

Elektronenspektren zwischen 1 und 10 KeV

Autor(en): **Schneider H. / Huber, O. / Humbel, F.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **25 (1952)**

Heft III

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112309>

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.

Elektronenspektren zwischen 1 und 10 KeV

von H. Schneider, O. Huber, F. Humbel, A. de Shalit*) und W. Zünti

ETH., Zürich.

(22. I. 1952.)

Summary. The spectrum of low energy (1–10 KeV) electrons has been measured for the cases of Ag^{107} , Ag^{109} , Tc^{99} , Hg^{197} , Au^{195} , Au^{199} , and Au^{198} using a coincidence technique, in which the electrons are accelerated in a lens spectrometer. The apparatus is described, and the results are compared with the predictions of the single particle shell model.

Einleitung.

Dem Schalenmodell von M. G. MAYER gelingt es durch Einführung der Spinbahnkopplung die meisten Grundzustände der Atomkerne zu beschreiben, und auch das Auftreten von Isomeren in Gruppen am Ende abgeschlossener Schalen zu erklären. Die meisten bekannten „ug“-Isomere haben nach diesem Modell ihren Platz am Ende abgeschlossener Schalen, weil dort hohe Spindifferenzen auftreten. Die vorausgesagten Zustände, zwischen denen ein isomeres Übergang stattfinden kann, sind: $g_{9/2} - p_{1/2}$ in der 50er Schale, $h_{11/2} - d_{3/2}$ in der 82er Schale, sowie $i_{13/2} - f_{5/2}$ in der 126er Schale. Ein solcher Übergang würde also eine Drehimpulsänderung von 4 und Paritätswechsel erforderlich machen; man spricht deshalb von M4-Isomeren. Etwa 36 Isomere in diesem Gebiet zeigen nun tatsächlich M4-Strahlung¹⁾ und lassen sich gut in das System des Schalenmodells einordnen.

Es gibt aber auch Ausnahmen unter den Isomeren am Ende abgeschlossener Schalen, deren Strahlung mit Sicherheit nicht als M4 interpretiert werden kann. Bei diesen schliesst die Lebensdauer-Energie-Beziehung von V. WEISSKOPF²⁾ den M4-Charakter aus und die phänomenologische Klassifikation von GOLDHABER¹⁾ lässt auf E3- resp. M3-Strahlung schliessen. Diese Isomere könnten also mit dem Einteilchenmodell nicht mehr erklärt werden, falls die Sicherheit besteht, dass der Übergang nicht in Kaskade erfolgt. Besonders deutlich wird das Versagen des reinen Einteilchenmodells bei den Silberisomeren Ag^{107} und Ag^{109} . Beide haben im Grundzustand den Spin 1/2. Die beobachtete Drehimpulsänderung¹⁾ von 3 führt ein-

*) From The Hebrew University, Jerusalem.

deutig auf einen Zustand mit dem Spin $7/2$. In der 50er Schale hat aber das betreffende Niveau modellmässig den Spin $9/2$.

Es steht damit zur Diskussion, ob für diese Anregung mehrere Nukleonen verantwortlich sind, oder ob vielleicht doch Kaskadenübergänge vorliegen, die infolge sehr kleiner Energie der ausgesandten Strahlung allen bisherigen Beobachtungen entgangen sind. Daher erschien es uns angezeigt, die experimentellen Daten erneut zu prüfen im Hinblick auf das Gebiet kleiner Energien, die sich im β -Spektrometer infolge der Absorption im Zählrohrfenster jeder Beobachtung entzogen haben. So wäre zum Beispiel ein Niveau von 2 KeV, wie es beim Tc^{99} mit Koinzidenzmessungen und Proportionalzähler³⁾ entdeckt wurde, bisher sicher allen Messungen im Spektrometer entgangen, und gerade solche Niveaux würden auf die Diskussion um das Einteilchenmodell entscheidenden Einfluss ausüben. Wir haben deshalb eine Messtechnik entwickelt, die es ermöglicht, durch Nachbeschleunigung der Elektronen im Linsenspektrometer das Spektrum bis zur Energie 1 KeV hinunter zu untersuchen. Nach Energien unterhalb 1 KeV zu suchen ist unnötig, weil diese auf zu grosse Lebensdauern führen würden, die mit der Erfahrung nicht in Einklang zu bringen sind. Bei diesen kleinen Energien findet man zahlreiche Augerlinien und die richtige Interpretation des Spektrums wird erst mit Hilfe gleichzeitiger Koinzidenzmessung⁴⁾ möglich. Mit diesem Nachbeschleunigungsverfahren konnten wir 3 der erwähnten ug -Isomere (Ag^{107} , Ag^{109} , Au^{197}) untersuchen, von denen die 2 Silberisomere mit Sicherheit zu den Ausnahmen zu rechnen sind. Den hypothetischen Übergang kleiner Energie ($1 \leq E \leq 10$ KeV) konnten wir mit Sicherheit ausschliessen. Ebenso haben wir mit dieser Technik die Spektren des Au^{195} und des Au^{199} aufgenommen. Diese 2 Zerfallsschemata, die in einer späteren Arbeit¹⁹⁾ mitgeteilt werden, sind in guter Übereinstimmung mit dem Einteilchenmodell.

Beim Tc^{99} konnten wir auch im Spektrometer die 2-KeV-Linie finden. Ihre Existenz wurde durch Koinzidenzmessung im Spektrometer nachgewiesen, und ihre Energie mit Hilfe der M - und N -Konversionslinien bestimmt.

Beschleunigung der Elektronen im Spektrometer.

Will man die Messungen von β -Spektren auf sehr kleine Energien ausdehnen, so setzt zunächst die Absorption des Zählrohrfensters eine Grenze, weil selbst bei Verwendung der dünnsten noch brauchbaren Folien ($\sim 0,1$ mg/cm²) Elektronen mit einer Energie unterhalb 6 KeV nicht mehr gezählt werden können. Die Verwendbar-

keit des Zählrohres im Spektrometer ist deshalb begrenzt. Da die Entwicklung von Detektoren grosser Ausbeute in diesem Gebiet kleiner Energien grosse Schwierigkeiten mit sich bringt, besteht wohl die einfachste Lösung des Problems darin, die Elektronen künstlich durch Anlegen eines elektrischen Feldes zu beschleunigen.

Man wird folglich entweder die radioaktive Quelle, deren β -Emission im Spektrometer untersucht werden soll, auf ein negatives oder das Zählrohr auf ein positives Potential bringen. Die Aufladung des Zählrohres ist von BUTT⁵⁾ benutzt worden, um die Augerlinien des Thoriums zu untersuchen. In unserer Anordnung befindet sich die Quelle auf negativem Potential, so dass die Elektronen eine Beschleunigung erfahren, bevor sie das Magnetfeld des Spektrometers passieren. Der wesentliche Vorteil dieser Konstruktion besteht darin, dass das Zählrohr von der Beschleunigungsanlage räumlich durch das Spektrometer getrennt ist. Deshalb kann der „Untergrund“,

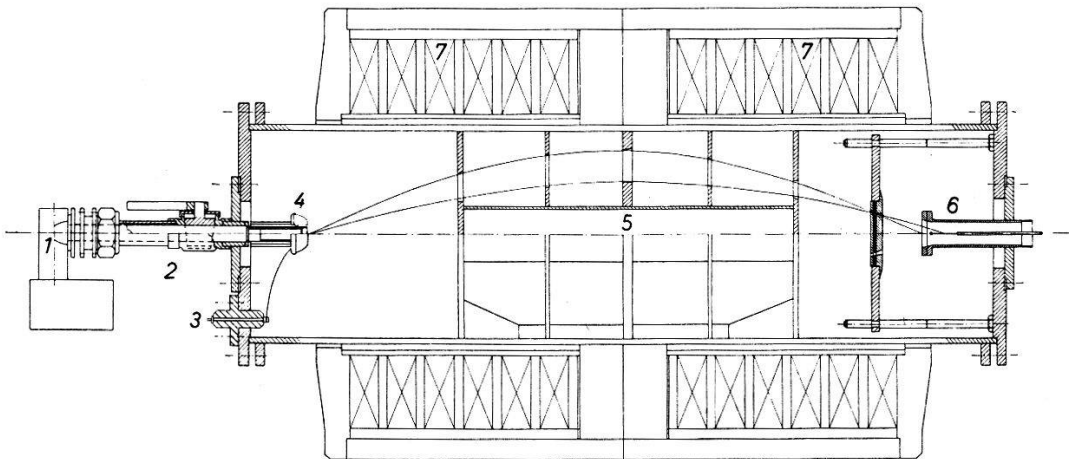


Fig. 1.

Messanordnung im Schnitt. 1. Photomultiplier. 2. Lichtleiter. 3. Anschluss für die Beschleunigungsspannung. 4. Torusförmige Elektrode mit Präparat und Anthracenkristall. 5. Bleikörper. 6. Geiger-Müller-Zähler. 7. Magnetwicklung.

der von der Feldemission herrührt, nur bei einem H_0 -Wert auftreten. An dieser Stelle im Spektrum entsteht die „Nulllinie“, die für die Eichung der Anlage sehr nützlich ist. Natürlich muss von der gemessenen Energie die Beschleunigungsenergie in Abzug gebracht werden, was durch das Auftreten der Nulllinie erleichtert wird. Die Position dieser Linie gibt uns die Elektronen mit der Energie Null im Spektrum.

Da ferner die Intensität und die Energie der Linien im Bereich kleiner Energie wegen Selbstabsorption und Rückstreuung im Präparat oft stark verfälscht sind, erschien es uns stets notwendig, die Interpretation der Linien mit Koinzidenzmessungen zu stützen. Zu

diesem Zwecke befindet sich hinter dem Präparat ein Anthracenkristall (ebenfalls auf Hochspannung), dessen Lichtblitze durch einen isolierenden Lichtleiter aus Plexiglas aus dem Spektrometer heraus und einem Photomultiplier zugeführt werden, der somit auf Erdpotential stehen kann. Ein Schema dieser Anordnung zeigt Fig. 1.

Da sich Präparat und Anthracenkristall auf gleichem Potential befinden, bleibt die Ansprechwahrscheinlichkeit (ε_{sc}) des Scintillationszählers unverändert. Sie wurde nach der bei O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und W. ZÜNTI⁶⁾ beschriebenen Methode bestimmt.

Der Raumwinkel zwischen Präparat und Kristall beträgt $\omega_{sc} = 0,135$. Das Auflösungsvermögen der Koinzidenzschaltung wurde zu $\tau = 2,3 \cdot 10^{-7}$ sec bestimmt.

Definieren wir:

$$\text{Koinzidenzrate} = \frac{\text{Koinzidenzen}}{\text{Einzelstösse im ZR.}}$$

so ist leicht einzusehen, dass die Koinzidenzrate einer Linie abhängt von der Anzahl der Partner, deren Ansprechwahrscheinlichkeit im Scintillationszähler, und bei einem γ -Übergang noch von der Konversion. Einzelheiten dieser Koinzidenztechnik sind in einer früheren Arbeit⁴⁾ diskutiert worden.

Zur Theorie des Linsenspektrometers mit Beschleunigung der Elektronen.

Offenbar wird die Theorie des Linsenspektrometers, wie sie von PERSIKO⁷⁾, DU MOND⁸⁾ u. a. entwickelt wurde, bei Anwendung eines elektrischen Beschleunigungsfeldes eine Modifikation erfahren. Die numerische Lösung der allgemeinen elektronenoptischen Bahngleichungen⁹⁾ für gemischte Felder ist meist nicht durchführbar, weil das elektrische Feld vor allem in der Nähe des Präparates unbekannt ist. Der Versuch, durch z. B. kugelförmige Gestaltung des Präparates das Feld zu definieren, kollidiert mit den Forderungen nach extrem dünnen Quellen und bringt somit erhebliche konstruktive Schwierigkeiten.

Nimmt man ein kugelsymmetrisches elektrisches Feld an, so zeigt die numerische Rechnung in erster Näherung keine Abweichung der Elektronenbahn gegenüber der Rechnung ohne elektrisches Feld. Ein ebenes Feld hingegen, dessen Kraftlinien parallel zur Spektrometerachse gerichtet sind, lässt die Bahnen mit genügend kleiner Anfangsenergie sehr bald entlang den Kraftlinien verlaufen, so dass die Elektronen mit normalem Startwinkel die Blenden nicht mehr erreichen. Dann wird der elektronenoptische Raumwinkel nicht

mehr mit dem geometrischen übereinstimmen. — Dieser Effekt ist tatsächlich vorhanden und er konnte durch einfache Experimente untersucht werden, die im nächsten Kapitel beschrieben werden. — Von grösserem Interesse ist es, zunächst die Auflösung zu berechnen, um ein Bild von der zu erwartenden Abweichung zu erhalten.

Die Theorie des Linsenspektrometers mit rein magnetischem Feld ergibt für das relative Auflösungsvermögen:

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{(\varepsilon + 2)}{(\varepsilon + 1)} \cdot \frac{dJ}{J}$$

wobei

ε = kinetische Energie in mc^2

J = Strom in Amp

bedeutet. Um die entsprechende Formel für das Spektrometer mit Beschleunigung zu erhalten, gehen wir aus von der Energie in relativistischer Schreibweise:

$$\frac{E}{c} = \pm \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}$$

mit der oben eingeführten Bezeichnung:

$$(1 + \varepsilon)^2 = 1 + \frac{p^2}{m_0^2 c^2}.$$

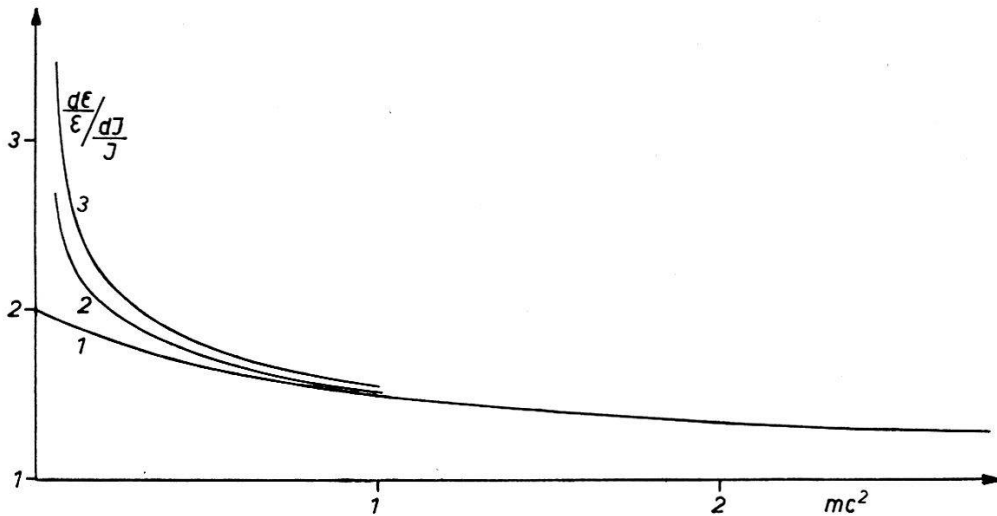


Fig. 2.

Zum Auflösungsvermögen. Kurve 1: $V = 0$. Kurve 2: $V = 10$ kV. Kurve 3: $V = 20$ kV.

Teilen wir die kinetische Energie in die ursprüngliche und die zusätzliche auf, indem wir die Beschleunigungsenergie $U = eV$ in mc^2 addieren, so erhalten wir:

$$(1 + \varepsilon + U)^2 = 1 + \frac{p^2}{m_0^2 c^2}.$$

Benutzen wir ferner die Proportionalität zwischen dem Impuls der Elektronen und dem Strom im Spektrometer, so erhält man:

$$(1 + \varepsilon + U)^2 = 1 + aJ^2,$$

womit a als Apparatekonstante eingeführt ist.

Daraus ergibt sich durch Differentiation:

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{(1 + \varepsilon + U)^2 - 1}{(1 + \varepsilon + U) \cdot \varepsilon} \cdot \frac{dJ}{J}.$$

Für den Fall $U = 0$ geht die Formel über in die normale. Man sieht, dass für $U \neq 0$ aber $\varepsilon = 0$ die Funktion $(d\varepsilon/\varepsilon)/(dJ/J)$ gegen ∞ streben muss. Fig. 2 zeigt dieses Verhalten bei verschiedenen Beschleunigungen als Parameter.

Das bedeutet, dass bei der Stosszahlkorrektur nicht mehr durch H_Q zu dividieren ist, sondern durch $H_Q \cdot F(U, \varepsilon)$. Diese Funktion ist in ähnlicher Weise leicht zu berechnen. Sie soll hier nicht angegeben werden, da die Korrektur in unserem Messbereich sehr klein bleibt. Sie beträgt bei $\varepsilon = 1$ KeV und Beschleunigungsspannung $V = 20$ kV nur etwa 4%.

Das Auflösungsvermögen verschlechtert sich also mit der Beschleunigung. Man wird diese deshalb nur gerade so gross wählen, dass die Absorption der Zählrohrfolie ausgeglichen wird.

Absorption in der Zählrohrfolie und Raumwinkel.

Da eine elektronenoptische Berechnung der Bahnen ohne Kenntnis des elektrischen Feldes nicht durchführbar ist, musste experimentell die Variation des Raumwinkels mit der Beschleunigung ermittelt werden. — Durch Vergleich zweier Messungen mit und ohne Nachbeschleunigung erhält man das relative Produkt aus Raumwinkel und Durchlässigkeit. — Fig. 3 zeigt die Linien des Cd^{107} bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen. Die Verschiebung der Linien entspricht innerhalb der Messgenauigkeit der angelegten Spannung. Die L -Augergruppe gewinnt dabei schnell an Intensität und dieses Anwachsen rührt von der Variation des Raumwinkels und der Durchlässigkeit her.

Um die beiden Effekte getrennt zu ermitteln, haben wir zunächst die Durchlässigkeit der verwendeten Folien bestimmt. Zu diesem Zwecke wurden die Konversionslinien des langlebigen Au^{195} als Funktion der Foliendicke gemessen. Auf diese Weise erhält man für die verschiedenen Energien die relative Durchlässigkeit als Funktion der Foliendicke. In erster Näherung kann die absolute Durchlässigkeit durch lineare Extrapolation der Stosszahlen auf die Foliendicke

0 gewonnen werden. Die Methode hat den Vorteil, dass die Absorption im Spektrometer selber bei unveränderter Geometrie gemessen werden kann. Absolutmessungen, die ausserhalb des Spektrometers mit monochromatischen Elektronen vorgenommen wurden^{10) 11)},

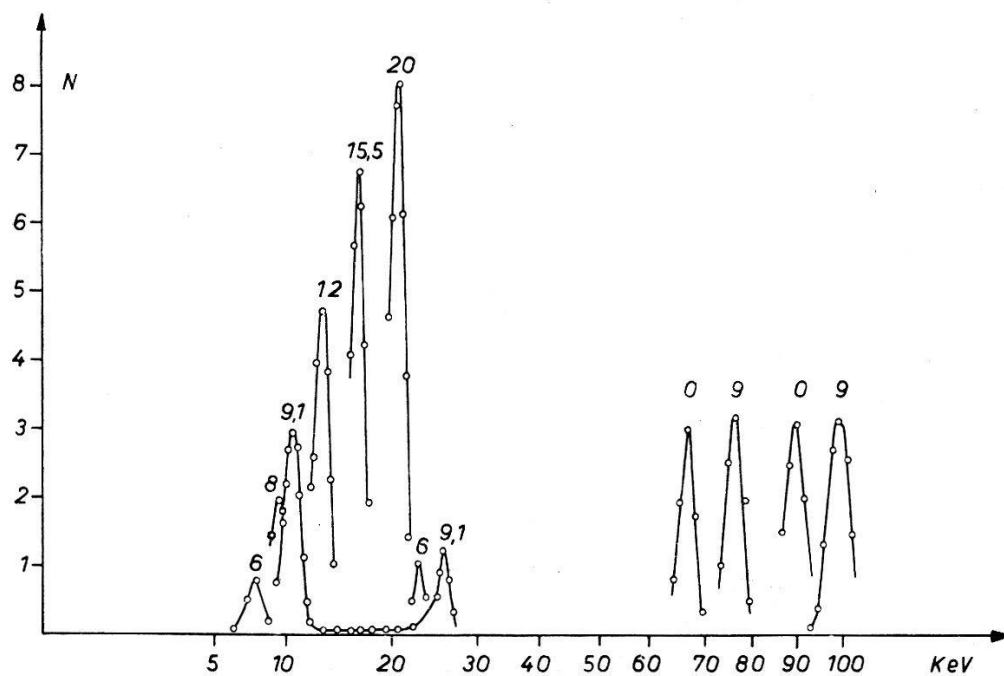


Fig. 3.

Spektrum des Cd^{107} mit verschiedener Beschleunigungsspannung. L -Augerlinien mit 6 kV, 8 kV, 9,1 kV, 12 kV, 15,5 kV und 20 kV. K -Augerlinien mit 6 und 9,1 kV K_{93} -Konversion mit 0 und 9 kV. L_{93} -Konversion mit 0 und 9 kV.

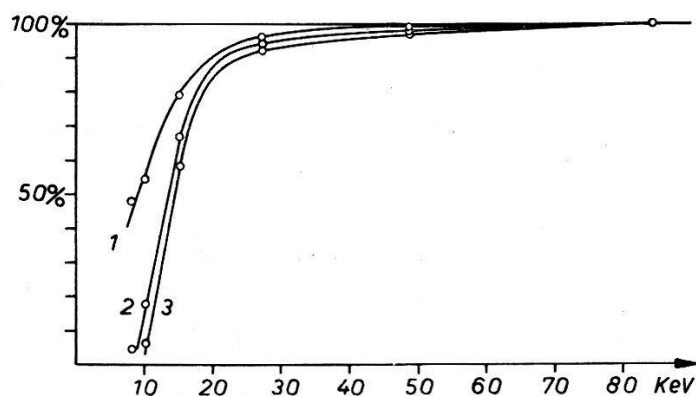


Fig. 4.

Durchlässigkeit der verwendeten Formvarfolien. Kurve 1: 0,086 mg/cm². Kurve 2: 0,156 mg/cm². Kurve 3: 0,186 mg/cm².

zeigen, dass die Kurven bei extrem schwacher Absorption flacher verlaufen, als es der linearen Extrapolation entspricht. Für die vorliegenden Messungen bedeutet das aber nur eine Korrektur, d.h. die Näherung durch lineare Extrapolation kann als gut angesehen werden. Fig. 4 zeigt die Durchlässigkeit der verwendeten Folien.

Da die Absorption nun bekannt ist, lässt sich der Raumwinkel ermitteln. Das Verhalten dieses elektronenoptischen Raumwinkels bei 6 und 10 kV Beschleunigung zeigt Fig. 5. Hier ist der Faktor, mit dem der geometrische Raumwinkel zu multiplizieren ist, in Abhängigkeit von der Energie der gemessenen Elektronen, aufgetragen.

Qualitativ entspricht die Kurve durchaus den Erwartungen. Bei grossen Energien ist der Faktor nahezu 1, denn die Spannung hat keinen grossen Einfluss. Wird die Energie der Elektronen vergleichbar mit der Beschleunigungsenergie oder kleiner, so wächst der Einfluss mehr und mehr, und zwar zunächst in positivem Sinne. Bei

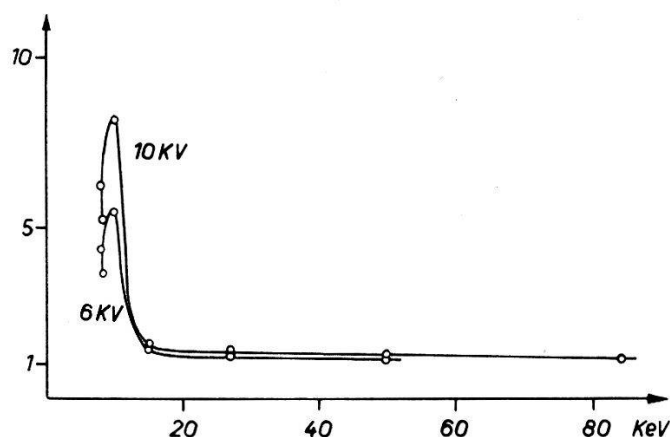


Fig. 5.

Variation des elektronenoptischen Raumwinkels mit der Energie der Elektronen. Beschleunigungsspannung als Parameter.

sehr kleinen Energien jedoch nimmt der Raumwinkel wieder ab, weil das elektrische Feld in der Nähe der radioaktiven Quelle parallel zur Spektrometerachse gerichtet ist. Das Maximum der Vergrösserung beträgt für 6 kV Beschleunigung ca. 5,5 und die Raumwinkelkorrekturen sind für Intensitätsbestimmungen zudem stark energieabhängig. Da sich jedoch die Interpretation der Linien in diesem Bereich auf die Koinzidenzen stützt, so spielt die Intensität der gemessenen Linien keine entscheidende Rolle mehr. Die Intensität ist ohnehin wegen der Selbstabsorption im Präparat unsicher.

Das Isomer Tc^{99} .

Tc^{99} entsteht durch β -Zerfall aus Mo^{99} , dessen Halbwertszeit 67 h beträgt. Von dieser Aktivität lässt sich chemisch das 6-stündige Tc-Isomer abtrennen¹²⁾. Die 6-stündige Halbwertszeit des Isomers wurde einem Übergang von 1,8 KeV zugeschrieben³⁾, die demjenigen von 141 KeV vorangeht.

Die „Crossover“-Linie von 143 KeV¹³⁾ ergibt für die Energie des isomeren Überganges 2 KeV. — Die beschriebene Anordnung sollte nun erlauben, die *M*- und *N*-Konversion dieser Tc-Linie im Spektrometer zu messen. — MoO₃ wurde mit langsamen Neutronen in der Harwell-Pile bestrahlt. Nach einer von JACOBI¹⁴⁾ beschriebenen Methode konnte das Tc als Oxychinolat getrennt und trägerfrei auf eine Metallfolie von 0,4 mg/cm² elektrolysiert werden. Die drei hier interessierenden Gebiete des Spektrums zeigt Fig. 6.

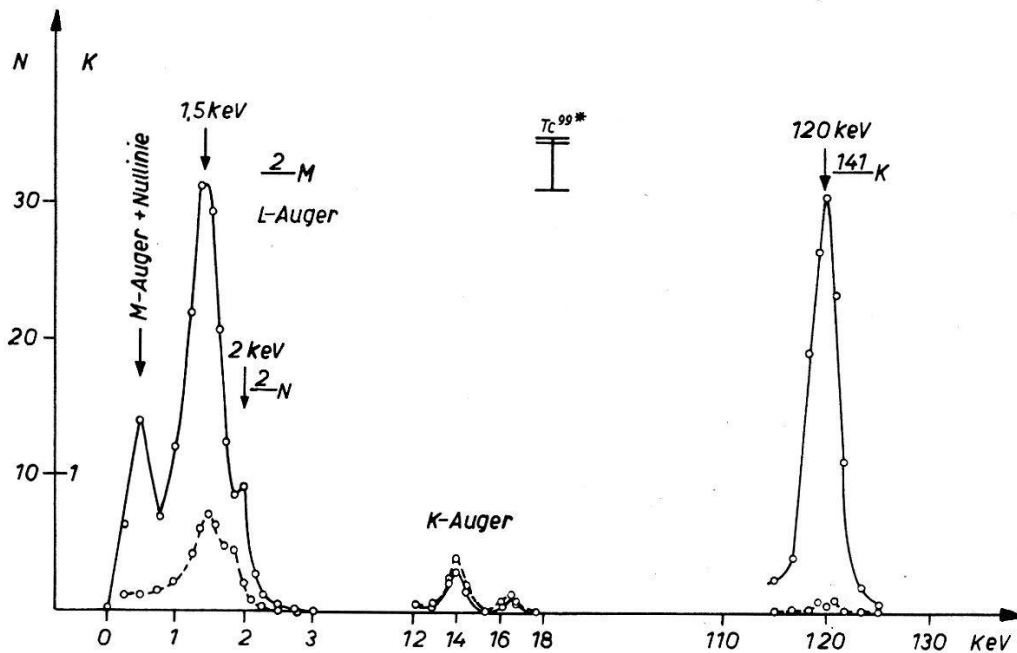


Fig. 6.

Ausschnitte aus dem Elektronenspektrum des Tc^{99m} mit Koinzidenzen.

Die Konversionslinien bei 1,5 und 2 KeV überlappen mit den *L*-Augerelektronen und können im Spektrum der Einzelstöße nicht von diesen unterschieden werden. Aber an Hand der Koinzidenzrate können sie eindeutig identifiziert werden. Die *K*-Augerelektronen zeigen eine Koinzidenzrate von 11% entsprechend der Geometrie der Anordnung und der Ansprechwahrscheinlichkeit der Koinzidenzpartner im Scintillationszähler. Jedes Augerelektron der *K*-Gruppe ist in Koinzidenz mit einem *K*-Konversionselektron des 141-KeV-Überganges, das mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 83% im Scintillationszähler registriert wird. Die Koinzidenzrate sollte also $\omega_{sc} \cdot \varepsilon_{sc} = 0,13 \cdot 0,83 = 0,11$ betragen, in Übereinstimmung mit dem Versuch. Im Bereich der *L*-Gruppe findet man dagegen eine Koinzidenzrate von nur etwa 2,2%. Das bedeutet, dass etwa 4/5 aller Elektronen in dieser Gruppe Konversionselektronen sind, und nur 1/5 als Augerelektronen in Frage kommen. Denn ein Augerelektron der *L*-Gruppe hat mindestens so viele Koinzidenz-

partner wie ein K -Augerelektron. Diese Konversionselektronen können also nur zu einer Linie gehören, die in Kaskade mit einer schwach konvertierten Strahlung liegt. Und das ist die 141-KeV-Linie, die zu 10% konvertiert ist. Wir interpretieren die zwei Spitzen in der Gruppe bei 1,5 und 2 KeV als M - und N -Konversion, und daraus ergibt sich die γ -Energie des isomeren Überganges zu 2 KeV in guter Übereinstimmung mit der Messung des Crossovers und jener im Proportionalzähler.

Die Isomere Ag^{107} und Ag^{109} .

Beide Kerne entstehen aus ihren Isobaren im Cadmium und wurden durch (p, n) -Reaktion im Cyclotron des Institutes durch Bestrahlung von Silber hergestellt. Wir haben in einem evakuierten Pyrexrohr das Cadmium verdampft, und die Aktivität schlägt sich dabei trägerfrei auf eine im Rohr vorhandene Goldfolie von $0,4 \text{ mg/cm}^2$ und $0,6 \text{ cm}$ Durchmesser nieder.

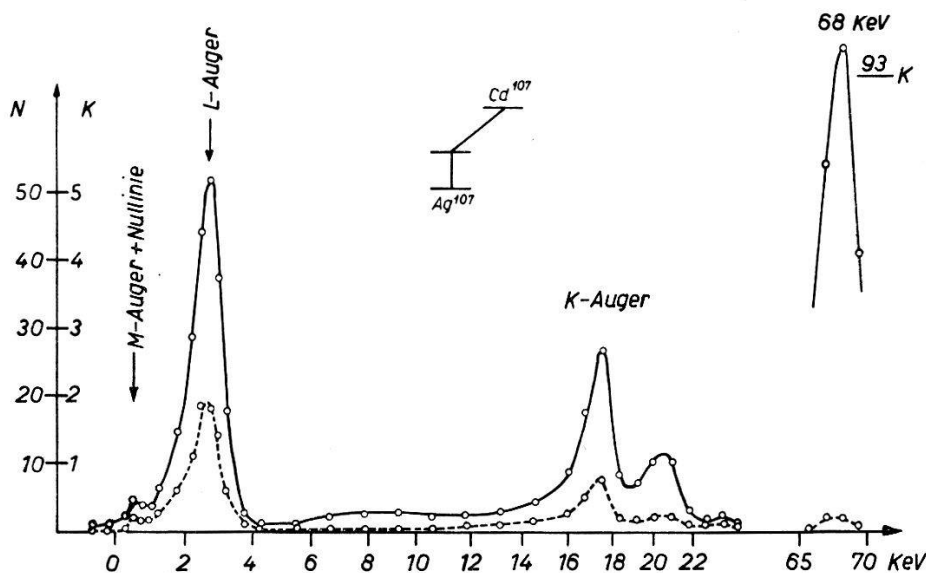


Fig. 7.

Elektronenspektrum des Cd^{107} zwischen 0 und 22 KeV mit Koinzidenzen. Im gleichen Maßstab die 93_K -Konversionslinie.

Fig. 7 und 8 zeigen das Spektrum der Elektronen zwischen 0 und 20 KeV mit den zugehörigen Koinzidenzen.

Die Elektronen, die vom K -Einfang herrühren, haben wegen der nachfolgenden Halbwertszeit des Isomers keine Koinzidenzpartner. Deshalb wird die Koinzidenzrate der Augerelektronen viel kleiner als im Falle des Technetiums, denn dort liegt ja kein K -Einfang vor. Sie beträgt für die K -Gruppe $(2,9 \pm 0,1)\%$ und für die L -Gruppe $(3,1 \pm 0,1)\%$. Der Unterschied entspricht gerade den Erwartungen, da die L -Konversionslinie eine grössere Ansprechwahrscheinlichkeit

im Anthracenzähler besitzt. Eine Konversionslinie würde, wenn sie wie beim Tc^{99} in die L -Augergruppe fällt, die Koinzidenzrate auf mindestens 10% erhöhen, denn diese müsste mit der hochkonvertierten 87- resp. 93-KeV-Linie in Kaskade liegen. Ein solcher Übergang kann hier mit Sicherheit ausgeschlossen werden.

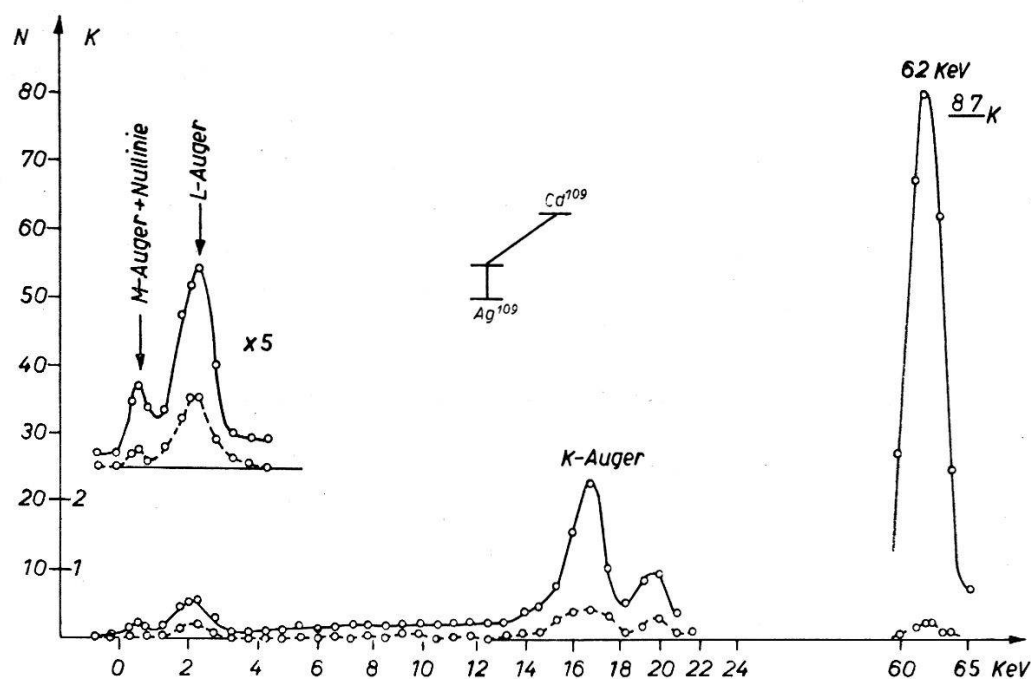


Fig. 8.

Elektronenspektrum des Cd^{109} zwischen 0 und 22 KeV mit Koinzidenzen. Im gleichen Maßstab die 87_K-Konversionslinie.

Das Isomer Au^{197} .

Über den Zerfall des Hg^{197} sind von verschiedenen Autoren Untersuchungen angestellt worden (siehe Zusammenfassung in ¹⁵).

Nach dem in früheren Arbeiten angegebenen Zerfallsschema folgen dem isomeren Zustand von 7 sec Halbwertszeit im Au^{197} drei γ -Linien von 275, 191 und 77 KeV. Spin und Parität des Grundzustandes sind aus Messungen der Hyperfeinstruktur sowie des Kernmomentes bekannt. Sie lassen eindeutig auf einen $d_{3/2}$ -Zustand schließen. Die Drehimpulsänderung zwischen dem isomeren- und dem Grundzustand wurde aus der Anregung mit Neutronen ermittelt¹⁶). Aus der Anregungskurve wurde auf ein $\Delta I = 4$ und auf Paritätswechsel geschlossen. Damit erhält das Isomer den Drehimpuls $11/2$ — (wahrscheinlich $h_{11/2}$). Diese Zuordnung wird dadurch erhärtet, dass man dem 25-h-Isomer im Hg^{197} den Drehimpuls $13/2$ zuschreibt, was auf Grund der experimentellen Daten der γ -Kaskade im Hg^{197} sehr wahrscheinlich ist. Grundzustand und isomeres

Zustand des Au^{197} würden damit gut in die Termfolge des Schalenmodells passen. Der isomere Zustand führt also über zwei Zwischen-niveaux in den Grundzustand. Auf Grund der Messungen können diesen Niveaux Drehimpuls und Parität nicht eindeutig zugeordnet werden. Weil nur 2% aller Zerfälle des Hg^{197} 23 h über das $h_{11/2}$ -Niveau führen und zudem diese Linien teilweise durch die Konversionslinien des Hg^{197} verdeckt werden, sind die Messungen sehr erschwert. Trotzdem lässt sich sagen, dass die Ergebnisse nicht in Übereinstimmung mit allen theoretischen Forderungen gebracht werden können, nämlich: Konversion, Lebensdauer-Energie-Beziehung und K/L -Verhältnis. Um daher mehr über den Zerfall des Au^{197} zu erfahren, haben wir das Spektrum bis zur Energie 1 KeV gemessen und den Zerfall des Pt^{197} zum Au^{197} untersucht.

Der 18-h-Übergang Pt^{197} – Au^{197} .

In der Harwell-Pile wurde spektralreiner Platinschwamm während 3 Tagen mit langsamen Neutronen bestrahlt. Der (n, γ) -Prozess liefert aus den 6 stabilen Pt-Isotopen nur 3 gut messbare Aktivi-

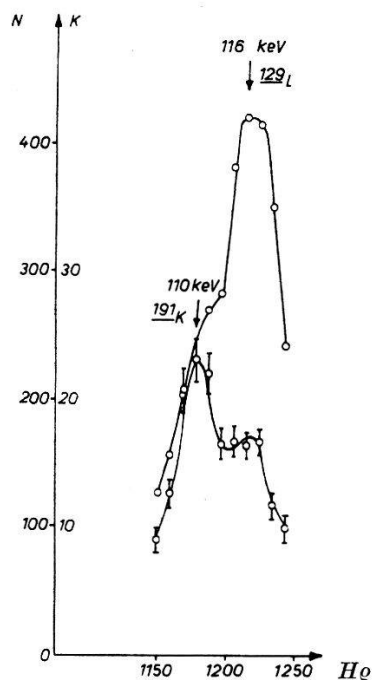


Fig. 9.

Ausschnitt aus dem Elektronenspektrum des Pt^{197} mit Koinzidenzen, zum Nachweis der 191_K -Konversionslinie im Au^{197} .

täten. Pt^{199} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28 min zu Au^{199} , und dieses aktive Gold kann chemisch abgetrennt werden. Somit bleibt noch der angeregte Zustand des Pt^{195} (19) und der gesuchte β -

Übergang des Pt^{197} . Im Pt^{195} findet man nur Konversionslinien, deren höchste Energie 115 KeV beträgt. Das 18-h-Spektrum konnte somit auch in Gegenwart dieser Linien gemessen werden. In diesem Spektrum haben wir nun ausser den Linien des Pt^{195} , die mit 3,8 d Halbwertszeit abklingen, zwei Konversionslinien bei 62 und 73 KeV gefunden, welche eine Halbwertszeit von 18 h aufweisen. Die Energie dieser Linien und ihr Intensitätsverhältnis (3,6) stimmt genau mit der Energie und dem L/M -Verhältnis der bekannten 77-KeV-Linie im Au^{197} überein. Es kann daher kein Zweifel bestehen, dass es sich hier um den gleichen γ -Übergang handelt. Wir haben daher

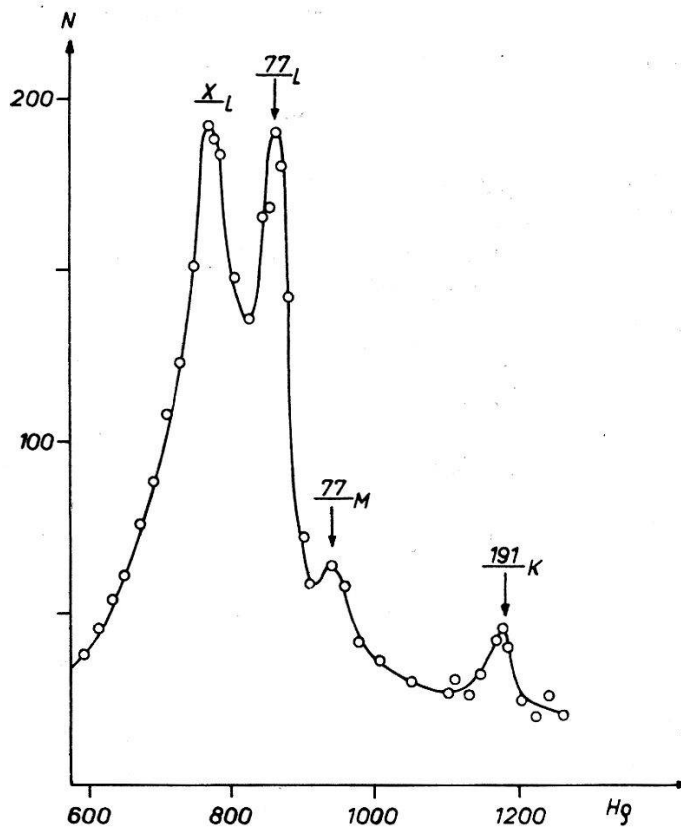


Fig. 10.

Photoelektronenspektrum der Platinfraktion zum Nachweis 77_L , 77_M und der 191_K -Linie. Konverter $2,6 \text{ mg/cm}^{-2} \text{ Au}$.

auch nach der 191_K -Konversion gesucht, welche bei 121 KeV zu erwarten ist. Diese Linie erscheint tatsächlich im Spektrometer. Sie ist aber etwa 50mal schwächer und wird überdies fast verdeckt von der sehr intensiven 129_L -Linie des Pt^{195} . Mit Hilfe von Koinzidenzen konnte sie aber einwandfrei identifiziert werden. Fig. 9 zeigt einen Ausschnitt aus dem Elektronenspektrum.

Beide γ -Übergänge sind ausserdem im Spektrum der Photoelektronen nachzuweisen (Fig. 10).

Somit ist der β -Übergang durch 3 Experimente sichergestellt:
 1. β -Spektrum, 2. Konversionslinien 77 L, 77 M und 191 K und
 3. Photoelektronenspektrum der Platinfraktion. Aus der Intensität der Photolinien folgt unter Berücksichtigung der energieabhängigen Photoausbeute, dass 1,5 % aller Übergänge auf das 268-KeV-Niveau

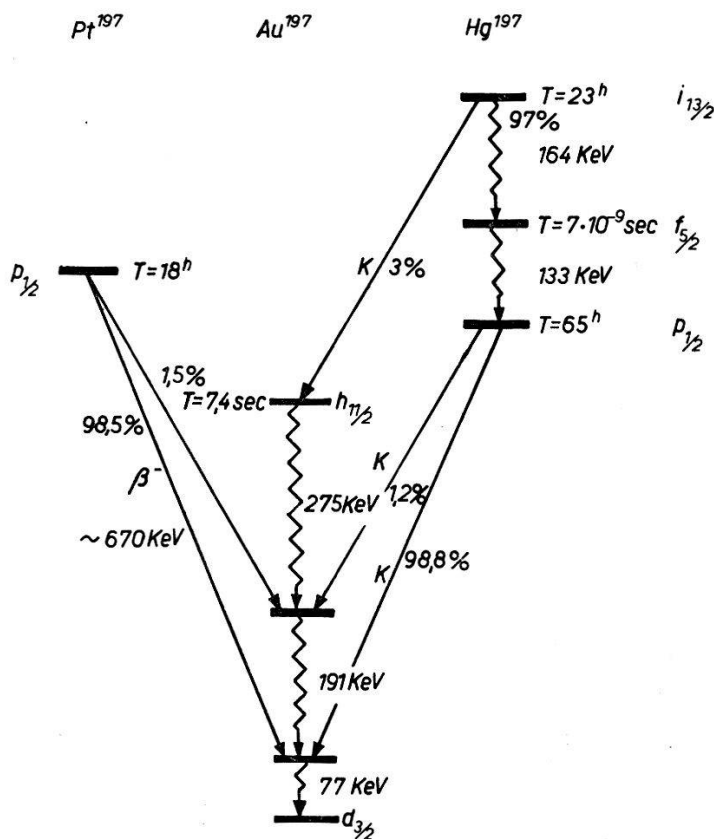


Fig. 11.

Zerfallsschema des Pt¹⁹⁷ kombiniert mit dem schon bekannten Schema des Hg¹⁹⁷ und Au¹⁹⁷.

im Au¹⁹⁷ führen. Für das β -Spektrum ergibt sich durch Auswertung des FK.-Diagramms eine Grenzenergie von 670 KeV. Die Energie des Partialspektrums beträgt demnach 479 KeV (670—191). Das Zerfallsschema des Pt¹⁹⁷ zeigt Fig. 11.

Das Elektronenspektrum des Hg¹⁹⁷ und Au¹⁹⁷ zwischen 1 und 10 KeV.

Die Aktivität wurde im Cyklotron des Institutes durch die Reaktion Au (p, n) Hg hergestellt, und konnte durch Verdampfen im Vakuum trägerfrei auf eine Goldfolie von 0,4 mg/cm² niedergeschlagen werden. Diese Folie konnte direkt als Quelle im Spektrometer Verwendung finden. Fig. 12 zeigt das Spektrum, das mit einer Be-

schleunigung von 6 kV aufgenommen wurde. Das Zählrohrfenster war $0,1 \text{ mg/cm}^2$ Formvarfolie.

Dass eine Kern- γ -Strahlung im Gebiet zwischen 1 und 10 KeV dieser Messung nicht hätte entgehen können, zeigt folgende Überlegung: Diese Strahlung wäre vollständig konvertiert. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron dieser Linie pro Zerfall des Hg^{197} 23 h emittiert wird, wäre demnach 0,03, denn nur dieser

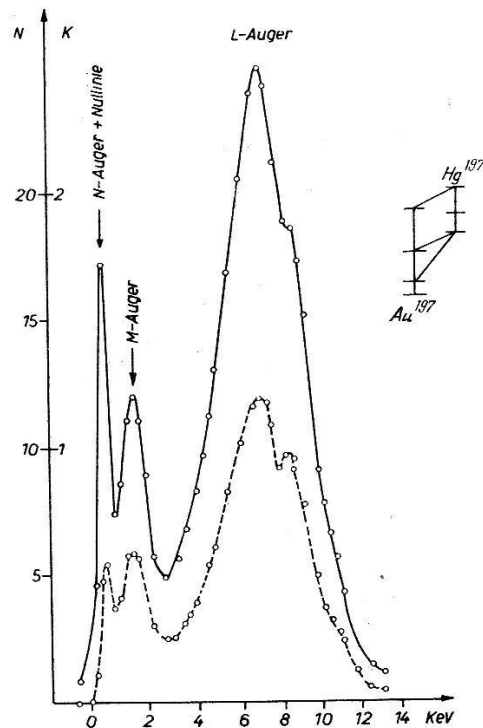


Fig. 12.

Elektronenspektrum des $\text{Hg}^{197} + \text{Au}^{197}$ zwischen 0 und 12 KeV mit Koinzidenzen.

Bruchteil führt über das fragliche Niveau. Als Konkurrenzprozess stehen dem die L -Augerelektronen gegenüber. Eine Schätzung der L -Augerausbeute auf Grund von Messungen der L - und K -Augergruppe im Spektrum des Au^{195} ergibt etwa 25%. Addiert man alle Möglichkeiten für L -Augerprozesse im Zerfallsschema des $\text{Au}^{197} + \text{Hg}^{197}$, so erhält man damit eine Wahrscheinlichkeit von 0,5 pro Zerfall des Hg^{197} 23 h. Die fragliche Linie müsste also eine Intensität von ca. 6% aller L -Augerelektronen haben. Man kann berechnen, dass eine Konversionslinie von dieser Intensität die Koinzidenzrate etwa um den Faktor 2 vergrößern müsste. Da die gemessene Koinzidenzrate aber über den ganzen Bereich der L -Augergruppe innerhalb von 10% konstant ist, kann eine Konversionslinie selbst von dieser kleinen Intensität ausgeschlossen werden.

Au¹⁹⁵.

Spektralreines Platin wurde im Cyklotron des kernphysikalischen Institutes in Amsterdam mit Deuteronen bestrahlt*). Trennt man das Gold elektrolytisch vom Platin, so findet man noch folgende Halbwertszeiten: 39 h (Au¹⁹⁴), 3,2 d (Au¹⁹⁹), 5,6 d (Au¹⁹⁶) und 185 d (Au¹⁹⁵). Nachdem alle kürzeren Perioden abgeklungen waren, wurde das Au¹⁹⁵ trägerfrei auf eine dünne Goldfolie elektrolysiert. Fig. 13 zeigt das Spektrum mit 6 kV Beschleunigung.

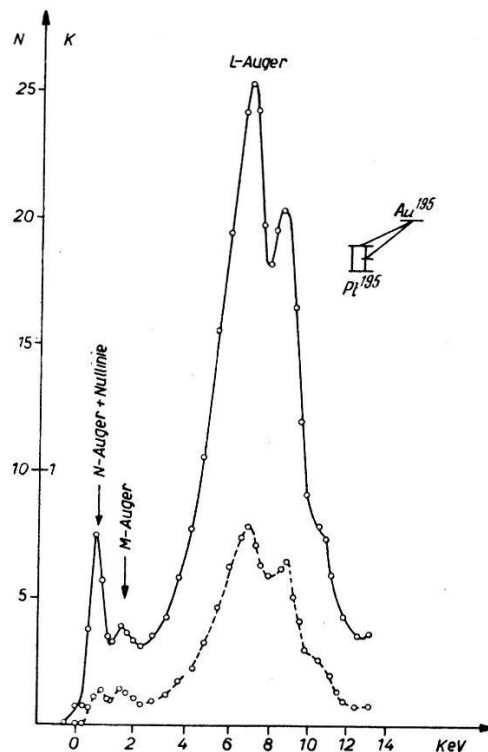


Fig. 13.

Elektronenspektrum des Au¹⁹⁵ zwischen 0 und 12 KeV mit Koinzidenzen.

Beim Vergleich dieser Messung mit jener vom Au¹⁹⁷ + Hg¹⁹⁷ fällt auf, dass die N-Augergruppe relativ zur L-Gruppe und zur Nulllinie weniger intensiv ist. Um das verständlich zu machen, muss einiges über die Präparate gesagt werden: Es hat sich gezeigt, dass die Goldfolie, auf der die Aktivität niedergeschlagen oder elektrolysiert ist, auf der Formvarfolie, die als mechanischer Träger dient, nur haftet, solange kein elektrisches Feld angelegt ist. Um zu verhindern, dass die elektrostatischen Kräfte des Feldes die Goldfolie

*) Herrn Professor BAKKER sind wir für die Bestrahlung, die in seinem Institut durchgeführt wurde, sehr zu Dank verpflichtet.

zerstören, haben wir das Präparat mit einer darübergespannten Formvarhaut von $0,01 \text{ mg/cm}^2$ fixiert. Diese ist natürlich bei jedem Präparat etwas verschieden und wirkt als Absorber. Ausserdem diffundieren mit der Zeit die aktiven Atome etwas in die Goldfolie hinein, was wahrscheinlich gerade beim Au^{195} mitspielt. Diese Selbstabsorption hat aber keinen Einfluss auf die Koinzidenzrate und auf diese stützt sich ja die Interpretation der Messung.

Au^{199} .

Das bei der Bestrahlung mit langsamen Neutronen im Platin entstehende Pt^{199} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28 min unter β -Emission zu Au^{199} . Die Halbwertszeit des Au^{199} beträgt 3,2 d.

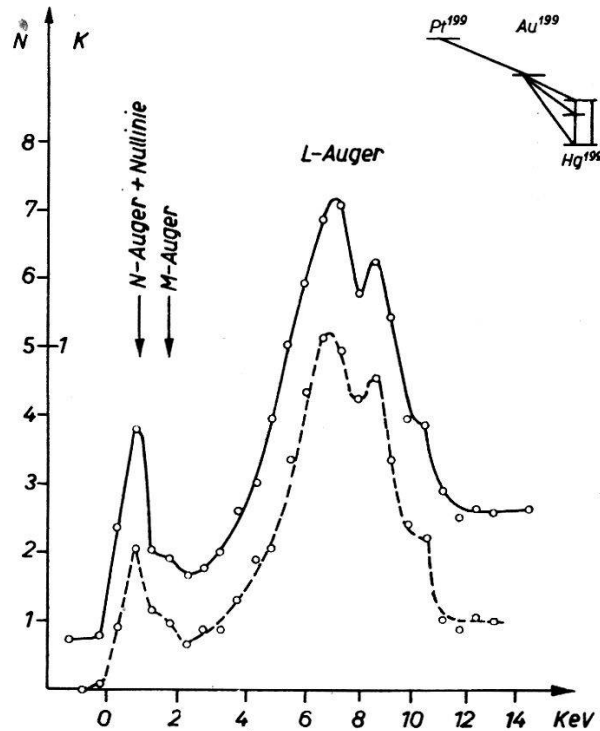


Fig. 14.

Elektronenspektrum des Au^{199} zwischen 0 und 12 KeV mit Koinzidenzen.

Man kann diese Aktivität als Gold chemisch abtrennen und trägerfrei elektrolysieren. Der β -Zerfall des Au^{199} führt zum stabilen Hg^{199} . Fig. 14 zeigt das Spektrum. Die Nulllinie erscheint hier intensiver, weil das Präparat relativ schwach war.

Au¹⁹⁸.

Bestrahlt man Gold mit langsamen Neutronen, so entsteht durch (n, γ) -Prozess Au¹⁹⁸, das mit 2,6 d Halbwertszeit zu Hg¹⁹⁸ zerfällt. Durch Elektrolyse kann man also kein trägerfreies Präparat herstellen. Immerhin ist die spezifische Aktivität des käuflichen Isotopes so gross, dass das Spektrum gemessen werden kann. Fig. 15 zeigt das Spektrum des Au¹⁹⁸.

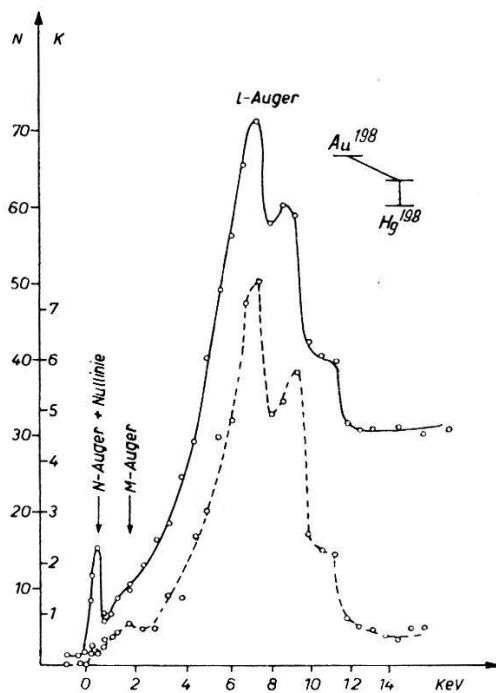


Fig. 15.

Elektronenspektrum des Au¹⁹⁸ zwischen 0 und 12 KeV mit Koinzidenzen.

Diskussion.

Die Messungen an den drei Isomeren Ag¹⁰⁷, Ag¹⁰⁹ und Au¹⁹⁷ zeigen, dass ausser den schon bekannten Kern- γ -Strahlungen keine weiteren Emissionen in dem untersuchten Energiegebiet vorkommen. Ein isomerer Übergang kleiner Energie konnte in allen drei Fällen ausgeschlossen werden.

Bei den zwei Silberisomeren besteht damit eine Diskrepanz zwischen der aus der Lebensdauer-Energiebeziehung und dem gemessenen K/L -Verhältnis hergeleiteten Drehimpulsdifferenz von 3 und der Forderung des strengen Einteilchenmodells. Mit dem Schalenmodell in seiner Fassung als Einteilchenmodell können die Niveaux dieser Isomere also nicht mehr erklärt werden. Beim Au¹⁹⁷ kann

diese Entscheidung noch nicht getroffen werden, weil der Multipolcharakter der γ -Kaskade noch nicht hinreichend genau bekannt ist.

Die Untersuchungen an den Kernen Au^{195} und Au^{199} stehen in engem Zusammenhang mit den Zerfallsschemen, die in der folgenden Arbeit¹⁹⁾ beschrieben werden. Sie beweisen, dass hier die Übereinstimmung mit dem Einteilchenmodell vollkommen ist, und dass keine weiteren Niveaux existieren. Für die in jener Arbeit aufgezeigte Systematik bezüglich der Energie entsprechender Zustände bei ug-Kernen, die sich um je 2 Nukleonen unterscheiden, war es nämlich von fundamentaler Bedeutung, das Gebiet kleiner Energien zu untersuchen. Die Existenz eines Niveaus kleiner Energie in einem der Kerne Au^{195} , Hg^{197} oder Au^{199} hätte bezüglich der Zuordnung gemäss dem Schalenmodell zu grossen Schwierigkeiten geführt.

Von allen hier untersuchten Kernen ist Hg^{198} der einzige gg-Typ, und dieser verdient noch in anderem Zusammenhang Interesse. Von verschiedenen Autoren¹⁷⁾ wurden hier verzögerte Koinzidenzen gefunden, die einem Niveau von sehr kleiner Energie zugeschrieben wurden. Dieser Übergang sollte zeitlich dem Übergang von 411 KeV folgen. Ein solches Niveau im Au^{198} wäre aber eine interessante Ausnahme, denn nimmt man der j - j -Kopplung entsprechend an, dass die angeregten Zustände in einem gg-Kern durch Aufbrechen eines Paares von zwei Nukleonen entstehen, so sollte dazu eine relativ grosse Energie gehören. Dieses Verhalten ist auch durch die Erfahrung bestätigt¹⁸⁾. Unsere Messungen können aber diesen Übergang bis 1 KeV ausschliessen.

Unserem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. P. SCHERRER, sind wir für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

Literatur.

- 1) M. GOLDHABER und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. **83**, 96 (1951).
- 2) V. F. WEISSKOPF, private Mitteilung und Phys. Rev. **81**, 470 (1951).
- 3) H. MEDICUS, D. MAEDER und H. SCHNEIDER, Helv. Phys. Acta **24**, 72 (1951).
- 4) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und A. DE SHALIT, Helv. Phys. Acta **25**, 1 (1952).
- 5) D. K. BUTT, Proc. Phys. Soc. [A] **63**, 9, 986 (1950).
- 6) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **23**, 855 (1951).
- 7) E. PERSICO, Rev. Sci. Instr. **20**, Nr. 3, 191 (1949).
- 8) DU MOND, Rev. Sci. Instr. **20**, Nr. 3, 160 (1949).

- 9) ZWORYKIN, MORTON, RAMBERG, HILLER und VANCE, „Electron Optics and the Electron Microscope“, John Wiley a. S., New York.
 - 10) Handbuch der Physik (GEIGER und SCHEEL) **22**, 1 (1933).
 - 11) C. BURCKHARDT, Diplomarbeit ETH. Zürich (1952).
 - 12) G. T. SEABORG und SEGRÉ, Phys. Rev. **55**, 808 (1939).
 - 13) I. W. MIHELICH, M. GOLDHABER und E. WILSON, Phys. Rev. [A] **83**, 216 (1951).
 - 14) E. JACOBI, Helv. Chim. Acta [A] **31**, 2118 (1948).
 - 15) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. DE SHALIT und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **24**, 127 (1950).
 - 16) EBEL und V. F. WEISSKOPF, private Mitteilung.
 - 17) K. P. MEYER, E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **23**, 517 (1950).
 - 18) P. STÄHELIN und P. PREISWERK, Helv. Phys. Acta (im Druck).
 - 19) A. DE SHALIT, O. HUBER und H. SCHNEIDER, Helv. Phys. Acta **25**, 279 (1952).
-