

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 25 (1952)
Heft: I-II

Artikel: Spektrometrische Messung von --Koinzidenzen
Autor: Huber, O. / Humbel, F. / Schneider, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112298>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 19.11.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Spektrometrische Messung von β - β -Koinzidenzen

von O. Huber, F. Humbel, H. Schneider und A. de Shalit*), ETH., Zürich.

(22. IX. 1951.)

Summary. A β - β -coincidence arrangement which uses the high resolving power of a lens spectrometer is described. A scintillation counter is added as a β -detector near the radioactive source of the lens spectrometer. Coincidences are registered between the counts of this detector and the electrons of a chosen energy in the GEIGER-MÜLLER counter of the spectrometer. It was found that this arrangement is sufficient for establishing decay-schemes, even though coincidences are measured between a selected electron-line and all other emitted β -radiation. Some applications are discussed, and the coefficients of the internal conversion of the γ -rays and X-rays are given for some isotopes.

§ 1. Einleitung.

Der Zerfall eines radioaktiven Kernes führt häufig ausser einem eventuellen direkten Übergang in den Grundzustand noch über einen Teil der angeregten Niveaux des Folgekernes. Wenn es daher gelingt, das Thiermschema der radioaktiven Umwandlung zu bestimmen, so lassen sich dadurch die angeregten Zustände von Atomkernen energiemässig festlegen. Mit Hilfe der Theorie des β -Zerfalles und durch Messungen (Konversion, Lebensdauer, Richtungskorrelation, K/L -Verhältnis), welche die Multipolordnung der γ -Übergänge ergeben, ist es oft möglich, Drehimpuls und Parität der angeregten Zustände festzulegen. Diese angeregten Niveaux müssen sehr genau bekannt sein, wenn sie mit theoretischen Voraussetzungen (z. B. Einteilchenmodell) verglichen werden sollen.

Für die eindeutige Festlegung der Folge der angeregten Niveaux genügt es oft nicht — besonders in komplizierten Fällen —, lediglich Energie und Intensität der emittierten Strahlungen zu bestimmen. Koinzidenzmessungen liefern weitere Aussagen und sie haben sich für Untersuchungen, deren Ziel die erwähnte Aufgabe ist, sehr fruchtbar erwiesen. Bei komplizierten Zerfällen treten zahlreiche Kombinationen von Ereignissen, die Koinzidenzen geben, auf. Es ist dann von Bedeutung, festlegen zu können, welcher Partner mit welchem gekoppelt ist.

*) From The Hebrew University, Jerusalem.

Wir haben daher eine Apparatur gebaut, welche gestattet, Koinzidenzen zwischen β -Teilchen eines definierten engen Energiebereiches und β -Teilchen des gesamten emittierten Spektrums (kontinuierliches β -Spektrum + Spektrum der Konversionselektronen) zu messen. Die Energieselektion des einen Partners erfolgt durch ein Spektrometer. Es lässt sich eine Anordnung treffen, die bei gutem Energieauflösungsvermögen eine hohe Lichtstärke aufweist.

Mit dieser Apparatur kann festgestellt werden, ob die Emission einzelner Konversionslinien mit anderen Linien oder einem kontinuierlichen β -Spektrum in Koinzidenz erfolgt. Auch lassen sich, wenn zufällig Konversionslinien verschiedener γ -Übergänge zusammenfallen (z. B. eine K_1 und eine L_2 -Linie), die Konversionen getrennt messen, was sonst mit den üblichen Methoden nicht getan werden kann. Die Anordnung erweist sich als sehr geeignet für die Messung von Konversionskoeffizienten.

Mit dieser Apparatur ist es gelungen den Zerfall der Hg^{197} -Isomere abzuklären¹⁾. Die Apparatur soll im folgenden näher beschrieben und in bezug auf weitere Anwendungsmöglichkeiten diskutiert werden. Für einige Isotope ist der Konversionskoeffizient sowie der Koeffizient der inneren Konversion der Röntgenstrahlung gemessen worden.

§ 2. Beschreibung der Apparatur zur Messung von β - β -Koinzidenzen.

a) Allgemeines.

Eine neuere Methode zur Messung von β - β -Koinzidenzen mit auswählbaren β -Energien, stellt das Scintillationsspektrometer²⁾ dar. Da der vom Scintillationszähler herrührende elektrische Impuls im wesentlichen zur registrierten Elektronenenergie proportional ist³⁾, lässt sich durch die Auswahl eines Impulsamplitudenintervalls zugleich eine Auswahl der Elektronenenergie vornehmen. Der Vorteil eines solchen Scintillationsspektrometers liegt in der grossen Lichtstärke und im guten Koinzidenzauflösungsvermögen. Wegen den statistischen Schwankungen in Kristall und Multiplier ist es jedoch schwierig, damit ein gutes Energieauflösungsvermögen zu erzielen.

Die Kombination zweier Linsenspektrometer⁴⁾ ergibt zwar ein gutes Energieauflösungsvermögen für beide Koinzidenzpartner, jedoch wird die Lichtstärke der Anordnung für Koinzidenzen klein.

In dieser Arbeit wird eine Apparatur beschrieben, welche gestattet β - β -Koinzidenzen in einem Spektrometer zu messen, indem

der Koinzidenzpartner des Spektrometerzählrohres in einem Scintillationszähler registriert wird. Man erhält auf diese Weise für Koinzidenzen sowohl ein gutes Energieauflösungsvermögen, als auch eine grosse Lichtstärke. Wie spätere Betrachtungen zeigen werden, genügt eine solche Anordnung, um die Koinzidenzpartner einander zuordnen zu können.

b) Ausführung.

Die Anordnung, wie wir sie verwenden, um β - β -Koinzidenzen zu messen, ist in Fig. 1 dargestellt. In einem Linsenspektrometer⁵⁾ wurde auf der einen Seite der radioaktiven Quelle, im Abstand von 6 mm ein Anthracenkristall montiert und dessen Lichtblitze in einem Photomultiplier (1P21) registriert. Zwischen diesen Impulsen und jenen des Spektrometerzählrohres können β - β -Koinzidenzen registriert werden. Auf diese Weise kann das Energieauf-

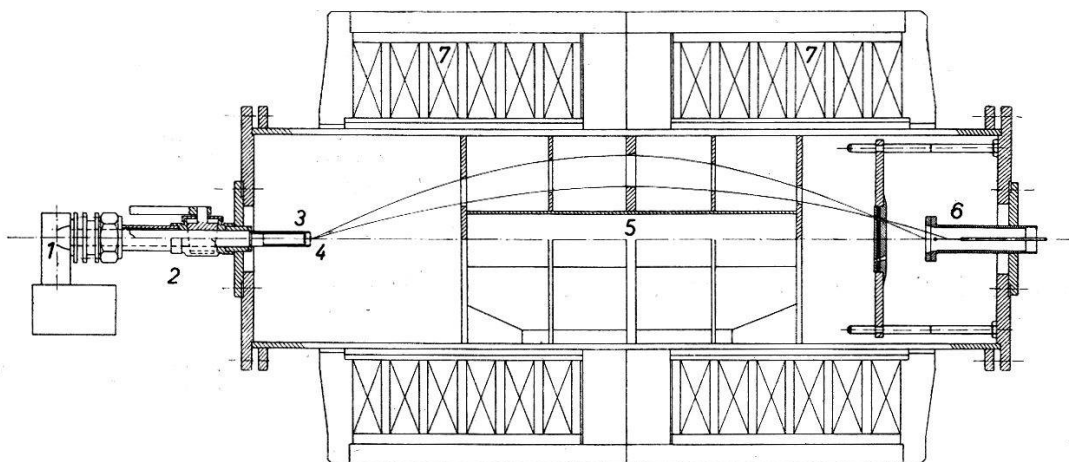


Fig. 1.

Messanordnung für β - β -Koinzidenzen.

- | | |
|--------------------------|-----------------|
| 1 Photomultiplier (1P21) | 4 Quelle. |
| 2 Lichtleiter. | 5 Bleizylinder. |
| 3 Anthracenkristall. | 6 Zählrohr. |
| 7 Magnetwicklung. | |

lösungsvermögen des Spektrometers auch für Koinzidenzen voll ausgenutzt werden. Weil der Raumwinkel des Scintillationszählers bei unserer Geometrie 14% beträgt, ist diese Anordnung für Koinzidenzen sehr lichtstark. Die Lichtimpulse im Anthracenkristall sind von sehr kurzer Dauer (ca. $3 \cdot 10^{-8}$ sec)⁶⁾, so dass das Zählvermögen pro Zeiteinheit des Scintillationszählers von den elektronischen Hilfsgeräten abhängt. In unserem Falle ist die Quellenstärke im wesentlichen durch die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen, d. h. durch das Auflösungsvermögen der Koinzidenzapparatur begrenzt.

Da der Multiplier nicht im Magnetfeld des Spektrometers arbeiten kann, werden ihm die Lichtimpulse des Kristalls (\varnothing 12 mm, Dicke 2 mm) über einen Lucitlichtleiter (\varnothing 14 mm, Länge 280 mm) zugeführt. Zur Verbesserung des optischen Wirkungsgrades ist der Kristall und ein Teil des Lichtleiters mit einer Silberfolie von $0,24 \text{ mg cm}^{-2}$ abgedeckt. Lichtleiter und Multiplier sind von einem lichtdichten Metallgehäuse umgeben. Eine Kühlschlange am Gehäuse in Verbindung mit einem Kühlsystem sorgt für konstante Temperatur, von welcher der thermische Nulleffekt der Photokathode abhängt.

c) *Elektronischer Teil.*

Aus dem Blockschema der Fig. 2 ist der Aufbau des elektronischen Teiles ersichtlich. Die Impulse des Multipliers werden unmittelbar einer Kathodenfolgestufe zugeführt. Diese gewährleistet eine minimale Belastung der Multiplieranode und ergibt eine kleine Ausgangsimpedanz, so dass das Signal über ein längeres Kabel dem

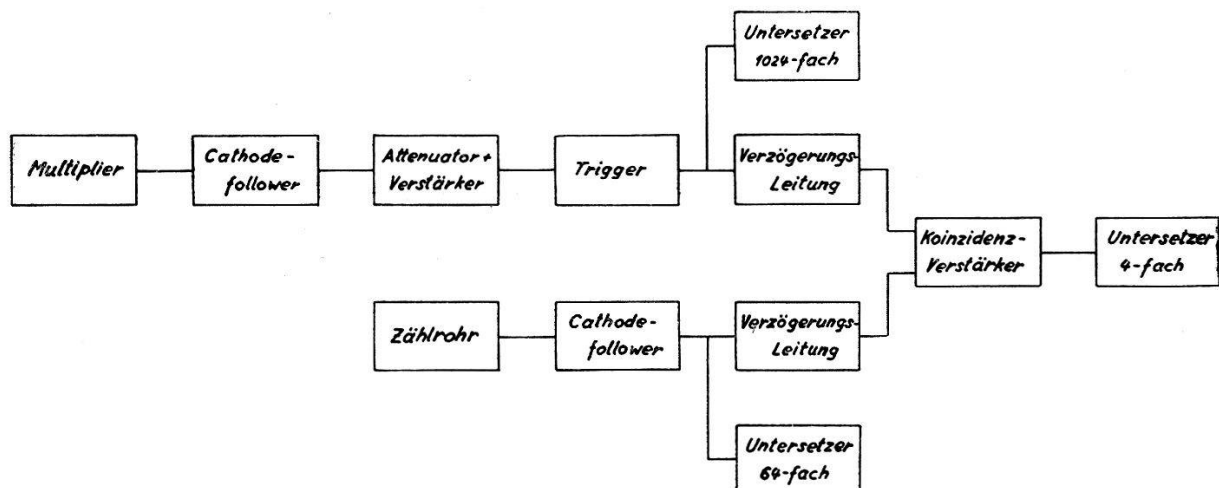


Fig. 2.

Blockschema.

Verstärker zugeführt werden kann. Der niederohmige Arbeitswiderstand der Kathodenfolgestufe wird als praktisch frequenzunabhängiger Spannungsteiler benutzt. Die Signalamplituden können damit jeweils um einen Faktor 2 bis zu 2^5 unterteilt werden. Wie später noch besprochen wird, kann mit diesem Attenuator eine gewisse Auswahl der Energie der β -Strahlung auf der Seite des Multiplierkanals getroffen werden. Der nachfolgende Verstärker besteht aus zwei gegengekoppelten Schleifen⁷⁾. Die Gesamtverstärkung beträgt $\mu = 3200$, die Bandbreite 0,1–5 MHz und somit wird die Risetime $t_r = 6 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$.

Am Verstärkereingang ist eine vorgespannte Diode so eingeschaltet, dass sie die Eingangsamplituden begrenzt und auf diese Weise eine Übersteuerung des Verstärkers verhindert. Eine Schmitt-Triggerstufe⁸⁾ am Verstärkerausgang wandelt alle Impulse, die einen vorgeschriebenen Schwellwert überschreiten, in Impulse konstanter Amplitude und gleicher Flankensteilheit um. Werden diese Impulse auf eine Koinzidenzmischstufe und gleichzeitig auf einen Untersetzer gegeben, so hat man die Gewissheit, alle und nur jene Einzelstöße zu registrieren, die koinzidenzfähig sind. Würden, im Gegensatz dazu, ohne Schmitt-Trigger, die verstärkten Impulse verschiedener Amplituden direkt auf eine Koinzidenzmischstufe und den Untersetzer gegeben, so hätte man zwei verschiedene Ansprechpegel und eine Übereinstimmung wäre nur mittels Eichmessungen zu erreichen.

Diese Impulse speisen also direkt den Untersetzer und ebenfalls, über eine künstliche Kabelnachbildung⁹⁾, den Koinzidenzverstärker. Diese Kabelnachbildung gestattet, die Impulse zeitlich zu verzögern. Die Verzögerungszeit kann dekadisch in Stufen eingestellt werden. Die Grenzfrequenz der Kabelnachbildung beträgt $f_g = 4$ MHz im Bereich $\Delta t = 10^{-8}$ sec und $\Delta t = 10^{-6}$ sec.

Die Zählrohrimpulse, deren Amplituden von der registrierten Elektronenenergie unabhängig sind, werden wiederum über eine Kathodenfolgestufe direkt dem Untersetzer und dem zweiten Kanal der Kabelnachbildung zugeführt. Infolge der Laufzeit im Verstärker und der Timelag im Zählrohr, müssen die Signale von Multiplier und Zählrohr so gegeneinander verzögert werden, dass sie gleichzeitig in den Koinzidenzverstärker gelangen. Dies wird durch die oben erwähnte Kabelnachbildung erreicht. Die Signale gelangen sodann in den Koinzidenzverstärker, wo sie verstärkt und differenziert werden. Eine stufenweise Einstellung der Zeitkonstanten gestattet das Auflösungsvermögen zwischen $\tau = 2,3 \cdot 10^{-7}$ sec und $\tau = 7,5 \cdot 10^{-7}$ sec zu ändern. Als Koinzidenzmischstufe ist ein Triodenpaar mit gemeinsamem Kathodenwiderstand verwendet¹⁰⁾. Einem abgeänderten Schmitt-Trigger folgt zuletzt noch ein 4-fach Untersetzer.

Der 2¹⁰-fach Untersetzer für die Registrierung der Einzelstöße des Scintillationszählers hat ein Auflösungsvermögen $\tau \leq 10^{-6}$ sec. Damit ist es möglich, bis zu 10^4 Stöße pro sec mit 1% Verlusten zu registrieren. Der 2⁶-fach Untersetzer der Zählrohreinzelstöße hat ein Auflösungsvermögen von ca. 10^{-5} sec.

§ 3. Anwendungsmöglichkeiten.

Die beschriebene Apparatur eignet sich besonders gut zur Untersuchung von Zerfallsschemen. Ausser der Energiemessung im Spektrometer geht auch für intensitätsschwache Linien aus der Koinzidenzmessung sofort hervor, ob sich die Strahlung des eingestellten Impulsintervalls des Spektrometers mit einer weiteren konvertierten γ -Strahlung in Kaskade befindet. Zudem lässt sich mit Hilfe der Attenuatorkurven, die Energie eines eventuellen Koinzidenzpartners im Scintillationszähler abschätzen.

Ebenso lässt sich beurteilen, ob Elektronenlinien, die energetisch als K -, L - und M -Konversionslinien derselben γ -Strahlung zugeordnet werden können, wirklich als solche zu interpretieren sind. In diesem Falle muss die K -, die L - und die M -Konversionslinie derselben γ -Strahlung ein konstantes Verhältnis der registrierten Koinzidenzen zu den Einzelstössen aufweisen. Solche Aussagen können mit den üblichen Zählrohr-Koinzidenzmessungen nicht gemacht werden.

Mit einer solchen Koinzidenzapparatur ist es auch möglich, durch Messung der Augerelektronen, die Konversionskoeffizienten einer γ -Strahlung und die Koeffizienten der inneren Konversion der Röntgenstrahlung zu bestimmen. Die Bestimmung dieser Koeffizienten kann auch durch andere Messmethoden erfolgen, jedoch sind diese meistens nicht so eindeutig. So muss z.B. die Gruppe der KXY -Augerlinien ($X = L, M, N, \dots$ $Y = L, M, N, \dots$) mit der K -Konversionslinie einer γ -Strahlung immer Koinzidenzen aufweisen, da die KXY -Augerelektronen erst durch die Löcher in der K -Schale entstehen können. Weiterhin muss das Verhältnis der Koinzidenzen zu den Einzelstössen in jeder KXY -Augerlinie konstant sein. Sind diese beiden Bedingungen nicht erfüllt, so kann den Augerlinien eine Konversionslinie überlagert sein, oder es handelt sich trotz energetischer Übereinstimmung nicht um Augerlinien. Man sieht, dass auch hier die Koinzidenzmessung für viele Fälle ein gutes Kriterium ergibt, um eindeutige Entscheidungen treffen zu können.

In den nächsten Abschnitten folgt eine eingehende Besprechung einiger hypothetischer Zerfallsschemen. Die beiden ersten Fälle behandeln Koinzidenzen zwischen einem kontinuierlichen β -Spektrum und Konversionslinien, zwei weitere Fälle beziehen sich auf Koinzidenzen zwischen Konversionslinien und Augerelektronenlinien.

Die bei den Rechnungen verwendeten Bezeichnungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

N	Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit.
Z_K	Zahl der pro Zeiteinheit von der K -Konversionslinie mit dem Impuls p_K herrührenden Stösse im Maximum der Linie.
Z_{SpK}	Zahl der pro Zeiteinheit registrierten Stösse des β -Spektrums an der Stelle p_K .
Z_{Sc}	Stosszahl pro Zeiteinheit des Scintillationszählers.
Z_{KLL}	Zahl der Stösse pro Zeiteinheit im Maximum der KLL -Augerelektronenlinie mit dem Impuls p_{KLL} .
K_K	Zahl der pro Zeiteinheit registrierten Koinzidenzen, herrührend vom β -Spektrum im Scintillationszähler, und dem Maximum der K -Linie im Zählrohr.
K_{SpK}	Zahl der pro Zeiteinheit an der Stelle p_K registrierten Koinzidenzen, die durch die Messung des Spektrums im Zählrohr herrühren. Als Koinzidenzpartner werden im Scintillationszähler die Konversionselektronen registriert.
K_{KLL}	Zahl der pro Zeiteinheit registrierten Koinzidenzen, wenn das Maximum der KLL -Augerlinie im Zählrohr gemessen wird.
ω_{Sp}	Raumwinkel des Spektrometers.
ω_{Sc}	Raumwinkel des Scintillationszählers.
$f(p) = f(H\varrho)$	Durchlässigkeit des ZR-Fensters für Elektronen des Impulses p .
$\varepsilon(p) = \varepsilon(H\varrho)$	Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers für Elektronen des Impulses p .
ε_{ZR}	Empfindlichkeit des Zählrohres für Elektronen (gemessen zu 92%).
$\varkappa = N_e/N$	Konversionskoeffizient des γ -Überganges.
α_{KLL}	Koeffizient der inneren Konversion der Röntgenstrahlen für KLL -Augerelektronen.
η	Koinzidenzwirkungsgrad der Apparatur.
$g(p)$	Verteilungsfunktion des β -Spektrums.
$\Delta = \frac{\delta p}{p} = \frac{\delta H\varrho}{H\varrho}$	Auflösungsvermögen des Spektrometers.

Fall 1. Betrachten wir zunächst das in Fig. 3 dargestellte Zerfallsschema. Es soll auf Koinzidenzen zwischen dem β -Spektrum und den Konversionselektronen der γ -Strahlung untersucht werden. Für die nachfolgende Rechnung ist vorausgesetzt, dass die Lebensdauer des angeregten Zustandes gegenüber dem Koinzidenzauflösungsvermögen vernachlässigbar klein sei. Ebenso soll der von der

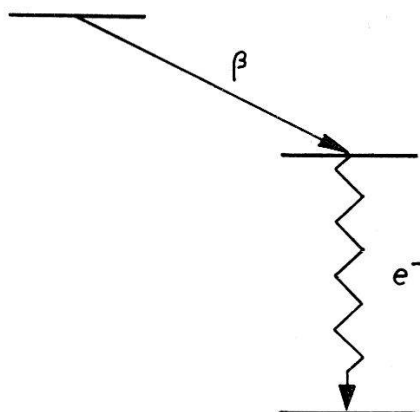


Fig. 3.

Hypothetisches Zerfallsschema.

γ -Strahlung herrührende Untergrund bereits abgezogen sein. Dieser lässt sich leicht durch Absorption der Elektronen mittels Kohleabsorber ermitteln.

Die Stosszahl im Zählrohr, herrührend von der K -Konversionslinie wird

$$Z_K = N \omega_{Sp} f_K \varepsilon_{ZR} \varkappa_K$$

und für das Spektrum an der Stelle der K -Konversionslinie

$$Z_{SpK} = N \omega_{Sp} f_K \varepsilon_{ZR} g(p_K) \delta p_K.$$

Daraus ergibt sich das Verhältnis der Einzelstosszahlen von der Konversionslinie und vom Spektrum an der Stelle p_K

$$\frac{Z_K}{Z_{SpK}} = \frac{\varkappa_K}{g(p_K) \delta p_K} = \frac{\varkappa_K}{g(p_K) p_K \Delta}.$$

Die Gesamtstosszahl im Scintillationszähler ist

$$Z_{Sc} = N \omega_{Sc} \left\{ \varkappa_K \varepsilon_K + \varkappa_L \varepsilon_L + \varkappa_M \varepsilon_M + \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp \right\}.$$

Wenn im Zählrohr an der Stelle p_K das Maximum der K -Konversionslinie gemessen wird, so ergeben sich die Koinzidenzen zu

$$\begin{aligned} K_K &= Z_K \eta \omega_{sc} \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp \\ &= N \omega_{sp} f_K \varepsilon_{ZR} \varkappa_K \eta \omega_{sc} \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp. \end{aligned}$$

Entsprechend werden die Koinzidenzen, herrührend vom Spektrum, an irgendeiner Stelle p des Spektrums

$$K_{Sp} = N \omega_{sp} f \varepsilon_{ZR} g(p) \delta p \eta \omega_{sc} \{ \varkappa_K \varepsilon_K + \varkappa_L \varepsilon_L + \varkappa_M \varepsilon_M \}.$$

Damit kann das Verhältnis K_K/K_{SpK} an der Stelle der K -Konversionslinie gebildet werden.

$$\frac{K_K}{K_{SpK}} = \frac{\varkappa_K \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp}{g(p_K) p_K \Delta(\varkappa_K \varepsilon_K + \varkappa_L \varepsilon_L + \varkappa_M \varepsilon_M)}.$$

und analog für die andern Konversionslinien.

Für das Doppelverhältnis findet man

$$\frac{K_K/K_{SpK}}{Z_K/Z_{SpK}} = \frac{\int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp}{\varkappa_K \varepsilon_K + \varkappa_L \varepsilon_L + \varkappa_M \varepsilon_M}.$$

Setzt man in erster Näherung $\varepsilon_K = \varepsilon_L = \varepsilon_M \approx 1$ und ebenso

$$\int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp \approx 1,$$

was für höhere Energien der Fall ist, so folgt

$$\frac{K_K/K_{SpK}}{Z_K/Z_{SpK}} \approx \frac{1}{\varkappa_K + \varkappa_L + \varkappa_M} = \frac{1}{\varkappa}.$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, dass das Verhältnis der Koinzidenzen gegenüber dem Verhältnis der Einzelstosszahlen um so günstiger wird, je kleiner der Konversionskoeffizient \varkappa ist. Mit dieser Koinzidenzmethode ist es somit möglich, auch solche Konversionslinien zu finden, welche mit einer gewöhnlichen Spektrometernmessung kaum mehr nachweisbar sind.

Es wäre nun möglich, mit Hilfe dieses Doppelverhältnisses die Konversionskoeffizienten zu bestimmen. Wesentlich genauere Re-

sultate ergibt der Quotient K_K/Z_{Sp} . Nach Umformung erhält man direkt den Konversionskoeffizienten

$$\kappa_K = \frac{K_K f_K \Delta}{\eta \omega_{Sc} \int_0^{\infty} \frac{Z_{Sp} \varepsilon(p)}{p f(p)} dp}$$

In dieser Gleichung sind alle Grössen bekannt. $K_K \Delta$ stellt das Produkt der maximalen Koinzidenzstosszahl der K -Konversionslinie und dem Auflösungsvermögen des Spektrometers dar. Grössere Genauigkeit ergibt sich, wenn die Fläche unter den gemessenen Koinzidenzen bei der K -Konversionslinie zur Auswertung benutzt wird. Nach der Theorie des Linsenspektrometers ist ja

$$K_K \Delta = K_K \frac{\delta p_K}{p_K} = \int \frac{K_K}{p} dp$$

und so wird

$$\kappa_K = \frac{\int \frac{f_K K_K}{p} dp}{\eta \omega_{Sc} \int_0^{\infty} \frac{Z_{Sp} \varepsilon(p)}{p f(p)} dp} \quad \text{I}$$

Der Ausdruck

$$\int_0^{\infty} \frac{Z_{Sp} \varepsilon(p)}{p f(p)} dp$$

stellt die Fläche, des auf Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers, auf Durchlässigkeit des Zählrohrfensters und auf das Auflösungsvermögen des Spektrometers korrigierten Spektrums dar. Diese Korrekturen können leicht graphisch durchgeführt werden.

Analog können nach Gleichung I auch die L - und M -Konversionskoeffizienten des γ -Überganges gefunden werden.

Eine Abschätzung soll zeigen, in welchem Falle die Messung von Koinzidenzen zur Bestimmung der Konversionskoeffizienten von Vorteil ist. Im ungünstigsten Fall, wenn die Linie ungefähr in das Maximum des β -Spektrums fällt, nimmt der Ausdruck

$$\frac{K_K}{K_{SpK}} = \frac{\kappa_K \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp}{g(p_K) p_K \Delta (\kappa_K \varepsilon_K + \kappa_L \varepsilon_L + \kappa_M \varepsilon_M)}$$

die Grössenordnung $1/\Delta$ an. (Δ beträgt für unser Spektrometer $\sim 3\%$.) Die Koinzidenzen weisen also auch in diesem Falle am Ort

der Linie eine grosse Überhöhung auf und die Linie kann somit in der Koinzidenzmessung gefunden werden.

Die Koinzidenzzahl wird gegenüber der Einzelstosszahl infolge der Geometrie der Anordnung etwa um den Faktor 10 kleiner. Damit wird die statistische Ungenauigkeit für die Koinzidenzen ca. 3mal grösser als jene der Einzelstösse.

Fall 2. Betrachten wir weiter das Zerfallsschema der Fig. 4. Dem β -Spektrum folgen zwei γ -Strahlungen in Kaskade. Wiederum ist

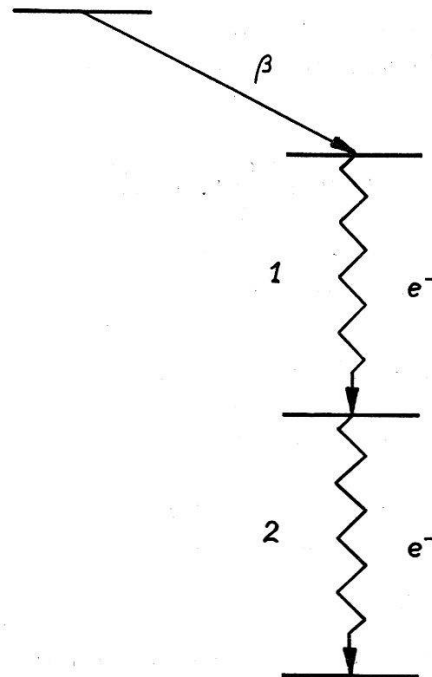


Fig. 4.

Hypothetisches Zerfallsschema.

vorausgesetzt, dass die Lebensdauer der angeregten Zustände vernachlässigbar klein sei.

Die Stosszahl im Zählrohr wird im Maximum der K -Konversionslinie des Überganges 1

$${}_1Z_K = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR1} f_{K1} \alpha_K$$

resp. des Überganges 2

$${}_2Z_K = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR2} f_{K2} \alpha_K$$

An irgendeiner Stelle p ist die Stosszahl im Zählrohr, welche vom Spektrum herrührt

$$Z_{Sp} = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f g(p) p \Delta$$

und die im Scintillationszähler gemessene Stosszahl

$$Z_{Sc} = N \omega_{Sc} \left[\sum_{i=KLM} {}_1\kappa_i {}_1\varepsilon_i + \sum_{i=KLM} {}_2\kappa_i {}_2\varepsilon_i + \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp \right]$$

Damit wird die Koinzidenzzahl bei der K -Konversionslinie des Überganges 1

$${}_1K_K = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_K {}_1\kappa_K \omega_{Sc} \eta \left[\sum {}_2\kappa_i {}_2\varepsilon_i + \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp \right]$$

Durch Vertauschen der Indices erhält man entsprechend die Koinzidenzen bei der K -Konversionslinie des Überganges 2. Die Koinzidenzen, die vom Spektrum herrühren, werden für irgendeine Stelle p des Spektrums

$$K_{Sp} = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f g(p) p \Delta \omega_{Sc} \eta \left[\sum {}_1\kappa_i {}_1\varepsilon_i + \sum {}_2\kappa_i {}_2\varepsilon_i \right]$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen und unter Berücksichtigung, dass für irgendeine Stelle des Spektrums

$$\frac{K_{Sp}}{Z_{Sp}} = \omega_{Sc} \eta \left[\sum {}_1\kappa_i {}_1\varepsilon_i + \sum {}_2\kappa_i {}_2\varepsilon_i \right] = \text{konst.}$$

ist, erhält man nach Umformung

$$\sum_{i=KLM} {}_1\kappa_i {}_1\varepsilon_i = \frac{1}{2 \omega_{Sc} \eta} \left[\frac{{}_2K_K}{{}_2Z_K} + \frac{K_{Sp}}{Z_{Sp}} - \frac{{}_1K_K}{{}_1Z_K} \right].$$

Diese Gleichung leistet für Abschätzungen gute Dienste. Praktisch zeigt sich aber, dass man bei der experimentellen Bestimmung von K_{Sp} auf Schwierigkeiten stösst, da der absolute Wert dieser Koinzidenzen klein ist und die zufälligen sowie die durch Streuung verursachten Koinzidenzen abgezogen werden müssen. Zur genauen Bestimmung der Konversionskoeffizienten wird besser das Verhältnis

$$\frac{{}_2K_K}{{}_2Z_K} = \omega_{Sc} \eta \left[\sum {}_1\kappa_i {}_1\varepsilon_i + \int_0^{\infty} g(p) \varepsilon(p) dp \right]$$

verwendet. Das Verhältnis der Konversionskoeffizienten kann direkt aus der Messung der Einzelstösse erhalten werden.

$$\kappa_K : \kappa_L : \kappa_M = \frac{Z_K}{f_K} : \frac{Z_L}{f_L} : \frac{Z_M}{f_M}.$$

Für die Auswertung ist es praktisch, die Grösse

$$Z^* = Z \frac{\varepsilon(p)}{f(p)}$$

zu bilden. Man hat demnach die gemessenen Stosszahlen $Z(p)$ durch die Durchlässigkeit des ZR -Fensters zu dividieren und mit der Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers zu multiplizieren. Unter Verwendung dieser Bezeichnung und der obigen Beziehung ergibt sich durch Einsetzen in die Gleichung für ${}_2K_K/{}_2Z_K$ der Konversionskoeffizient

$${}_1\kappa_i = \frac{{}_1Z_i^*}{{}_1\varepsilon_i} \frac{1}{{}_1Z_K^* + {}_1Z_L^* + {}_1Z_M^*} \left[\frac{{}_2K_K}{{}_2Z_K \omega_{Sc} \eta} - \int_0^\infty g(p) \varepsilon(p) dp \right].$$

Statt der Maxima der Linien, wie bei der Rechnung vorausgesetzt, können auch hier der grösseren Genauigkeit wegen die Flächen der einzelnen Linien im durch $H\varrho$ dividierten Spektrum zur Auswertung verwendet werden. Es ist dann

$${}_1\kappa_i = \frac{\int \frac{{}_1Z_i^*}{p} dp}{{}_1\varepsilon_i} \frac{1}{\int \frac{{}_1Z_K^*}{p} dp + \int \frac{{}_1Z_L^*}{p} dp + \int \frac{{}_1Z_M^*}{p} dp} \times \left[\frac{\int \frac{{}_2K_K}{p} dp}{\eta \omega_{Sc} \int \frac{{}_2Z_K}{p} dp} - \int_0^\infty g(p) \varepsilon(p) dp \right] \quad \text{II}$$

Der Wert von

$$\int_0^\infty g(p) \varepsilon(p) dp \leq 1$$

kann leicht graphisch ermittelt werden. Wiederum unter der Voraussetzung, dass die Hilfsgrössen der Apparatur bekannt sind, können nach dieser Gleichung alle Konversionskoeffizienten des Überganges 1 und durch Vertauschung der Indices auch jene des Überganges 2 bestimmt werden.

Betrachten wir zwei weitere hypothetische Zerfallsschemen, die auf Koinzidenzen zwischen den Konversionselektronen einer γ -Strahlung und den Augerelektronen untersucht werden sollen.

Fall 3. Im Zerfallsschema der Fig. 5 folgt dem K -Einfang eine γ -Strahlung. Die Lebensdauer des angeregten Zustandes soll gegenüber dem Koinzidenzauflösungsvermögen klein sein.

Die Stosszahl im Zählrohr an der Stelle der K -Konversionslinie wird

$$Z_K = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_K \kappa_K$$

und an der Stelle der *KLL*-Augerelektronenlinie

$$Z_{KLL} = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_{KLL} a_{KLL} (1 + \varkappa_K).$$

Die Koinzidenzen, die von den *KLL*-Augerelektronen herrühren, wenn im Zählrohr die *K*-Konversionslinie gemessen wird, sind

$$K_K = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_K \omega_{Sc} \eta \varepsilon_{KLL} \varkappa_K a_{KLL} (2 - \omega_{Sc} a_{KLL})$$

und die Koinzidenzen bei Messung der *KLL*-Augerlinie im Zählrohr

$$K_{KLL} = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_{KLL} \omega_{Sc} \eta \varepsilon_K \varkappa_K a_{KLL} (2 - \omega_{Sc} a_{KLL})$$

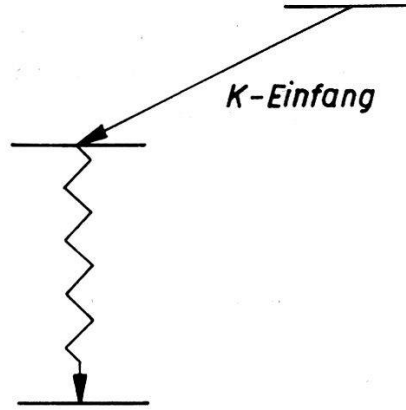


Fig. 5.

Hypothetisches Zerfallsschema.

Unter Vernachlässigung des Gliedes $\omega_{Sc} a_{KLL}$ gegenüber 2 folgt aus diesen vier Gleichungen sogleich

$$\frac{K_{KLL}}{Z_{KLL}} = 2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_K \frac{\varkappa_K}{1 + \varkappa_K} \quad \frac{1}{\varkappa_K} = 2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_K \frac{\int \frac{Z_{KLL}}{p} dp}{\int \frac{K_{KLL}}{p} dp} - 1 \quad \text{III}$$

$$\frac{K_K}{Z_K} = 2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_{KLL} a_{KLL} \quad a_{KLL} = \frac{1}{2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_{KLL}} \frac{\int \frac{K_K}{p} dp}{\int \frac{Z_K}{p} dp} \quad \text{IV}$$

$$\frac{K_K}{Z_{KLL}} = \frac{f_K}{f_{KLL}} 2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_{KLL} \frac{\varkappa_K}{1 + \varkappa_K} \quad \frac{1}{\varkappa_K} = 2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_{KLL} \frac{f_K}{f_{KLL}} \frac{\int \frac{Z_{KLL}}{p} dp}{\int \frac{K_K}{p} dp} - 1 \quad \text{V}$$

$$\frac{K_{KLL}}{Z_K} = \frac{f_{KLL}}{f_K} 2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_K a_{KLL} \quad a_{KLL} = \frac{f_K}{2 \omega_{Sc} \eta \varepsilon_K f_{KLL}} \frac{\int \frac{K_{KLL}}{p} dp}{\int \frac{Z_K}{p} dp} \quad \text{VI}$$

Aus den Gleichungen III und V lässt sich der K -Konversionskoeffizient der γ -Strahlung ermitteln; die Gleichungen IV und VI ergeben den Koeffizienten der inneren Konversion der Röntgenstrahlung. Bemerkenswert ist, dass bei den Gleichungen III und IV die Durchlässigkeit der Zählrohrfolie nicht eingeht. Entsprechend erhält man auch die Koeffizienten der inneren Konversion der Röntgenstrahlung für die anderen KXY -Augerelektronen oder auch gesamthaft für die ganze Gruppe der KXY -Augerelektronen ($a_K = a_{KLL} + a_{KLM} + \dots$). Die gleiche Rechnung kann auch auf die L -Konversionslinie und deren Augerelektronen angewendet werden.

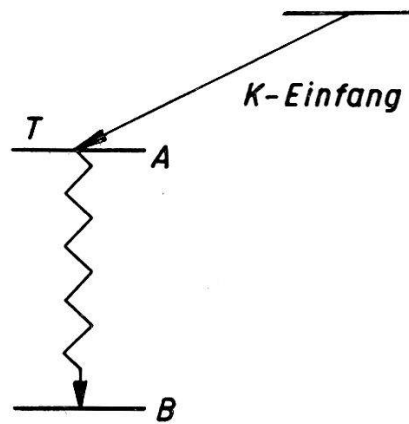


Fig. 6.

Hypothetisches Zerfallsschema.

Fall 4. Ähnlich liegen auch die Verhältnisse im Zerfallsschema nach Fig. 6, bei welchem dem K -Einfang wiederum eine γ -Strahlung folgt. Hier soll jedoch im Energieniveau A ein isomerer Zustand vorliegen, dessen HWZ ein Vielfaches des Koinzidenzauflösungsvermögens beträgt. Koinzidenzen entstehen dann z. B. nur zwischen den K -Konversionselektronen der γ -Strahlung und jenen Augerelektronen, die durch die K -Konversionselektronen entstehen. Zwischen den Konversionselektronen der γ -Strahlung und jenen Augerelektronen die vom K -Einfang herrühren, können keine Koinzidenzen auftreten.

Auch hier werden nur die KLL -Augerelektronen betrachtet. Die Einzelstosszahlen sind die gleichen, wie in Fall 3, nämlich

$$Z_K = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_K \varkappa_K$$

und

$$Z_{KLL} = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_{KLL} a_{KLL} (1 + \varkappa_K)$$

Für die Koinzidenzen ergibt sich jedoch

$$K_K = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_K \omega_{Sc} \eta \varepsilon_{KLL} \varkappa_K a_{KLL}$$

und

$$K_{KLL} = N \omega_{Sp} \varepsilon_{ZR} f_{KLL} \omega_{Sc} \eta \varepsilon_K \varkappa_K a_{KLL}$$

Aus diesen Gleichungen folgt

$$\frac{K_{KLL}}{Z_{KLL}} = \omega_{Sc} \varepsilon_K \eta \frac{z_K}{1+z_K}$$

$$\frac{1}{z_K} = \omega_{Sc} \varepsilon_K \eta \frac{\int \frac{Z_{KLL}}{p} dp}{\int \frac{K_{KLL}}{p} dp} - 1 \quad \text{VII}$$

$$\frac{K_K}{Z_K} = \omega_{Sc} \varepsilon_{KLL} \eta a_{KLL}$$

$$a_{KLL} = \frac{1}{\omega_{Sc} \varepsilon_{KLL} \eta} \frac{\int \frac{K_K}{p} dp}{\int \frac{Z_K}{p} dp} \quad \text{VIII}$$

$$\frac{K_K}{Z_{KLL}} = \frac{f_K}{f_{KLL}} \omega_{Sc} \varepsilon_{KLL} \eta \frac{z_K}{1+z_K}$$

$$\frac{1}{z_K} = \frac{f_K}{f_{KLL}} \omega_{Sc} \varepsilon_{KLL} \eta \frac{\int \frac{Z_{KLL}}{p} dp}{\int \frac{K_K}{p} dp} - 1 \quad \text{IX}$$

$$\frac{K_{KLL}}{Z_K} = \frac{f_{KLL}}{f_K} \omega_{Sc} \varepsilon_K \eta a_{KLL}$$

$$a_{KLL} = \frac{f_K}{f_{KLL}} \frac{1}{\omega_{Sc} \varepsilon_K \eta} \frac{\int \frac{K_{KLL}}{p} dp}{\int \frac{Z_K}{p} dp} \quad \text{X}$$

Wiederum unter der Voraussetzung, dass die Hilfsgrößen der Apparatur bekannt sind, erhält man aus den Gleichungen VII und IX den K -Konversionskoeffizienten und aus den Gleichungen VIII und X den Koeffizienten der inneren Konversion der Röntgenstrahlung. Dabei ist zu beachten, dass bei den Gleichungen VII und VIII die Durchlässigkeit des Zählrohrfensters nicht eingeht. Auch hier lassen sich die entsprechenden Gleichungen auf die ganze Gruppe der KXY -Augerelektronen anwenden ($a_K = a_{KLL} + a_{KLM} + \dots$) und ebenso auch auf die L -Konversionslinien und deren Augerelektronen.

In einer früheren Arbeit¹⁾ wurde eine entsprechende Rechnung für den Fall eines K -Einfanges mit zwei nachfolgenden γ -Kaskaden durchgeführt.

Die hier ausgeführten Rechnungen lassen sich auch auf kompliziertere Zerfallsschemen ausdehnen. Mit Hilfe der Attenuatorkurven, oder auch durch Messungen mit Absorbern vor dem Scintillationszähler können, wenn nötig, leicht noch weitere Anhaltspunkte und Informationen erhalten werden.

Die Rechnungen zeigen, dass die mit einer solchen Anordnung gemachten Koinzidenzmessungen ein wertvolles Hilfsmittel darstellen, um die Anregungszustände von Atomkernen zu untersuchen und um die Konversionskoeffizienten von γ -Übergängen und die Koeffizienten der inneren Konversion der Röntgenstrahlung zu messen. Der bedeutende Vorteil dieser Koinzidenzmessungen liegt im sehr guten Energieauflösungsvermögen des Spektrometers und im grossen Raumwinkel des Scintillationszählers, durch welchen die Apparatur zur Registrierung von β - β -Koinzidenzen sehr lichtstark wird.

§ 4. Bestimmung der notwendigen Grössen für quantitative Messungen.

Die Ausführungen von § 3 zeigen, dass für die quantitative Auswertung der Spektrometermessungen die folgenden Grössen bekannt sein müssen:

- a) Durchlässigkeit $f(p)$ des Zählrohrfensters für Elektronen.
- b) Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon(p)$ des Scintillationszählers für Elektronen.
- c) Koinzidenzwirkungsgrad η .
- e) Raumwinkel ω_{sc} des Scintillationszählers.
- d) Durch Streuung erzeugte Koinzidenzen.
- f) Einfluss der Richtungskorrelation.

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung dieser Grössen besprochen.

a) *Durchlässigkeit $f(p)$ des Zählrohrfensters für Elektronen.*

Bei Verwendung eines Zählrohres mit einem Formvarfenster von weniger als $0,1 \text{ mg cm}^{-2}$ ist die Durchlässigkeit dieses Fensters $f(p) = 1$ für Elektronenenergien $E > 20 \text{ keV}$. Verschiedene Punkte des Spektrums eines Co^{60} Eichpräparates wurden mit einem solchen Formvarfensterzählrohr ausgemessen und nachher mit den Messungen eines Glimmerfenster-Zählrohres verglichen. Bei gleicher Geometrie erhält man unmittelbar die Durchlässigkeit des Glimmerfensters. In Fig. 7 ist die Durchlässigkeit verschieden dicker Glimmerfenster in Funktion der Elektronenenergie aufgetragen.

b) *Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon(p)$ des Scintillationszählers für Elektronen¹¹⁾.*

Es sei hier gleich vorweggenommen, dass aus technischen Gründen ein langer und dünner Lichtleiter verwendet wurde, welcher durch die bestehende Spektrometerschleuse eingeschoben

werden konnte. Aus diesen ungünstigen geometrischen Verhältnissen resultiert ein schlechter optischer Wirkungsgrad des Lichtleiters. Daraus ergibt sich bei kleinen Elektronenenergien eine kleinere Ansprechwahrscheinlichkeit, als wie sie sonst mit Anthracenkristallen heute erreichbar ist¹²⁾.

Wie bereits erwähnt, wurde als Scintillationsmaterial ein klarer, durchsichtiger Anthracenkristall von 12 mm Durchmesser und 2 mm Dicke verwendet. Die Kristalldicke von 2 mm wurde deshalb gewählt, weil damit auch für höhere β -Energien noch 100% Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht werden, während die Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Quanten bei dieser Dicke noch klein ist.

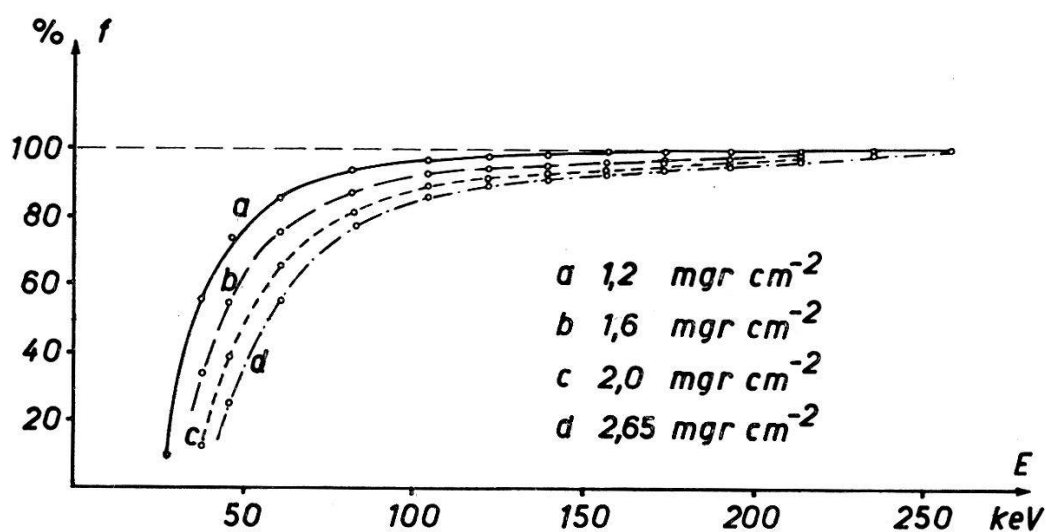


Fig. 7.

Durchlässigkeit für Elektronen für Glimmerfenster verschiedener Dicke.

Die für unsere Apparatur gültige Ansprechwahrscheinlichkeit wurde auf folgende Weise ermittelt:

Ein β -Standardpräparat (für kleine Energien Co^{60} , für grössere Energien $\text{RaD} + E$) wird im Spektrometer ausgemessen. (Zählrohrfenster aus Formvar von $\approx 0,1 \text{ mg cm}^{-2}$.) An Stelle des Zählrohres kann alsdann der Scintillationszähler ins Spektrometer eingesetzt werden. Wenn noch für identische Geometrie gesorgt wird, so können die bei gleichem H_ρ gemessenen Stosszahlen direkt miteinander verglichen werden. Wenn man die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres, die zu $\varepsilon_{ZR} = 92\%$ bestimmt wurde, berücksichtigt, so erhält man durch Vergleich der beiden gemessenen Stosszahlen unmittelbar die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit der Scintillationsanordnung.

Um eine optimale Ansprechwahrscheinlichkeit zu gewährleisten, ist es notwendig, ein einzelnes an der Photokathode ausgelöstes

Elektron registrieren zu können. Bei der 3200-fachen Nachverstärkung ist es dazu nötig, den Multiplier mit einer Spannung $V_M = 960$ V zu betreiben. Eine Messung mit durch Licht ausgelösten Photoelektronen an der Multiplierkathode, ergab bei dieser Betriebsspannung, dass ca. 90% aller Photoelektronen gezählt werden. Man hat dazu bei verschiedenen Multiplierbetriebsspannungen Attenuatorkurven aufzunehmen und erhält für höhere Spannungen ein Plateau. Dort werden 100% der Photoelektronen gezählt.

Bei der erwähnten Betriebsspannung beträgt der thermische Null-effekt der Photokathode ca. 500 Stösse/min für Wasserkühlung

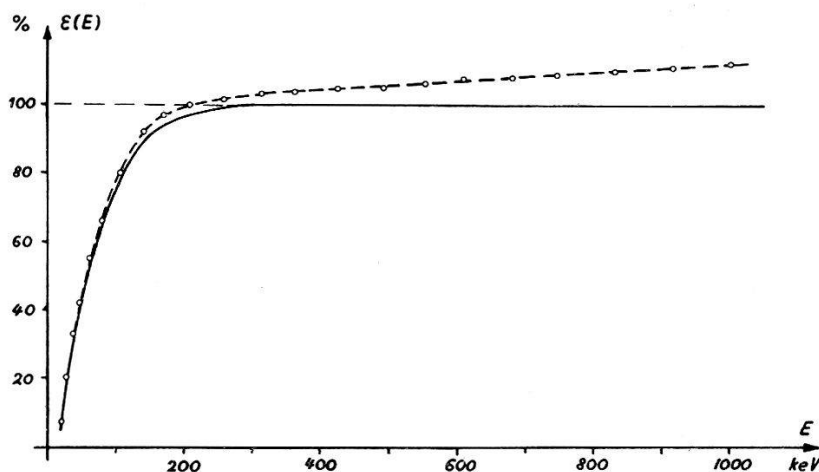


Fig. 8.

Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers für Elektronen.

von $T = 14^{\circ}$ C bzw. ca. 200 Stösse/min für Eiswasserkühlung von $T = 0^{\circ}$ C.

Die für unsere Anordnung gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Elektronenenergie ist aus Fig. 8 ersichtlich.

Sofort fällt auf, dass die Messpunkte bei grösseren Elektronenenergien höher als 100% liegen und dass die Abweichung systematisch mit der Elektronenenergie zunimmt. Dieser Effekt wurde auch von anderen Autoren¹³⁾ gefunden. Eine Überprüfung des Tatbestandes ergab, dass es sich hier entweder um verzögerte Lichtimpulse im Anthracenkristall oder eine Art Maltereffekt¹⁴⁾ im Photomultiplier handeln muss. So konnte z. B. bei mit Licht ausgelösten Photoelektronen auch für höhere Betriebsspannungen kein Plateau erreicht werden, die Stosszahl nimmt auch dort ständig noch etwas zu. Wie auch die Attenuatorkurven (Fig. 9) zeigen, erhält man für grosse Elektronenenergien zunächst einen flachen Verlauf der Kurve, die sich an 100% annähert. Werden Impulse mit immer kleinerer Amplitude mitgezählt, so steigt die Kurve weiter an, um 100% zu übersteigen. Dieser Kurvenverlauf zeigt, dass der

Überschuss nur durch Stösse kleiner Amplituden entsteht, also durch eines oder wenige Photoelektronen verursacht wird. Da das Auflösungsvermögen des Untersetzers $\tau = 10^{-6}$ sec beträgt, müssen diese kleinen Impulse gegenüber den von der Elektronenstrahlung herrührenden Impulsen um mindestens 10^{-6} sec verzögert sein und sie geben daher keinen Anlass zu wahren Koinzidenzen. Dies wurde durch eine Koinzidenzmessung bestätigt.

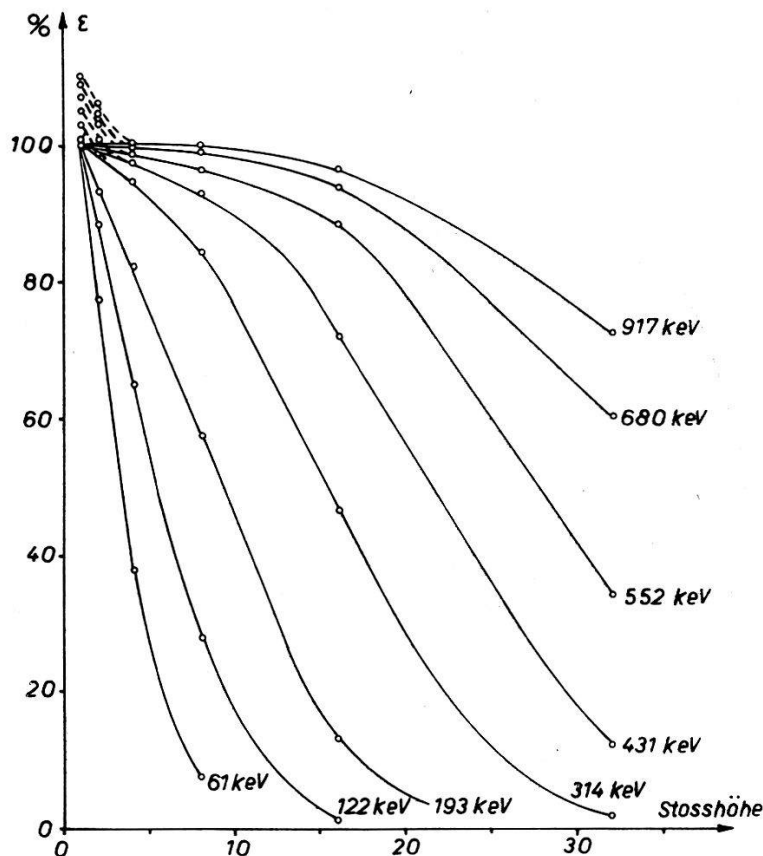


Fig. 9.

Attenuatorkurven.

Nach dem Verlauf der Messpunkte in Fig. 8 scheint der Zuwachs an Einzelstössen zur Elektronenenergie proportional zu sein. Unter dieser Voraussetzung kann die ausgezogene Kurve der Fig. 8 konstruiert werden. Diese Kurve dürfte somit der tatsächlichen Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers für Koinzidenzen entsprechen.

Für viele Messungen ist es von Vorteil, wenn im Scintillationszähler eine gewisse Energieauswahl der registrierten Elektronen getroffen werden kann. Ebenso wäre es wünschenswert, wenn bei Koinzidenzmessungen zwischen zwei Konversionselektronenlinien die Energie des Koinzidenzpartners, der im Scintillationszähler gemessen wird, bestimmt werden könnte. Dies kann durch Bestim-

mung der Verteilung der Stosshöhen in Funktion der Elektronenenergie erfolgen. Wenn, wie bei der Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit, der Scintillationszähler an Stelle des Zählrohres im Spektrometer eingesetzt wird, so können bestimmte Elektronenenergien ausgewählt und für dieselben die Attenuatorkurven aufgenommen werden. Fig. 9 zeigt die für die Impulshöhe 1 auf 100% reduzierten Attenuatorkurven.

c) *Koinzidenzwirkungsgrad η .*

Koinzidenzverluste können entstehen, wenn die Signale von Scintillationszähler und Zählrohr nicht gleichzeitig in den Koinzidenzverstärker gelangen. Die zeitlichen Verschiebungen können einerseits durch die Laufzeit der Multiplierimpulse im Verstärker und andererseits durch die Time-lag im Zählrohr entstehen. Die Time-lag beträgt für unsere Zählrohre ca. 10^{-7} sec¹⁵⁾. Weiterhin können Koinzidenzverluste durch verschieden grosse Impulsamplituden im Multiplikanal entstehen. Die Risetime ist ja unabhängig von der Impulsamplitude und so wird der Schmitt-Trigger bei grossen Impulsen zeitlich früher ansprechen als bei kleinen Impulsen. Um die Koinzidenzverluste zu bestimmen, wurde so verfahren, dass wahre Koinzidenzen im Spektrometer gemessen und der eine Kanal gegenüber dem andern zeitlich verzögert wurde. Führt man diese Messungen für verschiedene β -Energien im Scintillationszähler durch, so können auch die eventuell durch die endliche Risetime entstehenden Koinzidenzverluste erfasst werden.

Als Quelle wahrer Koinzidenzen wurden die Konversionselektronen der stark konvertierten γ -Kaskade von Hg^{197} benutzt und ebenso Koinzidenzen des β -Spektrums mit den Konversionselektronen der 411 keV γ -Strahlung von Au^{198} . Die auf diese Weise aufgenommenen Kurven sind in Fig. 10 dargestellt. Dabei sind die einzelnen Maxima der Kurven auf 100% reduziert. Wie aus einer später besprochenen Messung hervorgeht, werden dort tatsächlich alle wahren Koinzidenzen registriert. Die Aufnahme der Kurven erfolgte mit einem konstanten Koinzidenzauflösungsvermögen von $\tau = 2,3 \cdot 10^{-7}$ sec. Aus dem Verlauf der Kurvenschar ist ersichtlich, dass für die Verzögerungszeit von $\Delta t = 5 \cdot 10^{-8}$ sec im Zählrohrkanal, für alle β -Energien 100% der Koinzidenzen registriert werden und so sind alle weiteren Messungen mit dieser Verzögerung im Zählrohrkanal durchgeführt.

Es bleibt nun zu untersuchen, ob im Maximum der Kurven auch tatsächlich alle wahren Koinzidenzen registriert werden. Zur Kontrolle wurden wahre Koinzidenzen zwischen dem β -Spektrum und

den Konversionselektronen der 411 keV γ -Strahlung von Au^{198} bei verschiedenen Koinzidenzauflösungsvermögen gemessen. Das Au^{198} eignet sich für diese Messung besonders gut, da hier als Koinzidenzpartner der Konversionselektronen, im Scintillationszähler das gesamte β -Spektrum beteiligt ist und somit im Multiplizierkanal Impulse in einem grossen Amplitudenbereich koinzidenz-

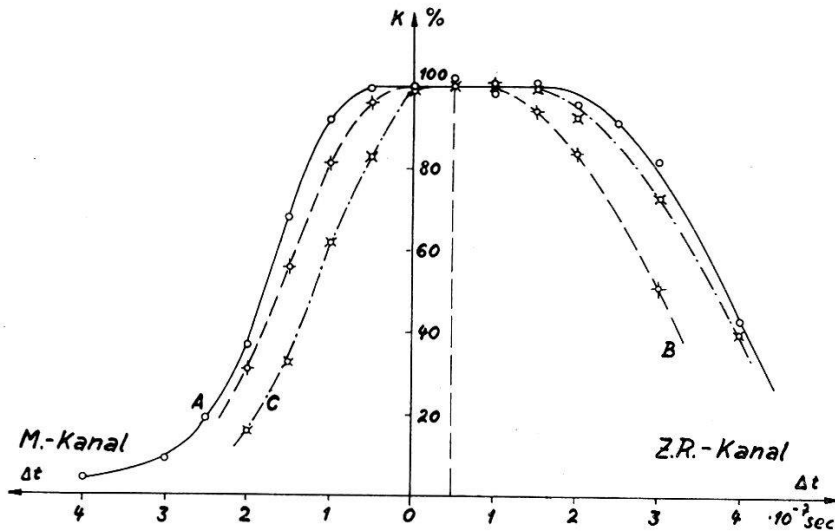


Fig. 10.

Koinzidenzen bei zeitlicher Verzögerung der Signale.

Kurve A: Messung mit Au^{198} . Im Zählrohr: 328 keV e^- .

Im Scintillationszähler: β -Spektrum.

Kurve B: Messung mit Hg^{197} . Im Zählrohr: 120 keV e^- .

Im Scintillationszähler: Im Mittel ca. 150 keV e^- .

Kurve C: Messung mit Hg^{197} . Im Zählrohr: 151 keV e^- .

Im Scintillationszähler: Im Mittel ca. 120 keV e^- .

fähig sein müssen. Wenn man voraussetzt, dass bei schlechtem Auflösungsvermögen ($\tau = 7,5 \cdot 10^{-7}$ sec) alle wahren Koinzidenzen gezählt werden, so registriert man bis zu $\tau = 2,3 \cdot 10^{-7}$ sec ($100 \pm 1,4$)% Koinzidenzen. Mit diesem Ergebnis wird der Koinzidenzwirkungsgrad $\eta = 1$.

d) Durch Streuung erzeugte Koinzidenzen.

Es muss nunmehr noch geprüft werden, ob die mit der Apparatur gemessenen Koinzidenzen auch tatsächlich wahre Koinzidenzen sind und nicht durch Streuung oder andere Effekte hervorgerufen werden.

Elektronen, die im Anthracenkristall genügend Energie verloren haben, um gezählt zu werden, können zurückgestreut werden. Liegt der Impuls dieser rückgestreuten Elektronen im eingestellten

Impulsintervall des Spektrometers, so werden diese Elektronen auch im Zählrohr registriert und geben dadurch Anlass zu Koinzidenzen. Die Anzahl dieser durch Streuung erzeugten Koinzidenzen hängt ganz von der Art und der Impulsverteilung der Elektronenstrahlung des verwendeten Präparates ab. Die Grössenordnung dieses Effektes wurde durch Messung mit einem Ra D + E-Präparat (ca. 15 mg cm^{-2}) bestimmt. Dieses weist keine wahren β - β -Koinzidenzen auf. In Fig. 11 ist die gemessene Koinzidenzrate bezogen auf

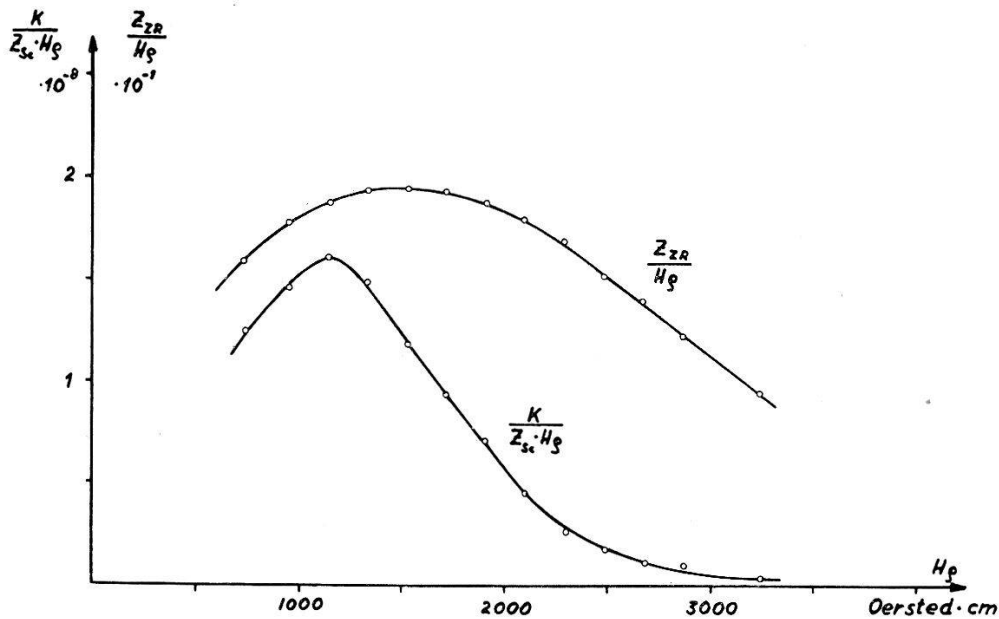


Fig. 11.

Durch Streuung erzeugte Koinzidenzen von Ra D + E.

die Einzelstosszahl im Scintillationszähler aufgetragen. Ebenfalls eingezeichnet ist die durch H_0 dividierte Einzelstosszahl im Zählrohr. Beide Kurven sind auf die Durchlässigkeit des Zählrohrfensters korrigiert. Man sieht, dass im allgemeinen der Anteil der durch Streuung verursachten Koinzidenzen klein ist.

e) *Der Raumwinkel ω_{sc} des Scintillationszählers.*

Bei einem Kristalldurchmesser von 12 mm und einem Abstand Präparat-Kristall von 6,2 mm, wird für unsere Anordnung für die verwendeten Präparate von 6 mm Durchmesser, der numerisch bestimmte relative Raumwinkel $\omega_{sc} = 14\%$. Andererseits kann ω_{sc} auch experimentell bestimmt werden. Wird ein Präparat mit bekannten Konversionskoeffizienten ausgemessen, so kann der unbekannte Raumwinkel aus den Messresultaten ermittelt werden. Eine solche Messung mit Hg^{197} ergab in Übereinstimmung mit obigem Wert $\omega_{sc} = 13\%$.

f) *Einfluss der Richtungskorrelation.*

Bei allen Koinzidenzmessungen im Spektrometer muss bei der Auswertung gemessener Koinzidenzen ein eventuell anisotroper Verlauf der Elektronenstrahlungen berücksichtigt werden.

Der allgemeine Ausdruck einer solchen anisotropen Winkelverteilung lautet

$$W(\Theta) = 1 + A_1 \cos^2 \Theta + A_2 \cos^4 \Theta + \dots$$

Wird nur das erste Glied berücksichtigt, so wird die mittlere Koinzidenzzahl unter dem Winkel $\Theta = (\pi/4 + n \pi/2)$ gemessen, denn dann ist

$$W(\pi/4 + n \pi/2) = 1 + 0,5 A_1$$

Für unser Spektrometer beträgt der Startwinkel der Elektronen gegen die Spektrometerachse $\alpha = 18^\circ \pm 4,5^\circ$. Unter Annahme einer punktförmigen Quelle wird der Öffnungswinkel des Kristalls $\beta = 45^\circ$. Berücksichtigt man die räumliche Winkelverteilung, so ergibt sich für unsere Anordnung ein mittlerer Winkel $\Theta_m = 145,5^\circ$. Damit wird

$$W(\text{Spektrometer}) = 1 + 0,675 A_1$$

Die im Spektrometer gemessenen Koinzidenzen müssen daher mit dem Faktor

$$w = \frac{1 + 0,5 A_1}{1 + 0,675 A_1}$$

multipliziert werden.

Selbst bei der sehr starken ($e^- - e^-$)-Richtungskorrelation von Hg^{197} , die eine Anisotropiekonstante $A_1 = 0,24$ aufweist, beträgt diese Korrektur nur 3,5%. Im allgemeinen kann daher der Einfluss der Richtungskorrelation auf die Messungen vernachlässigt werden.

§ 5. **Messungen von Konversionskoeffizienten.**

Für verschiedene, der unter den Anwendungsmöglichkeiten der Apparatur besprochenen hypothetischen Zerfallsschemen wurde eine Messung durchgeführt. Es entsprechen

Isotop	Fall
Au^{198}	1
In^{111}	3
Cd^{109}	4

Messungen an Au^{198} .

Als Präparat wurde ein Pile-Präparat von Harwell (England) verwendet. Das Gold wurde elektrolytisch, als dünne Schicht, auf eine $0,3 \text{ mg cm}^{-2}$ dicke Goldfolie niedergeschlagen. (Schicht + Unterlage ca. $0,35 \text{ mg cm}^{-2}$).

Mit diesem Präparat wurde der von vielen Autoren¹⁶⁾ untersuchte Zerfall des Au^{198} gemessen. Die erwähnten Untersuchungen enthalten teilweise sich widersprechende Resultate. So finden verschiedene Autoren^{17) 18)} ein metastabiles Niveau, von dem sie durch Messung verzögerter Koinzidenzen eine Lebensdauer von ca. $3 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$ bestimmt haben. Sie ordnen die gemessene HWZ dem

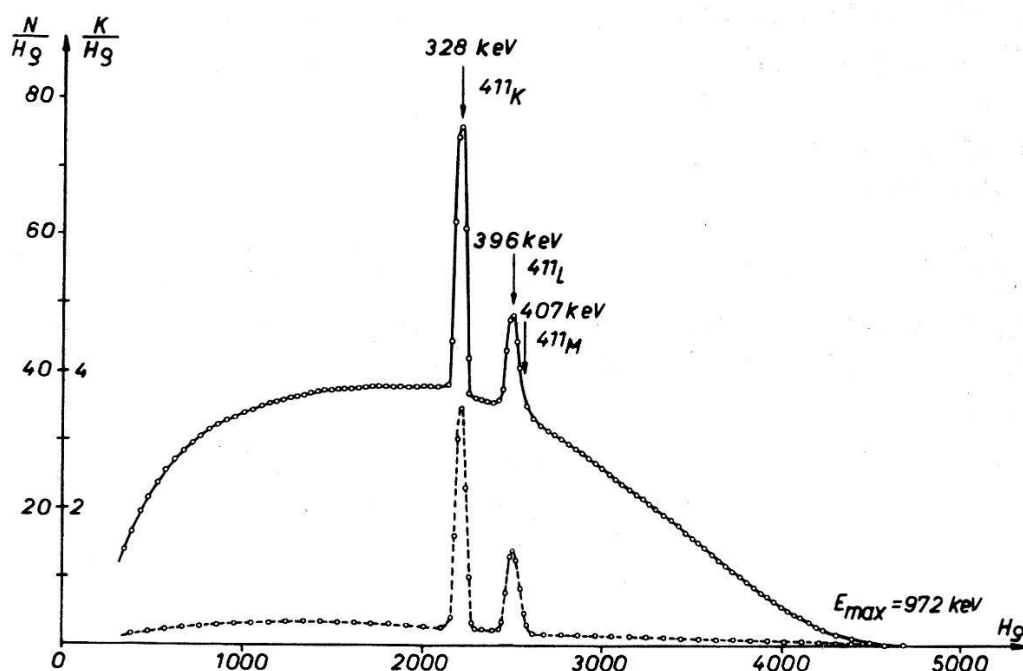


Fig. 12.

β -Spektrum und β - e^- -Koinzidenzen von Au^{198} .

411 keV γ -Übergang¹⁷⁾ oder einem γ -Übergang kleinerer Energie zu¹⁸⁾. Daher ist hier speziell versucht worden festzustellen, ob neben den Konversionselektronen der 411 keV γ -Strahlung noch Elektronenlinien kleinerer Energie und schwacher Intensität auftreten, die im Einzelstosspektrum kaum mehr nachweisbar wären. Das von R. W. PRINGLE und S. STANDIL¹⁹⁾ gefundene Niveau von 1,1 MeV fällt für den metastabilen Zustand wahrscheinlich ausser Betracht.

Die Messung der Einzelstösse und der Koinzidenzen ist in Fig. 12 dargestellt. Abgesehen von ca. 2% der Übergänge, entspricht der Zerfall von Au^{198} dem Fall 1, der unter den Anwendungsmöglich-

keiten der Apparatur besprochen wurde (Fig. 3). Deutlich ist ersichtlich, dass die gemessenen Koinzidenzen bei 328 keV und 396 keV den Untergrund aus wahren und durch Streuung erzeugten Koinzidenzen um ein Mehrfaches überragen, während bei unserem Spektrometer das Verhältnis der Einzelstosszahlen $Z_{\text{Linie}}/Z_{\text{Spektrum}}$ ca. 1:1 ist. Aus der Koinzidenzmessung folgt unmittelbar, dass die 411 keV γ -Strahlung in Kaskade zum β -Spektrum emittiert wird.

Die Auswertung der gemessenen Koinzidenzen nach Gleichung I ergibt die Konversionskoeffizienten $\kappa_K = 2,65\%$ und $\kappa_{L+M} = 1,2\%$ sowie das Verhältnis $K/(L+M) = 2,2$. Zur Kontrolle wurden auch die Einzelstossmessungen ausgewertet und dabei ergaben sich für die Konversionskoeffizienten die gleichen Werte. Diese stimmen auch mit den Messresultaten anderer Autoren überein. Diese Übereinstimmung zeigt, dass es ohne weiteres möglich ist, durch Koinzidenzmessung im Spektrometer, die Konversionskoeffizienten von γ -Übergängen zu bestimmen, wenn die Hilfsgrössen der Apparatur bekannt sind.

Der so für die 411 keV γ -Strahlung gemessene Konversionskoeffizient $\alpha_K = N_e/N\gamma = 2,75 \pm 0,3\%$ ist in guter Übereinstimmung mit den von ROSE, GOERTZEL, SPINRAD, HARR und STRONG²⁰⁾ berechneten K -Konversionskoeffizienten für elektrische Quadrupolstrahlung.

Neben den Konversionselektronen der 411 keV γ -Strahlung finden wir bis hinunter zu 10 keV keine weiteren Konversionslinien und zwar sowohl im Einzelstoßspektrum, als auch in der wesentlich empfindlicheren Koinzidenzmessung. Nach den Rechnungen für die K -Konversionskoeffizienten und nach Abschätzungen für die L -Konversionskoeffizienten treten nach unseren Messungen neben der 411 keV γ -Strahlung keine weiteren γ -Strahlungen kleinerer Energie auf, deren Intensität grösser als 5% der Zerfälle ist.

Weiter wurden noch von einem Au¹⁹⁸-Präparat im Linsenspektrometer die Photo- und die Compton-Elektronen mit einem Au-Strahler von 2,6 mg cm⁻² gemessen. Auch hier wurden, in Übereinstimmung mit anderen Messungen²¹⁾ ausser der 411 keV γ -Strahlung keine Andeutungen einer weicheren Strahlung gefunden.

Messungen an In¹¹¹.

Eine Cd-Target wurde im Cyclotron während 2 Stunden bestrahlt. Durch (p, n)-Prozess entstehen dabei die verschiedenen In-Isotope. Nach ca. 20 Stunden sind die kurzlebigen Isotope abgeklungen, und es bleiben das In¹¹¹ (2,84 d) und das In¹¹¹ (50 d). Durch Auf-

dampfen des radioaktiven Indiums im Vakuum²²⁾ auf eine dünne Al-Unterlage wurde ein Präparat hergestellt*). Ein solches Präparat wiegt ca. $0,2 \text{ mg cm}^{-2}$.

Das In^{111} zerfällt durch K -Einfang in Cd^{111} und geht unter Emission zweier γ -Strahlungen in Kaskade (173 keV und 247 keV) in den Grundzustand über²³⁾. Das In^{114} geht unter Emission einer γ -Strahlung (192 keV) in einen isomeren Zustand von 72 sec HWZ

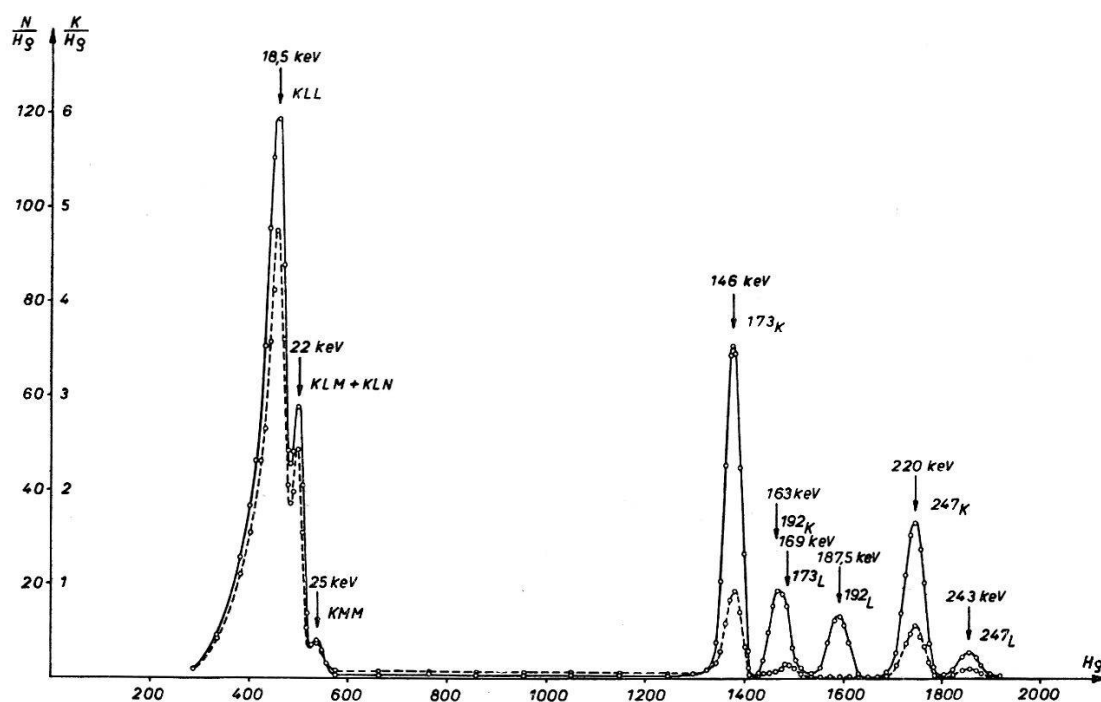


Fig. 13.

Elektronenspektrum und e^-e^- -Koinzidenzen von In^{111} und In^{114} .

und zu 97% unter Emission eines kontinuierlichen β -Spektrums in den Grundzustand Sn^{114} über¹⁶⁾.

In einem Linsenspektrometer mit dem üblichen Auflösungsvermögen werden die 173_L -Linie (169 keV) und die 192_K -Linie (163 keV) nicht mehr aufgelöst. Eine Trennung dieser beiden Linien ist erst nach dem Abklingen des kurzlebigeren In^{111} möglich. Wenn hingegen im Linsenspektrometer die Koinzidenzen mit gemessen werden, so können die unaufgelösten Linien aufgeteilt werden. Es muss ja das Verhältnis der Koinzidenzen zu den Einzelstosszahlen bei der K -, bei der L - und bei der M -Konversionslinie desselben γ -Überganges konstant sein.

Fig. 13 zeigt die Messung des Einzelstoßspektrums und der (e^-e^-) -Koinzidenzen der beiden In-Isotope.

*) Für die Herstellung der im Vakuum aufgedampften Präparate möchten wir Herrn Dr. H. FRAUENFELDER danken.

Bei der Auswertung ist zu beachten, dass sich die Koinzidenzen bei den Konversionslinien des In^{111} aus $K = K_{\text{Konv}} + K_A$ zusammensetzen. Dabei sind K_{Konv} jene Koinzidenzen, welche durch Messung der Konversionselektronen des in Kaskade zerfallenden γ -Überganges im Scintillationszähler auftreten und K_A sind jene Koinzidenzen, welche durch Messung der KXY -Augerelektronen im Scintillationszähler auftreten. Weiterhin ist der Anteil von K_A bei den K -Konversionslinien doppelt so gross wie bei den L -Konversionslinien, also

$$\left[\frac{K_A}{Z} \right]_K^{247} = 2 \left[\frac{K_A}{Z} \right]_L^{247}$$

Zudem muss

$$\left[\frac{K_{\text{Konv}}}{Z} \right]_K^{247} = \left[\frac{K_{\text{Konv}}}{Z} \right]_L^{247} \text{ sein.}$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen können K_{Konv} und K_A bei den Konversionslinien der 247 keV γ -Strahlung bestimmt werden. Da K_A zu den Einzelstössen proportional ist, können auch die Anteile von K_A der Koinzidenzen K bei den Konversionslinien der 173 keV γ -Strahlung bestimmt werden.

Nach erfolgter Aufteilung können die Konversionskoeffizienten nach Gleichung V einer früheren Arbeit¹⁾ bestimmt werden. Die Auswertung der Messung ergibt die folgenden Resultate.

Energie der γ -Strahlung	$\frac{K}{L+M}$	$\alpha_K = \frac{N_{eK}}{N}$	$\alpha = \frac{N_e}{N}$	$\frac{N_{e173}}{N_{e247}}$
173 keV	6,6	0,093	0,107	1,77
247 keV	5,3	0,051	0,060	

Alle diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit anderen Messresultaten, speziell auch mit den Resultaten einer Publikation von C. L. MCGINNIS²⁴⁾, die während der Drucklegung dieser Arbeit erschienen ist. Für Vergleiche mit der Theorie und die Diskussion sei auf diese Publikation verwiesen.

Für die 192 keV Konversionselektronen des In^{114} findet man nach Aufteilung der zusammenfallenden Konversionslinien $K/(L+M) = 0,96$. Auch dieser Wert stimmt mit den Resultaten anderer Messungen überein, die mit reinem In^{114} durchgeführt wurden.

Die Gleichung IV von Fall 3 der Anwendungsmöglichkeiten der Apparatur kann zur Bestimmung des Koeff. der inneren Konversion der Röntgenstrahlung von In^{111} resp. Cd^{111} benutzt werden. Sie ergibt

$$a_{K(Z=48)} = 0,17$$

Aus der Aufteilung der einzelnen Augerlinien folgt

$$a_{KLL} = 11,2\% \quad a_{KLM} + a_{KLN} = 5,15\% \quad a_{KMM} = 0,63\%.$$

Die Diskussion dieser Werte und Vergleiche mit der Theorie erfolgt bei den Messungen des Ag.

Messungen an Cd^{109} .

Wir haben im Cyclotron während 20 Stunden Ag bestrahlt. Daraus entstehen durch (p, n)-Prozess Cd^{107} (6,7 h) und Cd^{109} (330 d). Durch Aufdampfen im Vakuum²²⁾ auf eine dünne ebenfalls durch Aufdampfen hergestellte Aluminiumschicht, wurde ein dünnes Präparat (Schicht + Unterlage ca. $0,2 \text{ mg cm}^{-2}$) hergestellt. Nach dem Abklingen des 6,7 h-Isotopes bleibt das Cd^{109} .

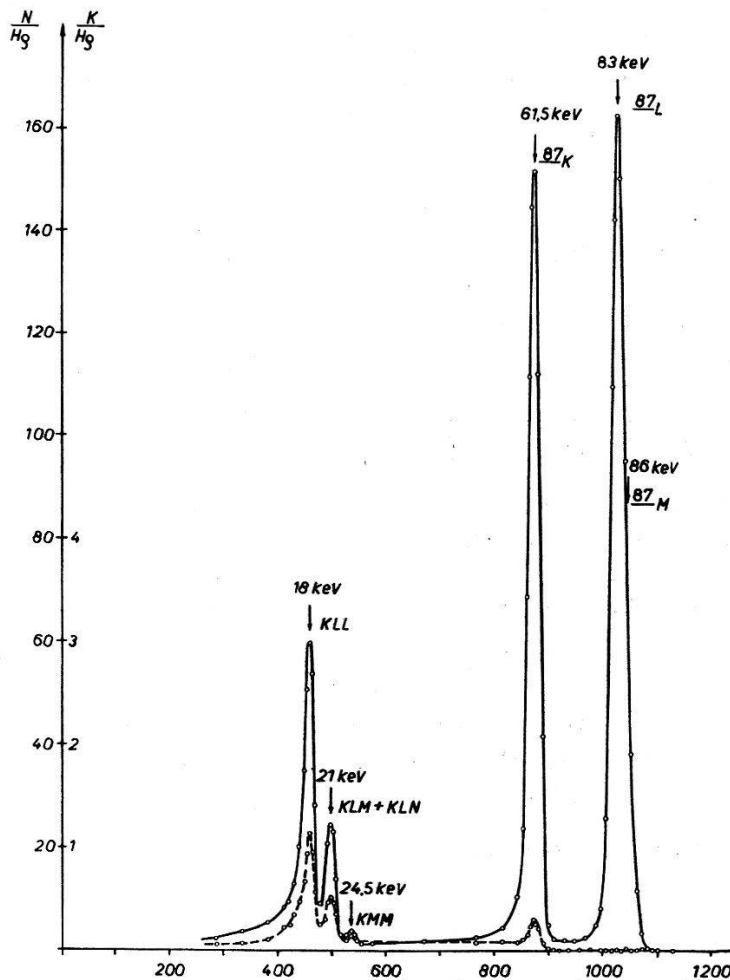


Fig. 14.

Elektronenspektrum und e^-e^- -Koinzidenzen von Ag^{109*} .

Das Cd^{109} zerfällt durch K -Einfang in das Isomer Ag^{109*} , welches eine HWZ von 39,2 sec und eine Anregungsenergie von 87 keV aufweist²⁵⁾.

Das Elektronenspektrum des Cd^{109} resp. Ag^{109*} wurde im Linsenspektrometer ausgemessen. Die Einzelstösse und die Koinzidenzen dieser Messung sind in Fig. 14 dargestellt. Die beiden Linien bei 61,5 keV und 83 keV sind die K - und L -Konversionslinien der 87 keV γ -Strahlung des isomeren Überganges. Das ermittelte Verhältnis $K/(L+M) = 0,75$ ist in Übereinstimmung mit früheren Messungen. Im Einzelstoßspektrum findet man noch drei Linien bei 18 keV, 21 keV und 24,5 keV, welche als Augerelektronen interpretiert werden müssen. Die Koinzidenzmessung zeigt, dass diese Elektronenlinien nur mit der K -Konversionslinie Koinzidenzen aufweisen. Das beweist, dass es sich um die Gruppe der KXY -Augerelektronen handelt. Energiemässig können die drei Linien als Augerelektronen den KLL -, ($KLM + KLN$)- und wahrscheinlich KMM -Serien zugeordnet werden.

Der Zerfall des Cd^{109} entspricht dem angenommenen Zerfallschema der Fig. 6 und so können zur Auswertung die Gleichungen VII bis X verwendet werden. Für den K -Konversionskoeffizienten ergibt sich

$$\left. \begin{array}{l} \text{nach Gleichung VII } \alpha_K = 0,42 \\ \text{nach Gleichung IX } \alpha_K = 0,39 \end{array} \right\} \underline{\alpha_K = 0,40}$$

Unter Berücksichtigung des Verhältnisses $K/(L+M) = 0,75$ und der Fehlergrenzen wird $\alpha = N_e/N_\gamma > 10$.

Zur Auswertung der Gleichungen VIII und X wurde die ganze Gruppe der KXY -Augerelektronen verwendet, so dass der Koeffizient $a_K = a_{KLL} + a_{KLM} + \dots$ der inneren Konversion der Röntgenstrahlung erhalten wird. Man findet

$$\left. \begin{array}{l} \text{nach Gleichung VIII } a_K = 0,16 \\ \text{nach Gleichung X } a_K = 0,18 \end{array} \right\} \underline{a_K = 0,17.}$$

Nach einer unrelativistischen Berechnung des Augereffektes für Ag ($Z = 47$) von BURHOP²⁶) und einer Abschätzung des relativistischen Einflusses von MASSEY und BURHOP²⁷) wird der Koeffizient der inneren Konversion der Röntgenstrahlung

$$a_{K \text{ theor } (Z=47)} = 0,22.$$

Ausser in den Messungenauigkeiten kann die Abweichung zwischen den experimentellen Werten

$$a_{K \text{ exp } (\text{Ag}, Z=47)} = 0,17 \text{ resp. } a_{K \text{ exp } (\text{Cd}, Z=48)} = 0,17$$

und dem theoretisch berechneten Wert darin liegen, dass MASSEY und BURHOP für $Z = 47$ nur den Elektronenübergang $L_I L_{III} \rightarrow K \infty$

sowie den erlaubten optischen Übergang $L_{III} \rightarrow K$ relativistisch berechnet haben. Der Anteil der anderen möglichen Elektronenübergänge wurde einer Arbeit von PINCHERLE²⁸⁾ entnommen. PINCHERLE hat eine vollständige, allerdings unrelativistische Berechnung aller möglichen KXY -Übergänge durchgeführt.

In der folgenden Tabelle sind die relativen Verhältnisse der in Frage kommenden Elektronenübergänge nach PINCHERLE und die experimentell bestimmten Verhältnisse für Ag ($Z = 47$) und Cd ($Z = 48$) einander gegenübergestellt.

Elektronen- übergang	Energie der Augerelektronen $Z = 47$	Relatives Intensitätsverhältnis		
		nach PINCHERLE	exp. für $Z = 47$	exp. für $Z = 48$
$LL \rightarrow K \infty$	17,8—18,7 keV	0,56	0,65	0,66
$LM \rightarrow K \infty$	20,8—21,7 keV	0,322	} 0,32	} 0,30
$LN \rightarrow K \infty$	21,5—22,0 keV	0,077		
$MM \rightarrow K \infty$	23,9—24,6 keV	0,041		

Der Vergleich dieser experimentellen und theoretischen Werte lässt darauf schliessen, dass der Anteil der ($KLM + KLN$)-Augerelektronen bei der Berechnung von PINCHERLE etwas zu gross ist. Der Grund dieser Abweichung dürfte vor allem in der bei der Berechnung nicht berücksichtigten Abschirmung der äusseren Elektroschalen zu suchen sein. Auch ist die Anwendung der unrelativistischen Rechnung auf mittlere Atomkerne problematisch.

Unserem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, möchten wir für seine wertvolle Unterstützung und sein Interesse an dieser Arbeit danken.

Literaturverzeichnis.

- 1) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. DE SHALIT und W. ZÜNTLI, Helv. Phys. Acta **24**, 125 (1951).
- 2) MCGOWAN, DE BENEDETTI and FRANCIS, Phys. Rev. **75**, 1761 (1949).
- 3) J. I. HOPKINS, Rev. Sci. Instr. **22**, 29 (1951).
- 4) O. KLEMPERER, Phil. Mag. **20**, 545 (1935).
- 5) W. ZÜNTLI, Helv. Phys. Acta **21**, 179 (1948).
- 6) A. LUNDBY, Phys. Rev. **80**, 477 (1950); J. O. ELLIOT, S. H. LIEBSON and C. F. RAVILIOUS, Phys. Rev. **79**, 393 (1950).
- 7) W. C. ELMORE, Electronics Experimental Techniques; MCGRAW-HILL Book Company, Inc. 1949.
- 8) O. S. PUCKLE, Time Bases. Chapman and Hall Ltd., London 1945.
- 9) J. M. LESTER, Electronics, April 1946, 147.

- ¹⁰⁾ J. KURSHAN, Rev. Sci. Instr. **18**, 647 (1947).
 - ¹¹⁾ O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **23**, 855 (1950).
 - ¹²⁾ W. J. RAMLER and M. S. FREEDMAN, Rev. Sci. Instr. **21**, 784 (1950).
 - ¹³⁾ SHERMAN FRIED, A. H. JAFFEY, N. F. HALL and L. E. GLENDENIN, Phys. Rev. **81**, 741 (1951).
 - ¹⁴⁾ L. MALTER, Phys. Rev. **49**, 879 (1936).
 - ¹⁵⁾ H. DEN HARTOG, F. A. MULLER, N. F. VERSTER, Physica **13**, 251 (1947).
 - ¹⁶⁾ K. WAY et al. Nuclear Data 1950.
 - ¹⁷⁾ W. I. MAC INTYRE, Phys. Rev. **76**, 312 (1949).
 - ¹⁸⁾ K. P. MEYER, E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **23**, 517 (1950).
 - ¹⁹⁾ R. W. PRINGLE and S. STANDIL, Phys. Rev. **80**, 762 (1950).
 - ²⁰⁾ ROSE, GOERTZEL, SPINRAD, HARR and STRONG. (Private Mitteilung.)
 - ²¹⁾ K. SIEGBAHN, A. HEDGRAN, Phys. Rev. **75**, 523 (1949); P. E. CAVANAGH, J. F. TURNER, D. V. BOOKER and H. J. DUNSTER, Proc. Phys. Soc. **64**, 13 (1950).
 - ²²⁾ H. FRAUENFELDER, Helv. Phys. Acta **23**, 347 (1950); H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. **82**, 549 (1951).
 - ²³⁾ A. C. HELMHOLZ, R. W. HAYWARD, C. L. MCGINNIS, Phys. Rev. **75**, 1469 (1949); F. BOEHM, O. HUBER, P. MARMIER, P. PREISWERK und R. STEFFEN, Helv Phys. Acta **22**, 69 (1949); J. L. LAWSON, J. M. CORK, Phys. Rev. **58**, 580 (1940).
 - ²⁴⁾ C. L. MCGINNIS, Phys. Rev. **81**, 734 (1951).
 - ²⁵⁾ H. BRADT, P. C. CUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, Helv. Phys. Acta **20**, 153 (1947); Helv. Phys. Acta **21**, 179 (1948); K. SIEGBAHN, E. KONDAIAH, S. JOHANSSON. Nature **164**, 405 (1949).
 - ²⁶⁾ E. H. S. BURHOP. Proc. Roy. Soc. A **148**, 272 (1935).
 - ²⁷⁾ H. S. W. MASSEY and E. H. S. BURHOP, Proc. Roy. Soc. A **153**, 661 (1936).
 - ²⁸⁾ L. PINCHERLE, Nuovo Cimento **12**, 81 (1935).
-