

# Untersuchungen des Zerfalls $\text{Hg}^{195}$ $\text{Au}^{195}$ mit spektrometrischen --Koinzidenzen

Autor(en): **Brunner, J. / Halter, J. / Huber, O.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **27 (1954)**

Heft VI

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112531>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Untersuchungen des Zerfalls $\text{Hg}^{195} \rightarrow \text{Au}^{195}$ mit spektrometrischen $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen

von J. Brunner, J. Halter, O. Huber\*), R. Joly\*\*) und D. Maeder  
(ETH., Zürich.)

(30. IX. 1954.)

Spektrometrische Koinzidenzmessungen<sup>1)</sup> bilden eine besonders zweckmässige Methode für die Aufstellung des Termschemas eines radioaktiven Isotops. Neben der Zuordnung der Übergänge im Termschema kann meistens auch deren Konversion gemessen und mit Hilfe theoretischer Daten die Multipolordnung angegeben werden<sup>2)</sup>. Eine Anordnung für  $\beta$ - $\beta$ -Koinzidenzen innerhalb eines Linsenspektrometers wurde früher beschrieben<sup>3)</sup>. In Fällen geringer Konversion, d. h. bei hohen  $\gamma$ -Energien und niedriger Multipolordnung, ist es zweckmässig  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen zu messen.

Die Durchführung solcher Koinzidenzversuche erfordert die Anwendung der modernen Szintillationstechnik<sup>4)</sup> zum Nachweis und zur Energieunterscheidung der  $\gamma$ -Quanten. Dabei ist es sehr erwünscht, dass die Apparatur das gesamte mit einer bestimmten  $\beta$ -Energie koinzidierende  $\gamma$ -Spektrum gleichzeitig erfasst. Bei unserer Messanordnung (Fig. 1) werden die  $\gamma$ -Quanten von einem nahe der radioaktiven Quelle angebrachten zylindrischen NaI-Kristall (35 mm Durchmesser, 25 mm dick, geometrischer Raumwinkel 20%) aufgenommen, während die Elektronen mit dem auf 1,5% eingestellten Raumwinkel des Linsenspektrometers auf das Fenster eines Stirnzählrohrs fokussiert werden. Das Szintillationslicht aus dem NaI-Kristall gelangt zu etwa 50% auf die Photokathode einer ausserhalb des Magnetfeldes befindlichen Vervielfacherröhre (EMI 6260). Die entstehenden Ladungstösse werden im Impulsspektrographen weiter verstärkt und in eine während der Registrierdauer  $\tau_R$  konstant gehaltene zur Eingangsamplitude proportionale Messspannung umgeformt. Die Lade- und Entladeschaltung ist analog wie bei dem früher beschriebenen Gerät<sup>5)</sup> aufgebaut, mit gewissen

\*) Universität Fribourg.

\*\*) Laboratoire Central des Poudres, Paris.

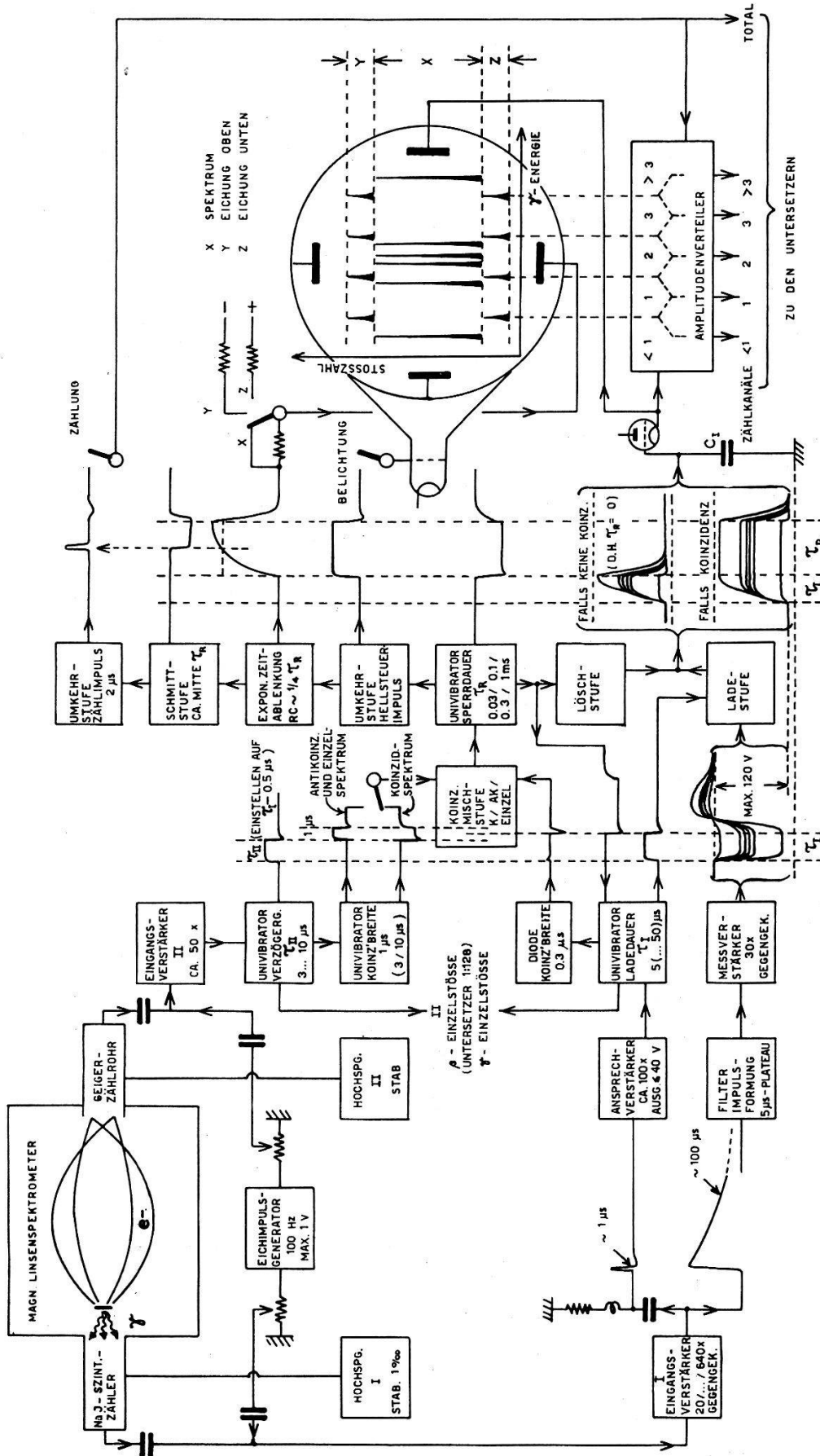


Fig. 1. Apparat zur Messung des mit einer Elektronenlinie koinzidenten  $\gamma$ -Spektrums.

Anpassungen an die mit Szintillationszählern erreichbaren höhern Stossfrequenzen; z. B. kann die Ladedauer  $\tau_I$  bei unserer Apparatur auf  $5 \mu\text{sec}$  reduziert werden, so dass bei Stossfrequenzen bis zu  $2000/\text{sec}$  höchstens 1% durch Überlagerungen verfälschte Stösse auftreten. Die Zeit von  $5 \mu\text{sec}$  genügt gerade noch, um eine Messkapazität  $C_I = 500 \text{ pF}$  benützen zu können, welche die Spannung über eine Registrierdauer bis zu 1 msec annähernd konstant hält. Bei der Aufnahme von Einzelspektren konnte  $\tau_R$ , je nach der verfügbaren Statistik, auf 0,3 oder 0,1 msec reduziert werden.

Die Auswahl der mit einem Zählrohrimpuls koinzidierenden Szintillationen erfolgt erst nach Ablauf der Ladedauer  $\tau_I$  ( $\gamma$ -Impuls), bzw. einer ungefähr gleichen Verzögerung  $\tau_{II}$  ( $\beta$ -Impuls), damit der Ausgang der Koinzidenzmischstufe direkt zur Auslösung der Registriervorgänge (Eingangssperrung, Hellsteuerung, Zeitablenkung, Zählung) benützt werden kann. Diese Anordnung bietet den weitem Vorteil, dass die relative Verzögerung  $\tau_{II} - \tau_I$  leicht in einem weiten Bereich kontinuierlich variiert werden kann, was einerseits zur Kontrolle der zeitlichen Koinzidenzauflösungskurve, anderseits zur Messung der Zufallskoinzidenzen ausgenützt wird. Bei einer Koinzidenzauflösung von  $1 \mu\text{sec}$  machen sich die letztern oft stark bemerkbar; dafür sind die Verluste an wahren Koinzidenzen (durch energieabhängige Schwankungen von  $\tau_I$  bedingt) noch vernachlässigbar, falls man die relative Verzögerung  $\tau_{II} - \tau_I$  innerhalb des gemessenen Plateaus von  $0,8 \mu\text{sec}$  Breite wählt. Die Koinzidenzbreite wird im wesentlichen durch die anschliessend an  $\tau_{II}$  in einer Kippschaltung erzeugten Rechteckimpulse bestimmt und kann zu Kontrollzwecken auf 3 oder  $10 \mu\text{sec}$  erhöht werden.

Die an Stelle eines optischen Graukeils benützte exponentielle Zeitablenkspannung liefert eine annähernd lineare Intensitätsskala. In Fig. 1 sind auch die drei Zählkanäle (und zwei anschliessende, einseitig unbegrenzte Zählgebiete) angedeutet, die eine unabhängige Kontrolle der aus der Photographie abgelesenen Flächenverhältnisse ermöglichen. Die Kanalgrenzen werden mittels automatisch regulierter Eichimpulse in den schmalen Streifen Y und Z markiert.

Mit dieser Apparatur haben wir weitere Messungen am  $\text{Hg}^{195}$  durchgeführt, um bekannte  $\gamma$ -Übergänge hoher Energie<sup>6)</sup> im Zerfallschema<sup>7)</sup>  $\text{Hg}^{195} \rightarrow \text{Au}^{195}$  zuzuordnen und eventuell weitere Regelmässigkeiten in den Kernniveaus einiger Hg-, Au- und Pt-Isotope<sup>8)</sup> zu erhalten. Diese Messungen bestätigen die provisorische Zuordnung der  $\gamma$ -Übergänge von 559, 600 und 780 keV<sup>7)</sup> und zeigen weitere Übergänge bei 370, 470 und 1150 keV, deren Stellung im

Schema ebenfalls bestimmt werden konnte (Fig. 2). Die Konversion und damit die Multipolordnung und die absolute Intensität der verschiedenen Übergänge wurde nach einer früher angegebenen Methode<sup>9)</sup> und mit  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen bestimmt. Die daraus resultierenden Verzweigungsverhältnisse sind in Fig. 2 angegeben.

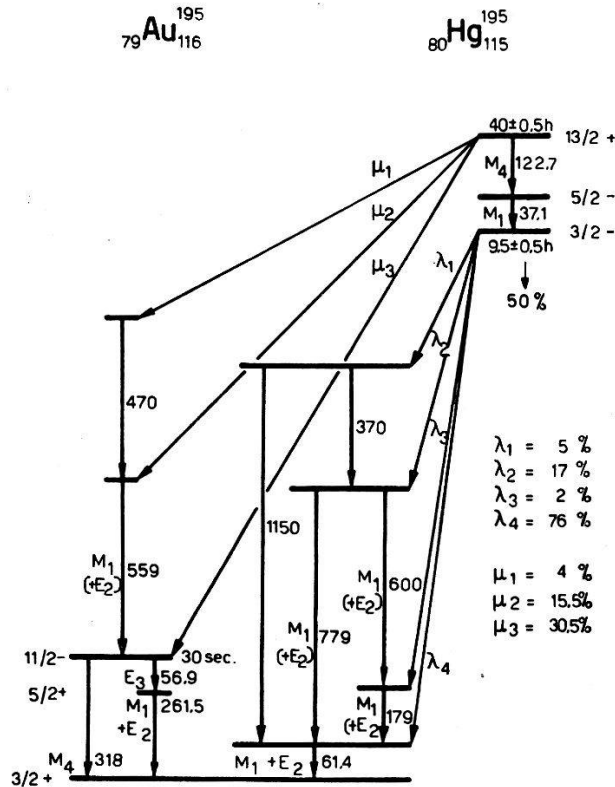


Fig. 2.

Zerfallsschema von  $\text{Hg}^{195} - \text{Au}^{195}$ .

Die so bestimmten relativen Übergangswahrscheinlichkeiten legen den Versuch nahe, mit Hilfe der  $\beta$ -Theorie die beim Elektroneneinfang in den verschiedenen ungeradzahligen Isotopen von Hg frei werdende Energie abzuschätzen. Berücksichtigt man die bekannten Energiedifferenzen zwischen den Grundzuständen der  $\beta$ -Strahler  $\text{Pt}^{197} \rightarrow \text{Au}^{197}$  (750 keV),  $\text{Au}^{199} \rightarrow \text{Hg}^{199}$  (460 keV) und  $\text{Hg}^{203} \rightarrow \text{Tl}^{203}$  (490 keV) und berechnet daraus die entsprechenden Übergänge  $\text{Hg} \rightarrow \text{Au}$ , so findet man für die freiwerdende Energie in  $\text{Hg}^{197} \rightarrow \text{Au}^{197}$   $0,7 \pm 0,1$  MeV,  $\text{Hg}^{195} \rightarrow \text{Au}^{195}$   $1,7 \pm 0,1$  MeV und  $\text{Hg}^{193} \rightarrow \text{Au}^{193}$   $2,4 \pm 0,2$  MeV. Aus diesen Energiedifferenzen erklärt sich ohne weiteres die Tatsache, dass im  $\text{Au}^{197}$  durch  $K$ -Einfang des  $\text{Hg}^{197}$  keine höhern Niveaus angeregt werden können, obwohl solche durch Coulomb-<sup>10)</sup> und (n, n)-Anregung<sup>11)</sup> kürzlich gefunden wurden. Es ist daher interessant zu untersuchen, ob beim  $\text{Au}^{193}$  ähnlich wie beim  $\text{Au}^{195}$  durch Elektroneneinfang aus Hg auch Niveaus hoher Energie angeregt werden und ob sich die Ähnlichkeit

der Zerfälle auch auf diese Niveaus erstreckt oder nur auf solche kleiner Energie. Diese Arbeit ist gegenwärtig im Gang.

Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER danken wir für das stete Interesse an dieser Arbeit, Herrn Prof. Dr. A. HOURIET für wertvolle Mitarbeit.

#### Literaturverzeichnis.

- 1) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. DE SHALIT und W. ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta*, **24**, 127 (1951).
  - 2) M. E. ROSE, G. H. GOERTZEL und C. L. PERRY, privat verteilte Tabellen.
  - 3) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und A. DE SHALIT, *Helv. Phys. Acta* **25**, 3 (1952).
  - 4) Symposium über Szintillationszähler, *Nucleonics* **10**, Heft 3, 32 (1952).
  - 5) D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **20**, 139 (1947).
  - 6) D. G. DOUGLAS und A. L. THOMPSON, *Proc. Roy. Soc. Canada* **45**, 173A (1951).
  - 7) O. HUBER, J. HALTER, R. JOLY, D. MAEDER und J. BRUNNER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 591 (1953).
  - 8) A. DE SHALIT, O. HUBER und H. SCHNEIDER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 279 (1952).  
J. L. MIHELICH und A. DE SHALIT, *Phys. Rev.* **93**, 135 (1954).
  - 9) J. BRUNNER, O. HUBER, R. JOLY und D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 588 (1953).
  - 10) W. I. GOLDBURG und R. M. WILLIAMSON, *Phys. Rev.* **94**, 747 (1954); N. P. HEYDENBURG und G. M. TEMMER, *Phys. Rev.* **93**, 906 (1954).
  - 11) H. C. MARTIN, B. C. DIVEN und R. F. TASCHEK, *Phys. Rev.* **93**, 199 (1954).
-