,5 ± 0,9
X 1	5,03	
X 2	4,84	
X 3	4,70	
X 4	4,63	σ =
X 5	4,51	29,0 ± 1,0 b

Energie und Intensität der einzelnen aufgelösten Linien sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Bezeichnungen X 1, X 2, ... deuten im Gegensatz zu den Buchstaben, A, B, ... darauf hin, daß es sich nicht unbedingt um einzeln aufgelöste Linien handelt; der angegebene Energiewert bezeichnet den Schwerpunkt einer Liniengruppe, welche allerdings aus maximal 3 Linien bestehen mag. Der Betrag der absoluten Kurve enthält wegen der rasch abnehmenden Spektrometerempfindlichkeit, eine für kleine Energien zunehmende Unsicherheit, welche bei 3 MeV etwa

±30% beträgt. Der Gesamtverlauf der Kurve kann aber kontrolliert werden, denn es muß offenbar die im Spektralbereich über 3 MeV ausgestrahlte Energie pro Neutroneneinfang S kleiner als die Neutronbindungsenergie E_n sein, d. h.

$$S(3 \text{ MeV}, E_n) = \int_{3 \text{ MeV}}^{E_n} Q(E) \cdot E \cdot dE < E_n,$$

wobei für die Intensität $Q(E)$ natürlich die Normierung

$$\int_0^{E_n} Q(E) \cdot E \cdot dE = E_n$$

gilt. Für das Caesiumspektrum bekommen wir

$$S(3 \text{ MeV}, E_n) = 63\% E_n,$$

einen Wert also, der durchaus vernünftig erscheint.

Der Spin und die Parität des Grundzustandes von Cs^{133} und Cs^{134} beträgt bzw. $7/2^+$ und 4^+ . Die einfachste mögliche Strahlungsart, die auf den s -Einfang des Neutrons folgt, ist demnach eine $M1$ - und $E2$ -Strahlung. Dies erklärt die geringe Intensität des direkten Gammaüberganges in den Grundzustand, da nach KINSEY und BARTHOLOMEW¹⁵ in diesem Fall die elektrische Quadrupolstrahlung ungefähr 2000mal

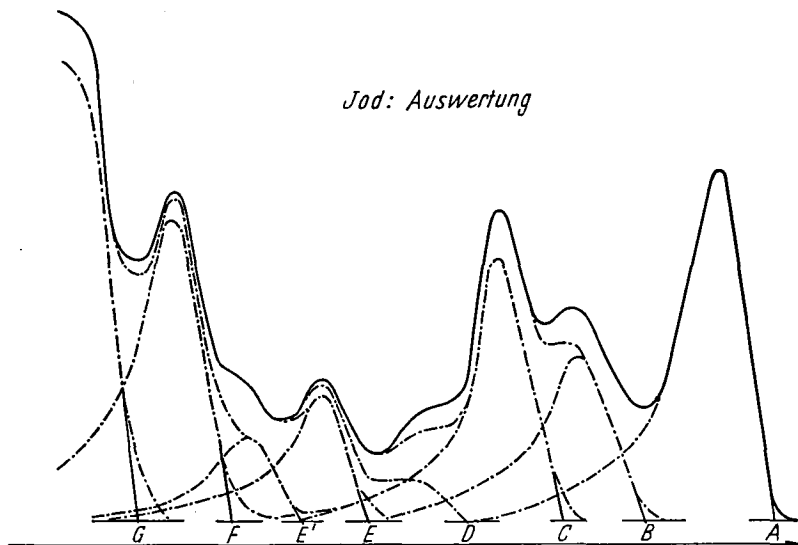


Fig. 15. Die Auflösung des Spektrums in Einzellinien, hier am Beispiel des Jods gezeigt

geringer als die Dipolstrahlung sein kann. Der Übergang vom angeregten in den metastabilen Zustand $(3, 2^h)$ bei 138 keV wurde nicht gemessen und er ist ja auch durch die Auswahlregeln sehr unwahrscheinlich. Hingegen kombinieren die beiden Linien A' und B wenigstens energiemäßig innerhalb der Fehlergrenzen mit den Linien $a = 120 \pm 3$ keV, $b = 184 \pm 3$ keV, ($c = 310 \pm 5$ keV) einer neueren Arbeit¹⁶, so daß sich versuchsweise zwei neue Niveaus bei 182 ± 5 keV und 325 ± 20 keV über dem Grundzustand einzeichnen lassen.

Beim Caesium ist weiter nur noch der schon erwähnte metastabile Zustand bei 138 keV und das darunter liegende Niveau bei 10,5 keV bekannt.

2. Jod. Das Jodspektrum wurde mit 2,4 kg reinem, zweifach sublimiertem Jod in Polyäthylenbehälter gemessen. Das absolute Spektrum

¹⁵ KINSEY, B. B., u. G. A. BARTHOLOMEW: Phys. Rev. **93**, 1260 (1954).

¹⁶ KALINKIN, L. F., A. S. MELIORANSKII u. I. V. ESTULIN: Soviet Phys. JETP **8**, 410 (1959).

zeigt Fig. 16, wobei wieder die beim Caesium gemachten Bemerkungen gelten. Tabelle 2 gibt Energie und Intensität der aufgelösten Linien an.

Tabelle 2. Jodlinien [$J^{127}(n, \gamma) J^{128}$]

Linie	MeV	γ - pro 100 n
A	$6,71 \pm 0,02$	$1,3 \pm 0,3$
B	$6,45 \pm 0,03$	$0,7 \pm 0,2$
C	$6,29 \pm 0,03$	$1,1 \pm 0,3$
D	$6,16 \pm 0,04$	$0,2 \pm 0,1$
E	$5,99 \pm 0,03$	$0,7 \pm 0,2$
E'	$5,86 \pm 0,04$	$0,5 \pm 0,2$
F	$5,75 \pm 0,03$	$1,9 \pm 0,4$
G	$5,57 \pm 0,03$	$3,7 \pm 0,5$
H	$5,50 \pm 0,03$	$2,5 \pm 0,4$
X ₁	5,43	
X ₂	5,35	
X ₃	5,27	
X ₄	5,21	
X ₅	4,78	
X ₆	4,65	
X ₇	4,56	
X ₈	4,15	$\sigma =$
X ₉	3,92	$7,0 \pm 0,6b$

Wir bekommen für die vom Jod oberhalb 3 MeV emittierte Energie

$$S(3 \text{ MeV}, E_n) = 78\% E_n.$$

Die Auflösung eines Spektrums in Einzellinien ist in Fig. 15 am Beispiel des Jods gezeigt. Die Form der Einzellinie wurde mit verschiedenen freistehenden Gammalinien im Bereich zwischen 2,75 und 11 MeV experimentell bestimmt und läßt sich sehr genau reproduzieren. Es läßt sich eine Abnahme der Halbwertsbreite der normierten Einzellinie unterhalb 5 MeV feststellen; die Halbwertsbreite ist bei 2,75 MeV um 20% kleiner als bei 9 MeV.

Wir haben das Jodspektrum für Energien unterhalb 3 MeV mit einem Graukeil-Szintillationsspektrometer ausgemessen¹⁷. Die unter anderem dort gefundene 260 ± 15 keV-Linie kombiniert auch intensitätsmäßig

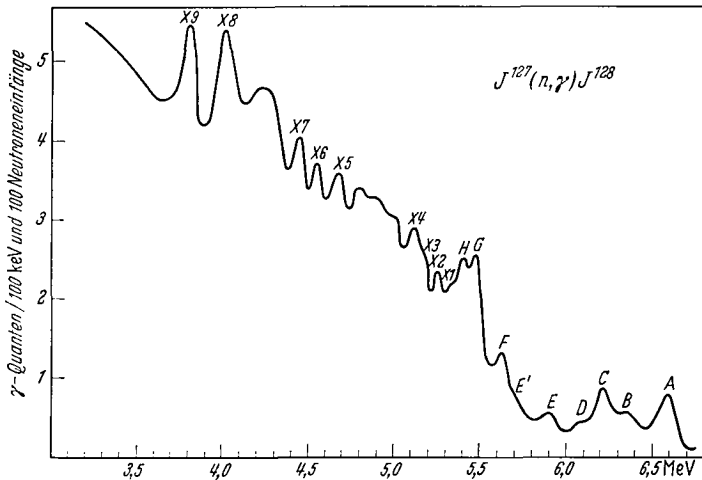


Fig. 16. Das korrigierte Jodspektrum

sehr gut mit der hier gemessenen B-Linie, so daß sich ein Niveau bei 260 ± 15 keV über dem Grundzustand angeben läßt. Im Grund-

¹⁷ BALZER, R., H. KNOEPFEL, J. LANG, R. MÜLLER u. P. STOLL: Nuovo Cim. 11, 609 (1959).

zustand beträgt der Spin von J^{127} und J^{128} bzw. $5/2^+$ und 1^+ . Die einfachste mögliche Strahlungsart, die auf den Neutroneneinfang folgt, ist auch hier wieder eine $M1$ - und $E2$ -Strahlung. Die Intensität des Gammaüberganges beim J entspricht denn auch durchaus derjenigen beim Cs .

3. Iridium. Das natürliche Iridium besteht aus einem Gemisch der beiden Isotope Ir^{191} und Ir^{193} im Verhältnis 38,5 : 61,5. Das das Produkt $N\sigma$

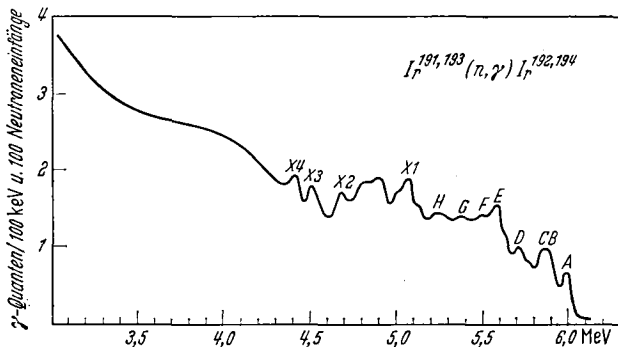


Fig. 17. Das korrigierte Iridiumspektrum

von Häufigkeit N und Absorptionsquerschnitt σ bei Ir^{191} 3mal größer ist als bei Ir^{193} wird im wesentlichen das Meßspektrum durch das erste Isotop bestimmt. Unsere Angaben über Häufigkeit beziehen sich aber auf das natürliche Gemisch. Die Messung erfolgte mit einem Target aus 40 g reinstem Iridiumpulver. Das Meßergebnis ist in Fig. 17 (korrigiertes Spektrum) und in Tabelle 3 aufgetragen. Es gelten wiederum die beim Caesiumspektrum gemachten Bemerkungen. Zusätzlich ist zu sagen, daß die Auflösung des Spektrums hier viel schwieriger ist; es ist nicht ausgeschlossen, daß im aufgelösten Teil noch einige Gammalinien vernachlässigt wurden. So folgen z.B. die beiden Linien F, G aus der einfachsten möglichen Auflösung des Meßspektrums; es wäre aber denkbar, daß sich die Meßkurve in diesem Gebiet aus einer zusätzlichen, dicht neben einer anderen liegenden Linie aufbaut. Für das gemessene und korrigierte Iridiumspektrum bekommen wir

Tabelle 3. Iridiumlinien
[$Ir^{191,193} (n, \gamma) Ir^{192,194}$]

Linie	MeV	γ - pro 100 n
A	$6,085 \pm 0,015$	$1,1 \pm 0,4$
B	$5,97 \pm 0,02$	$1,3 \pm 0,4$
C	$5,92 \pm 0,03$	$0,9 \pm 0,4$
D	$5,77 \pm 0,03$	$1,5 \pm 0,4$
E	$5,67 \pm 0,03$	$2,5 \pm 0,8$
(F)	$5,59 \pm 0,04$	$1,7 \pm 0,6$
(G)	$5,48 \pm 0,04$	$1,7 \pm 0,6$
H	$5,34 \pm 0,03$	$1,7 \pm 0,6$
X_1	5,14	
X_2	4,79	
X_3	4,60	
X_4	4,50	
		$\sigma =$
		$440 \pm 20b$

$$S(3 \text{ MeV}, E_n) = 62\% E_n,$$

wobei hier E_n die Summe der Bindungsenergien der beiden Isotope bedeutet und das Integral S die Mischungsverhältnisse und die verschiedenen Wirkungsquerschnitte sinngemäß berücksichtigt.

In Tabelle 4 sind die gemessenen Neutron-Bindungsenergien der verschiedenen Elemente im Vergleich mit den theoretischen, aus der Weizsäckerschen Formel berechneten Werten und einigen (d, p) -Meßergebnissen aufgetragen. Dem Ir¹⁹²-Isotop wird die Bindungsenergie

Tabelle 4. *Bindungsenergie des letzten Neutrons* (MeV)

	J ¹²⁸	Cs ¹³⁴	Ir ¹⁹²	Ir ¹⁹⁴
Diese Arbeit	6,71 ± 0,02	6,702 ± 0,015	6,085 ± 0,015	(5,92 ± 0,03)
Theoretischer Wert ¹⁸ .	6,304	6,155	6,099	5,857
Aus (d, p) -Reaktionen ¹⁹ .	6,58 ± 0,05	6,73 ± 0,10	—	—

6,085 MeV zugeordnet, entsprechend der Tatsache, daß es den größeren theoretischen Wert besitzt. Die Zuordnung der 5,92 MeV-Linie als Bindungsenergie des Ir¹⁹⁴ ist nicht sicher. Da die Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und dem theoretischen Wert beim Ir¹⁹² gut stimmt, fällt die Auswahl beim Ir¹⁹⁴ auf die dem theoretischen Wert naheliegendste Linie, d. h. C oder D . Es kann aber angenommen werden, daß die dicht nebeneinander liegenden Linien B und C nicht vom gleichen Isotop stammen und damit kommt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit die Linie C als Übergang in den Grundzustand von Ir¹⁹⁴ in Frage.

4. Wismut. Eine frühere Messung von KINSEY et al.²⁰ ergab bei 4,17 MeV eine ziemlich breite Gammalinie, so daß die Vermutung bestand, es handle sich um eine Doppellinie. In einer sorgfältigen Messung am Tangentialkanal konnten wir, dank dem guten Auflösungsvermögen und der großen Empfindlichkeit des Paarspektrometers, diese Doppellinie eindeutig auflösen.

Natürliches Wismut besteht aus dem einzigen Isotop Bi²⁰⁹. Das durch Neutroneneinfang erzeugte Bi²¹⁰ hat ein Proton und ein Neutron mehr als die doppelmagisch abgeschlossene Schale bei Pb²⁰⁸. Aus (d, p) -Messungen kennt man Niveaus bei 0,5, 2,1, 2,7, 3,3, 4,7 MeV. Dabei wurde angenommen, daß die 4,17 MeV-Gammastrahlung nicht in den Grundzustand führt, sondern zum angeregten Zustand bei 0,5 MeV. Die Energiebilanz des Zyklusses Bi²¹⁰-Po²¹⁰-Pb²⁰⁶-Pb²⁰⁷-Pb²⁰⁸-Pb²⁰⁹-Bi²⁰⁹-Bi²¹⁰ ergibt nämlich einen Fehlbetrag von 0,51 MeV, wenn man annimmt, daß die höchsten vorkommenden Energieübergänge bei den (d, p) - und

¹⁸ MARTIN, CH.-N.: Nuclear Tables. Paris 1954.

¹⁹ WALL, N. S.: Phys. Rev. **96**, 664 (1954).

²⁰ KINSEY, B. B., G. A. BARTHOLOMEW u. W. H. WALKER: Phys. Rev. **82**, 380 (1951).

(n, γ) -Messungen bei Pb^{209} und Bi^{210} in den Grundzustand führen. Es scheint, daß dieser Fehlbetrag eher dem Wismut zu belasten ist²¹. Diese Annahme beruht aber durchaus nicht auf experimentell gesicherten Tatsachen. Um diese Unsicherheit aufzuklären, müßte man z.B. den Übergang von diesem doppelten 0,5 MeV-Zustand in den Grundzustand

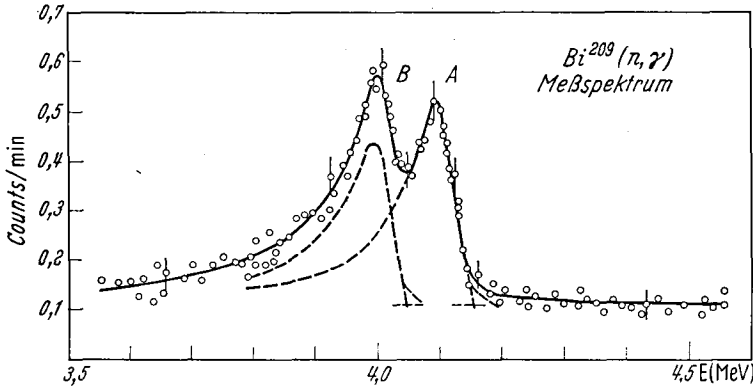


Fig. 18. Das Wismut-Meßspektrum (inklusive Untergrund). Die Auflösung in zwei Linien ist eindeutig. Aus diesem Bild ist auch das sehr gute Signal-Untergrund-Verhältnis ersichtlich, das am Tangentialkanal erhalten wurde (Bi , $\sigma = 0,034$ b). Dem statistischen Gewicht des Kanals 5 entsprechend, ist die tatsächlich gemessene Anzahl Koinzidenzen 9mal größer als angegeben

nachweisen. Diese Energie deckt sich leider gerade mit der Quantenenergie der Annihilationsstrahlung, so daß die Messung nicht einfach wird. Die einzige Möglichkeit für das Experiment besteht in einer Koinzidenzmessung mit den von uns nachgewiesenen beiden Gammalinien.

Für die Messung benützten wir ein 700 g schweres Target aus reinem Wismutmetall. Da die Linie sehr schwach ist und sich zudem noch in einem für die Paarspektrometer-Empfindlichkeit

ungünstigen Energiebereich befindet, mußte die Reaktorleistung so hoch wie irgend nur möglich gewählt werden. Durch konstante Temperaturüberwachung der Wismutprobe mit einem Thermoelement wurde eine maximale Temperatur von 240°C zugelassen (Schmelztemperatur 270°C) und die Reaktorleistung darnach eingestellt. Der (n, γ) -Wirkungsquerschnitt ändert sich im Gegensatz zum totalen Wirkungsquerschnitt nicht mit der Temperatur²².

Das Wismutspektrum wurde mit den Kanälen 4, 5, 6 und 7 gemessen. Das Meßspektrum von Kanal 5 zeigt Fig. 18. Daraus ist auch das er-

Tabelle 5. Wismullinien
[$\text{Bi}^{209}(n, \gamma)\text{Bi}^{210}$]

Linie	MeV	γ -Quanten pro n
A	$4,170 \pm 0,008$	$0,42 \pm 0,07$
B	$4,065 \pm 0,012$	$0,39 \pm 0,07$

²¹ HUIZENGA, J. R., L. B. MAGNUSSON, O. C. SIMPSON u. G. H. WINSLOW: Phys. Rev. **79**, 908 (1950).

²² HUGHES, D. J., u. H. PALEVSKY: Phys. Rev. **92**, 1206 (1953).

staunlich gute Signal-Untergrund-Verhältnis ersichtlich, das am Tangentialkanal mit der in Fig. 9 gezeigten Kollimation erhalten wurde. Die Auflösung in zwei Linien ist eindeutig. Energie und Intensität der beiden Linien sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Die Intensitätseichung wurde auch hier mit der Nickel-Vergleichsmethode durchgeführt. Wenn man für den Wirkungsquerschnitt $\sigma = 0,034\text{b}$ einsetzt, so bekommt man für die beiden Linien zusammen den Wert $Q = 0,81$ Quanten pro Neutroneneinfang. Dies deutet darauf hin,

Tabelle 6. *Gamma-Intensitäten*

Reaktion	γ -Energie MeV	Anzahl Quanten pro cm^2 und sec an der Meßstelle
<i>Reaktor 1 MW Leistung**</i>		
(4 m von der Quelle)		
Bi(n, γ) . . .	4,1	$4,1 \cdot 10^4$
Be(n, γ) . . .	3,4	$2,6 \cdot 10^5$
	6,8	$1,7 \cdot 10^5$
C(n, γ) . . .	5,0	$1,1 \cdot 10^5$
Ti(n, γ) . . .	6,8	$2,0 \cdot 10^7$
Pb(n, γ) . . .	7,4	$2,4 \cdot 10^5$
Fe(n, γ) . . .	7,6	$4,9 \cdot 10^6$
Ni(n, γ) . . .	9,0	$8,7 \cdot 10^6$
N(n, γ) . . .	10,8	$1,2 \cdot 10^5$
<i>Protonenbeschleuniger 1 mA</i>		
<i>Protonenstrom***</i>		
(1 m von der Quelle)		
F ¹⁹ ($p, \alpha \gamma$) O ¹⁶	6,1	$1,8 \cdot 10^4$
Li ⁷ (p, γ) Be ⁸	17,6	$1,3 \cdot 10^3$

daß ein Teil der Neutronbindungsenergie auch über die anderen, durch die (d, p)-Messungen nachgewiesenen Niveaus in den Grundzustand zerfällt.

5. Der Reaktor als Quelle für monochromatische Gammastrahlen mit Energien bis 11 MeV. Die zur Eichung des Spektrometers durchgeführten Experimente haben eine interessante Möglichkeit für experimentelle Untersuchungen an Reaktoren aufgedeckt. Einige (n, γ)-Reaktionen liefern besonders einfache Gammapektren mit starken, völlig freistehenden Linien. Diese können mit dem geeichten Paarspektrometer sehr genau bestimmt werden*.

Einige der in Frage kommenden Gammalinien sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

Aufschlußreich ist der Vergleich mit den Gammastrahlen, die an Protonenbeschleunigern erzeugt werden können²³. Die beiden besten und bekanntesten Beispiele sind die 6,14 MeV-Linie aus der Reaktion F¹⁹($p, \alpha \gamma$) O¹⁶ und die 17,6 MeV-Linie aus der Reaktion Li⁷(p, γ) Be⁸. Der Vergleich in Tabelle 6 zeigt das erstaunliche Resultat, daß am Reaktor

* Mit solchen freistehenden und genau geeichten Gammalinien ist gegenwärtig eine Untersuchung über die Photolinienausbeute verschiedener Szintillatoren im Gange. Damit wird es in Zukunft möglich sein, die Intensität dieser Linien auch mit einem gewöhnlichen Szintillationskristall zu bestimmen.

** Für Targetgewicht 0,5 kg. Gemessene Werte. $\Phi = 6 \cdot 10^{12}$ Neutronen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Tangentialkanal)

*** Ideale Spannungsverhältnisse und dickes Target.

²³ FLÜGGE, S. (Hrsg.), Handbuch der Physik, Bd. 42, Kernreaktionen III, S. 311. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1957. (Die Tabelle auf S. 311 enthält einen Druckfehler: Die absoluten Ausbeuten der beiden Reaktionen F¹⁹($p, \alpha \gamma$) und Li⁷(p, γ) müssen vertauscht werden.)

bei bedeutend besserer Geometrie die praktisch erreichbare Gammaflußdichte um Größenordnungen größer ist als bei den besten Beschleunigern. Entscheidend für diese Anwendung ist noch die Größe des Reaktor-Gammauntergrundes an der Meßstelle. Der Vergleich zwischen dem unkorrigierten Einkristall-Meßspektrum der F^{19} - und Pb^{207} -Linie (Fig. 19) zeigt eindeutig, daß bei entsprechender, sorgfältiger Kollimation und bei Benützung eines Tangentialkanals (Fig. 9) der Untergrund sehr stark reduziert werden kann. Wegen der großen Intensität

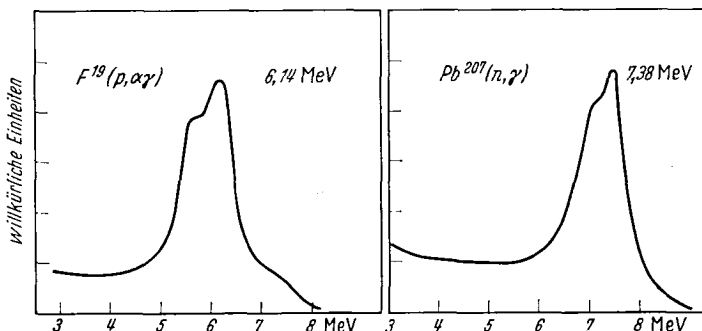


Fig. 19. Vergleich zwischen den unkorrigierten Einkristall-Meßspektren von F^{19} und Pb^{207} , bzw. an einem Protonenbeschleuniger²⁴ und am Reaktor aufgenommen. Für die Intensitätsverhältnisse vgl. Tabelle 6

der Gammalinien besteht zusätzlich noch die Möglichkeit, die energiegeschwache Komponente des Untergrundes mit geeigneten Filtern wesentlich zu verringern.

Die Erkenntnis, daß ein Reaktor bei entsprechender experimenteller Einrichtung auch als Quelle für intensive monochromatische Gammastrahlen bis 11 MeV angesehen werden kann, eröffnet neue Möglichkeiten für physikalische Untersuchungen an Reaktoren. Je nach Art des durchzuführenden Experimentes werden die Ansprüche auf Energie, Reinheit des Spektrums, Intensität, Kollimation, Untergrund usw. verschieden sein. Eine Arbeit, die alle diese Möglichkeiten untersucht, ist im Gange, und wird später veröffentlicht.

Abschließend möchten wir den Herren R. BALZER, L. JARCYK, J. LANG und W. WÖFLI für viele nützliche Diskussionen und Anregungen und für die tatkräftige Unterstützung bei den experimentellen Problemen herzlich danken. Ferner sei an dieser Stelle der Reaktor A.G. in Würtenlingen für die freundliche und großzügige Zusammenarbeit unser bester Dank ausgesprochen.

²⁴ KOCKUM, J., u. N. STARFELT: Nucl. Instrum. 4, 171 (1959).

Lebenslauf

Am 26. Juni 1931 wurde ich in Viganello/TI geboren. Ich besuchte hier 5 Jahre die Primarschule und 4 Jahre das Ginnasio in Lugano. Anschließend absolvierte ich das Liceo Cantonale, ebenfalls in Lugano, und bestand nach 4 Jahren, im Sommer 1951, die Maturitätsprüfung. Ein Jahr später immatrikulierte ich mich an der Abteilung für Mathematik und Physik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule und schloß im Herbst 1956 das Studium mit dem Diplom als Physiker ab.

In der Folge war ich am Physikalischen Institut der ETH als wissenschaftlicher Mitarbeiter tätig, wo ich unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER und Herrn Prof. Dr. P. STOLL die vorliegende Arbeit ausführte. Für die wissenschaftliche Ausbildung bin ich den Herren Professoren G. BUSCH, P. STOLL, ganz besonders aber meinen verehrten Lehrern W. PAULI und P. SCHERRER zu großem und dauerndem Dank verpflichtet.