Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 29 (1956)
Heft: V-VI

Artikel: Das Niveauschema des Ta^181
Autor: Debrunner, P. / Heer, E. / Kündig, W.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112711

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 02.10.2025

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

Das Niveauschema des Ta^{181}

von **P. Debrunner, E. Heer, W. Kündig** und **R. Rüetschi.**
Physikalisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich.

(25. VI. 1956.)

Summary: By means of angular correlation methods the decay of Hf^{181}—Ta^{181} has been studied. Spins and parities of all levels are discussed and compared with the predictions of the unified model. The angular correlation of the main γ-γ-cascade (133 keV—482 keV) has been investigated using cubic cristalline, liquid and gaseous sources. The angular correlation of two other cascades, inseparables in energy by scintillation techniques, are measured making use of the different attenuation in various sources. The magnetic moment of the 482 keV level has been determined, taking into account the attenuation effects in liquids. All experimental data, including Coulomb excitation and the decay of W^{181} are summarized.

I. Einleitung.

Das experimentelle Beobachtungsmaterial hat sich auf dem Gebiet der Kernphysik in den letzten Jahren so sehr angehäuft, dass eine vollständige Übersicht nur schwer zu gewinnen ist. Selbst wenn man die Erscheinungen bei sehr hohen Energien ausser Betracht lässt, d. h. sich zunächst nur auf den „Kernbau" beschränkt, liegt heute noch keine Theorie vor, die alle messbaren Grössen auf wenige Grundgesetze zurückzuführen vermöchte. Dass ein solches Unterfangen prinzipiell möglich sei, ist zwar nicht logisch zu begründen, doch ist der Wunsch, ein universelles Grundgesetz zu finden, allezeit eine starke Triebfeder wissenschaftlichen Schaffens gewesen.

Die dauernd wachsende Fülle des Beobachtungsmaterials kann andererseits ohne gewisse ordnende Prinzipien überhaupt nicht mehr verarbeitet werden. Aus diesem Grunde ist die Bildung von *Kernmodellen,* welche in den letzten Jahren zunehmende Bedeutung erlangt hat, fast eine Notwendigkeit geworden. Vor allem das *Schalenmodell* und dessen Erweiterung, das „*unified model*", trugen wesentlich zur erfolgreichen Sichtung des Tatsachenmaterials bei. Wenn auch Modellvorstellungen, ihrer Natur gemäss, keine endgültige Erkenntnis der Wirklichkeit zu vermitteln imstande sind, ist doch zu hoffen, dass sie einer tieferen Einsicht Bahn brechen werden.

Die Kernmodelle haben insbesondere während der vergangenen Jahre das Interesse an der *Kernspektroskopie* neu angefacht. Es hat sich dabei vor allem gezeigt, dass nur exakte und vollständige Untersuchungen brauchbar sind. Es gibt auch heute noch nur sehr wenige Atomkerne, von denen alle interessierenden Daten bekannt wären.

Als solche kommen für das gegenwärtige Begriffssystem der Physik folgende direkt oder indirekt messbaren Grössen in Betracht:

a) Energien sämtlicher Zustände eines Kerns.
b) Übergangswahrscheinlichkeiten für alle Zerfallsarten.
c) Spin und Parität sämtlicher Niveaus.
d) Weitere (modellabhängige) Quantenzahlen (Ω, K, N...).
e) Elektrische und magnetische Momente.
f) Wirkungsquerschnitte für Kernreaktionen (Energie- und Winkelabhängigkeit).

Die *Messmethoden*, welche zur Ermittlung der oben genannten Grössen führen, wurden in den letzten Jahren ausserordentlich verfeinert. Dies ist vor allem der Entwicklung der Kurzzeit-Elektronik und der Szintillationszähler zu verdanken. Dennoch beträgt die erreichbare Messgenauigkeit für alle kernphysikalischen Untersuchungen nur ca. 1%, mit Ausnahme von Kernresonanzexperimenten und gewissen Spektrometermessungen. Gewöhnlich reicht diese Präzision aus, weil auch die theoretischen Werte nicht genauer vorhergesagt werden können.

Zur Aufstellung eines vollständigen *Niveauschemas* sollten womöglich *alle* verfügbaren Methoden herangezogen werden, d. h. β- und γ-Spektroskopie, Koinzidenzmessungen, Kernreaktionen und HFS-Messungen. Leider ist dies bei vielen Kernen prinzipiell unmöglich, sei es, dass ihre Lebensdauer zu kurz ist, oder dass gewisse Niveaus auf einfache Weise nicht angeregt werden können. Es wird jedenfalls noch vieler Anstrengungen bedürfen, alle wünschenswerten Grössen sämtlicher Isotope zu ermitteln. Sogar in günstigen Fällen sind die Schwierigkeiten recht gross. Dies erhellt aus der Tatsache, dass alle Zerfalls- und Niveauschemata dauernd ergänzt und geändert werden müssen.

Die vorliegende Arbeit befasst sich vorwiegend mit *Richtungskorrelationsmessungen*. Diese Untersuchungsmethode hat sich schon in vielen Fällen als wertvoll erwiesen (z. B. bei Cd^{111}, Ni^{60}, Pb^{204}, Hg^{197}). Wie hier gezeigt werden soll, ist sie besonders geeignet, in Verbindung mit Konversionsmessungen Spins und Multipolordnungen festzulegen. Ausserdem ermöglicht die Richtungskorrelation (abgek. R.K.) sukzessiver γ-Strahlen in günstigen Fällen die Bestimmung von Kernmomenten angeregter Zustände.

Die hier beschriebenen Untersuchungen wurden an *Tantalum 181* durchgeführt, einem Kern, der in verschiedener Hinsicht interessant ist. Erstens gehört er mit $Z = 73$ und $N = 108$ zu den Kernen, die in bezug auf Protonen wie Neutronen weitab von den magischen Zahlen liegen und — nach den Vorstellungen des Bohr-Mottelsonschen Modelles — daher eine starke Deformation aufweisen. Zweitens ist Ta^{181} eines der wenigen Isotope, bei welchen das magnetische Moment eines angeregten Zustandes mit leicht realisierbaren Magnetfeldstärken gemessen werden kann. Und drittens sind an diesem Isotop schon viele Messungen verschiedenster Art durchgeführt worden, so dass man hoffen kann, ein vollständiges Bild über das Niveauschema dieses Isotopes zu gewinnen.

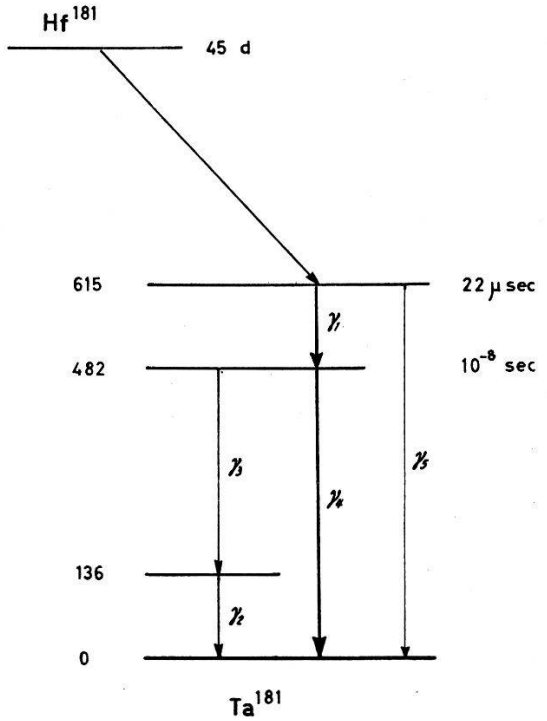

Fig. 1.
Den R.-K.-Messungen zugrunde gelegtes Zerfallsschema des $Hf^{181} - Ta^{181}$.

Das *Ziel* dieser Arbeit ist es daher, unter Benützung aller verfügbaren Daten ein Niveauschema des Ta^{181} aufzustellen, und auf seine Widerspruchsfreiheit im Rahmen der oben erwähnten Kernmodelle zu prüfen. Ein Teil der hierzu benützten Messungen wurde bereits früher publiziert[1][2][3].

Alle unsere Untersuchungen basieren auf dem Zerfallsschema des Hf^{181} gemäss Fig. 1, wie es bei Beginn unserer Arbeiten bekannt war. Das nach den heutigen Kenntnissen vervollständigte Niveauschema des Ta^{181} findet sich im Abschnitt III. 7.

II. Richtungskorrelationsexperimente.

II.1. *Theoretischer Überblick.*

Die Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen ist in den letzten Jahren zu einem wichtigen Werkzeug der Kernspektroskopie geworden. Dies ist vor allem dem Umstand zu verdanken, dass *unabhängig von Kernmodellen* Aussagen über Spin und Parität von Kernniveaus gemacht werden können. Experimentell am einfachsten ist die *γ-γ-Richtungskorrelation* zu messen. Sie gibt aber nur dann auch über die Parität Auskunft, wenn gleichzeitig die Polarisation gemessen wird.

Beta–Gamma-Korrelationen hängen sowohl von der β-Energie als auch von dem speziellen Kopplungsansatz ab. Leider geben aber alle erlaubten und etliche verbotenen Übergänge eine isotrope Winkelverteilung. Dadurch wird der Anwendungsbereich von β–γ-Korrelationen stark eingeschränkt.

Alpha–Gamma-Korrelationen sagen dasselbe aus wie die γ–γ-Korrelationen, bieten aber erhebliche experimentelle Schwierigkeiten infolge von Streuung und Absorption der α-Teilchen.

Bei der *Konversionselektronenkorrelation* (e^-–γ, γ–e^- und e^-–e^-), welche im Gegensatz zu der α–γ-Korrelation im ganzen Bereich des periodischen Systems von Bedeutung ist, hat man mit ähnlichen experimentellen Schwierigkeiten zu kämpfen. Die Theorie ist vorerst nur für K-Konversionselektronen explizite ausgearbeitet (Biedenharn und Rose[5])). Unter den experimentellen Arbeiten ist vor allem diejenige von Gimmi, Heer und Scherrer[6]) zu erwähnen, in welcher insbesondere auch Messungen an Hf^{181} — Ta^{181} beschrieben sind.

Im folgenden beschränken wir uns auf die *γ-γ-Richtungskorrelation.* Die Theorie ist seit 1940, als die erste Arbeit von Hamilton[7]) erschien, von vielen Autoren ausgearbeitet worden, so dass heute explizite Formeln und Tabellen für alle experimentell wichtigen Fälle vorliegen. Besondere Ausgestaltung erfuhr die Theorie der *Beeinflussung der Richtungskorrelation* durch äussere elektrische und magnetische Felder. Grundlegende Darstellungen darüber findet man u. a. bei Abragam und Pound[8]), Alder[9]) und Alder et al.[10]). Als umfassende Darstellung des Gesamtgebietes der Richtungskorrelation erwähnen wir den Artikel von Frauenfelder in Kai Siegbahns „Beta and Gamma Spectroscopy"[11]).

Die Ergebnisse der Theorie — soweit sie für unsere Untersuchungen benötigt werden — seien hier kurz zusammengefasst:

A. *Ungestörte Winkelkorrelation.*

Emittiert ein Atomkern zwei γ-Quanten in Kaskade, ohne dass im Zwischenzustand eine Wechselwirkung des Kernes mit seiner Umgebung stattfindet, so gilt für die relative Wahrscheinlichkeit $W(\Theta)$, dass die Ausstrahlungsrichtungen den Winkel Θ miteinander bilden:

$$W(\Theta) = \Sigma A_k \cdot P_k (\cos \Theta) \qquad k = 0, 2, 4 \ldots \tag{1}$$

$P_k(\cos \Theta)$ sind Legendresche Kugelfunktionen. Die Koeffizienten A_k hängen ab von den Spins der drei beteiligten Kernniveaus I_1, I, I_2 und von den Multipolordnungen der beiden γ-Übergänge L_1, L_1', L_2, L_2'. Dabei ist angenommen, dass in beiden Übergängen Mischungen von 2^L- und $2^{L'}$-pol-Strahlung vorliegen, mit den Intensitätsverhältnissen:

$$\delta^2 = \frac{\text{Int. der } 2^{L'}\text{-pol-Strahlung}}{\text{Int. der } 2^{L}\text{-pol-Strahlung}} \qquad L' = L + 1 \tag{2}$$

Die Koeffizienten A_k sind für alle praktisch auftretenden Fälle tabelliert bei Biedenharn und Rose[5]) oder bei Ferentz und Rosenzweig[12]). Die Summe in (1) ist zu erstrecken bis zu

$$k_{\max} = \text{Min}\,(2\,\text{I}, 2\,L_1, 2\,L_2)\,. \tag{3}$$

B. *Beeinflusste Winkelkorrelation.*

Wenn ein Atomkern nach der Emission des ersten γ-Quants vermöge seiner elektrischen oder magnetischen Momente mit der Umgebung in Wechselwirkung tritt, ändern sich seine magnetischen Quantenzahlen bevor das zweite γ-Quant emittiert wird. In der Sprache der klassischen Physik ausgedrückt, führt der Kerndrehimpuls eine Präzessionsbewegung aus. Dadurch wird die Anisotropie der Winkelverteilung mehr oder weniger zerstört. Es ist bequem, die Versuchsbedingungen durch folgende Grössen zu charakterisieren:

a) Die Larmorzeit τ_L (bzw. Larmorfrequenz ω_L).
b) Die Lebensdauer des Zwischenzustandes τ_K.
c) Das Koinzidenzauflösungsvermögen der Apparatur τ_R.
d) Die Verzögerung zwischen der Registrierung des ersten und des zweiten Quants: τ_D.

Wir lassen im folgenden Verzögerungsexperimente ausser Betracht (d. h. $\tau_D = 0$). Man sieht leicht ein, dass eine *beeinflusste* Winkelverteilung nur beobachtet wird, wenn weder die Lebensdauer τ_K des Kerns noch die apparative Auflösungszeit τ_R sehr viel kürzer sind

als die Larmorzeiten. Diese sind im allgemeinen grösser als 10^{-9} sec. Wir setzen weiter noch voraus, dass stets die sogenannte *integrale Korrelation* gemessen werde: $\tau_R \gg \tau_K$. Je nach der Art der Wechselwirkung treten folgende praktisch wichtigen Fälle auf:

a) *Zeitlich stationäre Wechselwirkung in einer Quelle ohne ausgezeichnete Richtung* (polykristalline Quellen). Die Winkelverteilung ist dann gegeben durch

$$W(\Theta) = \Sigma A_k \cdot G_k \cdot P_k (\cos \Theta) \quad k = 0, 2, 4, \ldots \tag{4}$$

Die Koeffizienten A_k sind dieselben wie in (1). Die Schwächungsfaktoren G_k hängen vom Spin und der Lebensdauer des *mittleren Kernniveaus* und von Art und Grösse der Wechselwirkung des Kerns mit der Umgebung ab. Die Berechnung der Schwächungsfaktoren ist diskutiert bei Abragam und Pound[8]) sowie bei Alder et al.[10]).

b) *Zeitlich stationäre Wechselwirkung in einer Quelle mit ausgezeichneter Achse* (Einkristall-Quellen; Polykristalline Quellen mit zusätzlichem Magnetfeld). Bei dieser Versuchsanordnung ist die Berechnung der Korrelationsfunktion wesentlich komplizierter. Es treten allgemeine Kugelfunktionen und komplexe Schwächungsfaktoren auf. Spezialfälle sind von verschiedenen Autoren diskutiert worden[8])[9])[10])[13]). Bei unseren Untersuchungen an Hf^{181} — Ta^{181} wurden keine solchen Quellen verwendet. Man hat aber auch bei gewöhnlichen polykristallinen Quellen damit zu rechnen, dass sich gegen die Absicht des Experimentators Einkristalle bilden. Die Verwendung der einfachen Form (3) führt dann zu Fehlinterpretationen.

c) *Instationäre Wechselwirkung* (flüssige Quellen). Infolge der Brownschen Bewegung ändern sich die elektrischen Felder in Flüssigkeiten sehr rasch. Die *Korrelationszeit* τ_C, welche angibt, in welcher Zeit sich diese Änderungen abspielen, ist für wässerige Lösungen von der Grössenordnung 10^{-11} sec, d. h. wesentlich kürzer als die üblichen Larmorzeiten. Es geht daher nur ein Mittelwert der elektrischen Quadrupolwechselwirkung in die Theorie ein. Nach Abragam und Pound[8]) erhält man bei flüssigen Quellen für die Winkelverteilung wiederum den Ausdruck

$$W(\Theta) = \Sigma A_k \cdot G_k \cdot P_k (\cos \Theta)$$

wie für Quellen ohne ausgezeichnete Richtung allgemein erwartet

werden muss. Die Schwächungsfaktoren G_k lauten für die oben gemachten Voraussetzungen ($\tau_R \gg \tau_K$; $\tau_L \gg \tau_C$; $\tau_D = 0$):

$$G_k = (1 + \lambda_k \cdot \tau_K)^{-1} \qquad k = 0, 2, 4, \tag{5}$$

mit

$$\lambda_k = 3/80 \cdot \left(\frac{e \cdot Q}{\hbar}\right)^2 \left\langle \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)^2 \right\rangle \cdot \tau_C \frac{k(k+1)[4\,I(I+1) - k(k+1) - 1]}{I^2(2\,I-1)^2} \tag{6}$$

Q ist das Quadrupolmoment des Kerns im mittleren Zustand der $\gamma\gamma$-Kaskade, $\langle(\partial^2 V/\partial z^2)^2\rangle$ der quadratische Mittelwert des el. Feldgradienten am Kern-Ort. Bei Anwesenheit zusätzlicher Magnetfelder sind die Verhältnisse etwas komplizierter. Wir werden darauf im Abschnitt II.4. näher eintreten. Aus (5) und (6) erkennt man, dass bei Korrelationszeiten τ_c, die viel kleiner sind als die Kern-Relaxationszeit

$$\tau_L = \left[\frac{e^2 Q^2}{\hbar^2}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)^2\right]^{-1},$$

die Schwächungsfaktoren gegen eins streben. In der Tat beobachtet man in dünnflüssigen Quellen eine praktisch ungestörte Winkelverteilung.

II.2. *Apparatur und Messmethoden.*

Wir verwendeten bei unseren Untersuchungen eine konventionelle Richtungskorrelations-Apparatur, deren Blockschema in Fig. 2 dargestellt ist. Als Detektoren dienten $1'' \times 1''$ NaI(Tl)-Kristalle

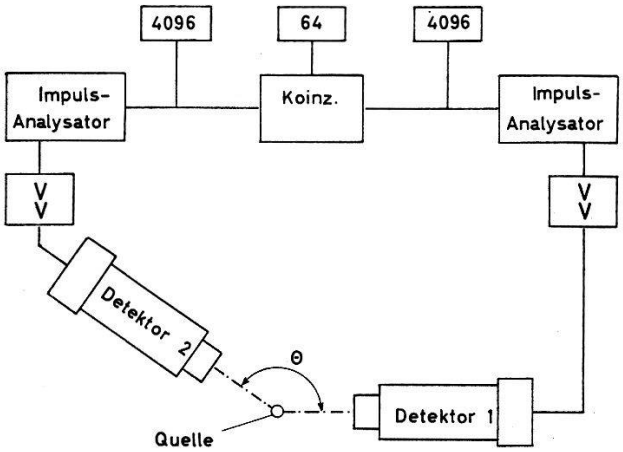

Fig. 2.
Blockschema der R.-K.-Apparatur.

welche direkt auf die Frontkathoden von Dumont Photomultipliern 6292 gekittet waren. Bei den meisten Experimenten wurden vor den Kristallen Absorber montiert (Pb, Ta, Sn, Cu), um die relative Intensität der γ-Linien hoher Energie zu vergrössern. Der bewegliche

Detektor samt Kathodenfolgestufe konnte automatisch in die gewünschte Winkelposition gebracht werden. Die verwendeten Impulsverstärker lieferten lineare Ausgangsimpulse bis zu Amplituden von 140 Volt. Die Anstiegszeit der Impulse betrug 0,2 μ sec. Die negativen Ausgangssignale der Einkanal-Impulsanalysatoren konnten sowohl durch Verzögerungskabel als auch mittelst einer Multivibratorschaltung um 0 bis 2 μ sec verzögert werden.

Die Registrierung der Einzelimpulse wie auch der Koinzidenzimpulse erfolgte automatisch auf 120 Zählwerken, welche mit beliebig wählbaren Zeitintervallen nacheinander in Betrieb gesetzt werden konnten. Der Abstand der Detektoren (Frontflächen) von der Quelle betrug — wenn nichts anderes vermerkt ist — stets 3,5 cm. Dies entspricht einem relativen Raumwinkel von 2,5%. Infolge dieser endlichen Winkelauflösung sind die in einer bestimmten Stellung gemessenen Koinzidenzen $K(\Theta)$ nicht proportional zu der gesuchten Winkelverteilung $W(\Theta)$. Die anzubringenden Korrekturen wurden schon von vielen Autoren diskutiert[14][15][16][17].

Für axialsymmetrische Detektoren lassen sich einfache Formeln angeben, falls die in Kaskade emittierten Quanten eine Winkelkorrelation der Form (1) besitzen. Die Rechnung zeigt, dass unter diesen Voraussetzungen die *gemessene* Winkelverteilung $W^{\text{unkorr}}(\Theta)$ durch eine Summe Legendrescher Polynome dargestellt werden kann, deren Koeffizienten auf einfache Weise mit den Koeffizienten der wirklichen Winkelverteilung $W^{\text{korr}}(\Theta)$ zusammenhängen:

$$\begin{aligned} W^{\text{unkorr}}(\Theta) &= \Sigma A_k^{\text{unkorr}}(\Theta) \cdot P_k(\cos\Theta) \\ W^{\text{korr}}(\Theta) &= \Sigma A_k^{\text{korr}}(\Theta) \cdot P_k(\cos\Theta) \end{aligned} \tag{7}$$

$$\text{mit } A_k^{\text{unkorr}} = A_k^{\text{korr}} \cdot S_k^{\text{I}} \cdot S_k^{\text{II}} \tag{8}$$

$$\text{und } S_k^{\text{I}} = \frac{\int \varepsilon^{\text{I}}(\alpha) \cdot P_k(\cos\alpha) \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha}{\int \varepsilon^{\text{I}}(\alpha) \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha} \,. \tag{9}$$

$\varepsilon^I(\alpha)$ bedeutet die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers I für ein γ-Quant, das mit der Zählerachse den Winkel α einschliesst. Der Ausdruck für S_k^{II} ist analog zu bilden. Die Funktion $\varepsilon(\alpha)$ kann aus den Wirkungsquerschnitten für Compton- und Photoeffekt in NaI mit guter Näherung berechnet werden, wenn die geometrischen Abmessungen der Szintillatoren gegeben sind. Sollen die Einflüsse von Kristall- und Multiplierinhomogenitäten und von Streuung berücksichtigt werden, ist es vorteilhafter, $\varepsilon(\alpha)$ empirisch zu bestimmen. Wir haben mit Hilfe eines Bleikanals von 6 cm Länge und 1 mm Durchmesser die Kurven $\varepsilon(\alpha)$ für jeden Detektor und für jede be-

nützte Energiediskriminierung gemessen. Der endlichen Strahlbreite wurde durch eine besondere Korrektur Rechnung getragen. Die benötigten Korrekturfaktoren S_k^{I} und S_k^{II} ergaben sich für den Detektorabstand 3,5 cm zu:

Energie	S_2^{I}	S_4^{I}	S_2^{II}	S_4^{II}
136 keV . . .	—	—	0,93	0,78
345 keV . . .	$0{,}94_5$	$0{,}81_5$	—	—
482 keV . . .	0,95	0,83	—	—

Eine weitere Korrektur wird notwendig, wenn die Abmessungen der Quelle vergleichbar werden mit dem Detektorabstand. In unseren Experimenten wurden ausschliesslich Quellen verwendet, welche nur senkrecht zur Detektorebene merkliche Ausdehnung besassen (röhrchenförmige Quellen). Ist der Öffnungswinkel γ, welchen die Quelle vom Detektor aus gesehen aufspannt, klein gilt nach FEINGOLD und FRANKEL[17]):

$$\begin{aligned} A_2^{\mathrm{unkorr}} &= A_2^{\mathrm{korr}} \cdot (1 - 1/2 \cdot \gamma^2 + 1/4 \cdot \gamma^4 + \ldots) = A_2^{\mathrm{korr}} \cdot S_2^Q \\ A_4^{\mathrm{unkorr}} &= A_4^{\mathrm{korr}} \cdot (1 - 5/3 \cdot \gamma^2 + 55/24 \cdot \gamma^4 + \ldots) = A_4^{\mathrm{korr}} \cdot S_4^Q . \end{aligned} \tag{10}$$

Dabei ist für die ursprüngliche Winkelverteilung wiederum die Form (1) vorausgesetzt. Für eine Quellenausdehnung von 8 mm und den Detektorabstand 3,5 cm erhält man:

$$\underline{S_0^Q = 1} \qquad \underline{S_2^Q = 0{,}990} \qquad \underline{S_4^Q = 0{,}967.}$$

Die Quellenkorrekturen sind also nur unbedeutend.

Die auf einem Kreuzschlitten montierten Quellen wurden zur *Zentrierung* stets solange verschoben, bis die Einzelstosszahlen bei allen Stellungen des beweglichen Detektors weniger als 1% voneinander abwichen. Um die Koeffizienten einer Winkelverteilung zu bestimmen, welche nur $P_2(\cos \Theta)$ und $P_4(\cos \Theta)$-Terme enthält (was praktisch immer der Fall ist), genügt die Messung der Koinzidenzen unter *drei Winkeln*. Wir wählten bei unseren Experimenten die vier Winkel $\Theta = 90^0$, 135^0, 180^0, 225^0 und bildeten den Mittelwert der Koinzidenzstosszahlen bei den äquivalenten Positionen $\Theta = 135^0$ und $\Theta = 225^0$. Durch dieses Verfahren werden diejenigen Fehler in erster Näherung herausgemittelt, welche infolge systematischer Abweichung der Einstellwinkel von ihrem Sollwert auftreten (bei ungenügend bekanntem Absolutwert von Θ). Die Winkeleinstellung erfolgte automatisch und war innerhalb $0{,}25^0$ reproduzierbar.

Um Richtungskorrelationsexperimente sinnvoll durchführen zu können, muss das Zerfallsschema des untersuchten Kernes bekannt sein. Wir legten unseren Untersuchungen an Ta^{181} das Zerfallsschema der Fig. 1 zugrunde. Ein weiteres Erfordernis ist stets die Kenntnis der *unbeeinflussten* Winkelkorrelation. Andernfalls können keine schlüssigen Aussagen über Spins und Multipolordnungen gemacht werden. Das 482-keV-Niveau des Ta^{181} (Fig. 1) besitzt eine Halbwertszeit von $1{,}06 \cdot 10^{-8}$ sec, so dass die beiden Kaskaden (γ_1 γ_4) und (γ_1 γ_3) beeinflusste Winkelkorrelation zeigen können, um so mehr als das Quadrupolmoment des Ta^{181} ausnehmend gross ist. Aus den theoretischen Erörterungen des Abschnittes II.1. ergeben sich ohne weiteres folgende prinzipiellen Möglichkeiten, die ungestörte Korrelationsfunktion zu ermitteln:

a) Man misst mit sehr kurzer Auflösungszeit verzögerte Koinzidenzen und extrapoliert auf Delay null.

b) Man versucht, Quellen herzustellen, bei denen die aktiven Atomkerne an Stellen sitzen, wo kein Magnetfeld und kein elektrischer Feldgradient vorhanden ist. (D. h. man macht τ_L gross.)

c) Man verwendet eine Quelle, welche wohl eine Störung aufweist, versucht aber, diese zu berechnen und ihre Grösse zu messen.

Für uns kam aus apparativen Gründen die erste Methode nicht in Betracht. McGowan hat schon früher mit verzögerten Koinzidenzen Richtungskorrelationsmessungen an Ta^{181} durchgeführt[18]). In den folgenden Abschnitten werden wir Experimente beschreiben, welche auf den Methoden b) und c) basieren.

II.3. *Die 133 keV — 482 keV-Kaskade.*

Diese $\gamma\gamma$-Kaskade zeichnet sich dadurch von den übrigen aus, dass sie bei geeigneter Energiediskriminierung *rein* gemessen werden kann. Es genügt, den Impulsanalysator des einen Kanals auf die Photo-Linie von 482 keV einzustellen, um von den andern Kaskaden herrührende Koinzidenzen auszuschalten. (Vollständige Absorption der β-Strahlung sei immer vorausgesetzt.) Ausserdem werden auf diese Weise keine Koinzidenzen infolge von Streuung registriert. Wie im Abschnitt III gezeigt werden soll, reicht die exakte Kenntnis der (γ_1-γ_4)-Kaskade *allein* weitgehend aus, um die Spinzuordnung aller beim Hf-Zerfall angeregten Niveaus angeben zu können.

A. *Messungen an polykristallinen Quellen.*

Wir versuchten zunächst, ungestörte Quellen in fester Form zu finden. Dies erfordert die Herstellung einer diamagnetischen Verbindung, bei welcher das Hafnium-Atom an einem Gitterplatz mit

verschwindendem Feldgradienten sitzt (kubische Symmetrie). Das vierwertige Hf ist chemisch dem Zirkon sehr ähnlich. Die Verbindungen dieses seltenen Elementes sind noch wenig bekannt. Nach der Fachliteratur sollten folgende Verbindungen kubische Struktur besitzen: HfO_2, $(NH_4)_3Hf\,F_7$, $Rb_2Hf\,Cl_6$.

1. *Hafniumoxyd* ($Hf\,O_2$). Nach PASSERINI[19]) soll HfO_2 Kalziumfluorid-Struktur aufweisen (siehe Fig. 3a). Andere Autoren[20])[21]) schreiben ihm monokline Struktur zu. Wir haben auf drei verschiedene Arten HfO_2-Quellen hergestellt und die Richtungskorrelation der (γ_1-γ_4)-Kaskade gemessen. Die Resultate sind in Tabelle I zusammengestellt. (Präparate 210, 211, 212.)

2. *Ammonium-Hafnium-Fluorid* ($(NH_4)_3\,Hf\,F_7$). Auch die Struktur dieses Salzes ist noch nicht völlig geklärt. Nach HAMPSON und PAULING[22]) sollten die Hf-Atome kugelsymmetrisch von 7 Fluoratomen umgeben sein (siehe Fig. 3b), so dass auch hier der Feldgradient am Ort des Kerns verschwinden müsste. Die Herstellung

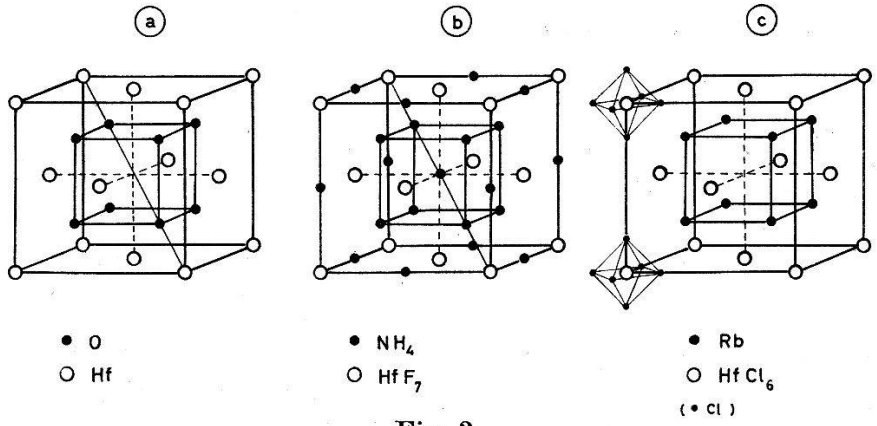

Fig. 3.
Struktur von drei kubischen Hafniumverbindungen: a) HfO_2 nach PASSERINI[19]); b) $(NH_4)_3Hf\,F_4$ nach HAMPSON[22]). Das Hf-Atom ist kugelsymmetrisch von 7 Fluor-Atomen umgeben; c) Rb_2HfCl_4 nach ENGEL[23]).

der nur im (NH_4F)-Überschuss beständigen Verbindung erfolgte durch Lösen des Oxydes in Flussäure und nachfolgendem Ausfällen mit Ammoniak. Um den Luftzutritt zu verhindern, wurden die Quellen in Glaskapillaren eingeschmolzen. Die Resultate der mit diesen Quellen durchgeführten Messungen sind ebenfalls in Tabelle I zusammengefasst. (Präparat 213 und 214.)

3. *Rubidium-Hafnium-Chlorid* ($Rb_2\,Hf\,Cl_6$). Die analoge Verbindung Rb_2ZrCl_6 wurde von ENGEL[23]) untersucht. Sie soll die in Fig. 3c angegebene Struktur besitzen. Die Darstellung des Rb_2HfCl_6 erfolgte in vier Schritten:

a) Lösen des Oxydes in Hf und Ausfällen des Hydroxydes.
b) Waschen des Niederschlages und Lösen in HCl.

c) Zugabe von in Salzsäure gelöstem RbCl.
d) Ausfällen des Rubidium-Hafnium-Chlorides durch Einleiten von HCl-Gas.

Die oktaedrischen Kristalle sind nur in HCl-conz. haltbar. Es war daher notwendig, auch hier die Aktivität in Glaskapillaren einzuschmelzen. Diese besassen eine Wandstärke von weniger als $^1/_{10}$ mm und einen Innendurchmesser von 0,5—1 mm. Debye-Scherrer-Aufnahmen mit Cu-K-Strahlung liessen deutlich auf ein kubisch flächenzentriertes Gitter des Rb_2HfCl_6 schliessen, mit einer Gitterkonstanten von

$$d = 10{,}15 \pm 0{,}03 \text{ Å}.$$

Die mit verschiedenen Quellen dieses Typus durchgeführten Messungen ergaben die aus Tabelle I ersichtlichen Werte. (Präparat 204,208,209.)

Vergleichsweise ist in Tabelle I eine Messung mit flüssiger Quelle angeführt. Man erkennt daraus, dass *alle* kristallinen Quellen zu kleine Werte von A_2 und A_4 ergeben.

Tabelle I.

Messresultate an kubisch kristallinen Quellen.

Quelle	Verbindung	Herstellungsart	A_2	A_4
210	HfO_2	Durch Glühen von $Hf(OH)_4$	$-0{,}056 \pm 0{,}002$	$-0{,}010 \pm 0{,}005$
211		In der Pile bestrahltes HfO_2	$-0{,}059 \pm 0{,}002$	$-0{,}009 \pm 0{,}005$
212		Durch Glühen von HfOCl.	$-0{,}059 \pm 0{,}002$	$-0{,}004 \pm 0{,}005$
213	$(NH_4)_3HfF_7$	In HF gelöstes Oxyd . .	$-0{,}146 \pm 0{,}003$	$-0{,}029 \pm 0{,}006$
214		mit NH_4 ausgefällt . . .	$-0{,}141 \pm 0{,}003$	$-0{,}034 \pm 0{,}006$
204	Rb_2HfCl_6	Beschreibung im Text . .	$-0{,}254 \pm 0{,}002$	$-0{,}060 \pm 0{,}005$
208			$-0{,}237 \pm 0{,}003$	$-0{,}051 \pm 0{,}009$
209			$-0{,}251 \pm 0{,}002$	$-0{,}059 \pm 0{,}005$
220	HfF_4	gelöst in HF, flüssig . . . (zum Vergleich)	$-0{,}279 \pm 0{,}006$	$-0{,}071 \pm 0{,}007$

Eine plausible Erklärung ist diese: Beim β-Zerfall des Hf^{181} in den 22 μsec-Zustand des Ta^{181} erleidet der Kern einen Rückstoss von 2 bis 4 eV. Dieser genügt offenbar nicht, um das Atom an einen andern Gitterplatz zu bringen. Dagegen besitzt das Ta-Ion einen vom Hf verschiedenen Ionenradius und die Wertigkeit 5, so dass eine Störstelle im Kristallgitter entsteht. An solchen herrschen natürlich starke elektrische Felder, welche mit dem Kernquadrupolmoment in Wechselwirkung treten und die beobachtete Störung der

R. K. verursachen. Die ausnehmend grosse Beeinflussung beim HfO_2 spricht zugunsten einer *monoklinen* Struktur dieser Verbindung gemäss [20]) und [21]).

Diese Messungen bestätigen vollauf den schon bei Cd^{111} gefundenen Tatbestand, dass es ausserordentlich schwierig ist, ungestörte kristalline Quellen herzustellen [34]).

B. *Messungen an gasförmigen Quellen.*

Eine weitere Möglichkeit, Quellen mit verschwindender Störung herzustellen, bieten gasförmige Substanzen. Der radioaktive Kern muss sich natürlich wiederum an einem Punkte des Gasmoleküls befinden, der die notwendigen Symmetrieeigenschaften aufweist. Das Gasmolekül darf auch nicht paramagnetisch sein. Unter den Hafniumverbindungen, die im allgemeinen sehr hohe Schmelz- und Siedepunkte besitzen, kommen für ein solches Experiment fast nur Halogenverbindungen in Betracht. Wir wählten $HfCl_4$.

Die Herstellung der gasförmigen $HfCl_4$-Quelle erfolgte in drei Etappen. (Siehe Fig. 4.) Das Rb_2HfCl_6 wird zusammen mit etwas

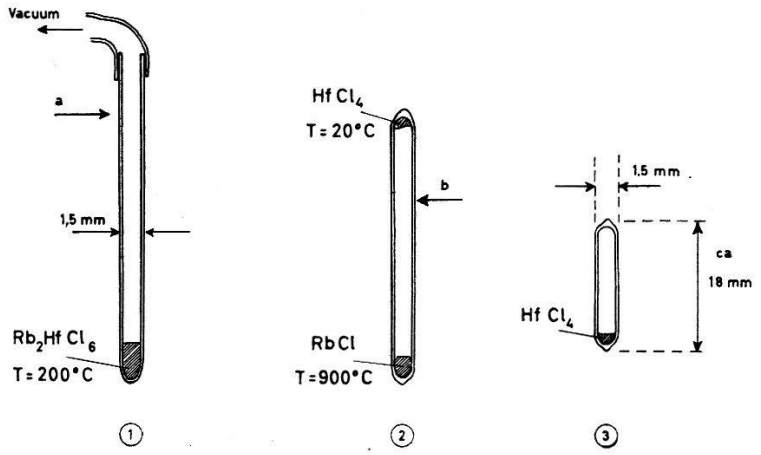

Fig. 4.
Herstellung der gasförmigen Quelle.
1. Einfüllen des Rb_2HfCl_6 in ein Quarzröhrchen; erhitzen, auspumpen und abschmelzen bei a). 2. Spalten des Rb_2HfCl_6 in RbCl und $HfCl_4$. Abschmelzen bei b). 3. Fertige Quelle.

HCl in ein Quarzröhrchen von 1,5 mm Innendurchmesser und ca. 10 cm Länge eingefüllt. Nach Erhitzen auf 200° C und Evakuierung wird das Röhrchen bei *a* abgeschmolzen. Die Salzsäure und allfälliges Kristallwasser sind nach diesem Prozess entfernt. Beim nachfolgenden Erhitzen auf 800—1000° C zersetzt sich das Rb_2HfCl_6 in Rubidiumchlorid und das bei dieser Temperatur flüchtige $HfCl_4$.

Letzteres schlägt sich am kalten Ende des Röhrchens nieder und kann durch Abschmelzen bei *b* isoliert werden.

Während der Messung wurde die Quelle elektrisch geheizt. Fig. 5 zeigt die Montage des Quarzröhrchens in der Heizspirale. Als Strahlungsschutz dienten dünne Al- und Glimmerfolien.

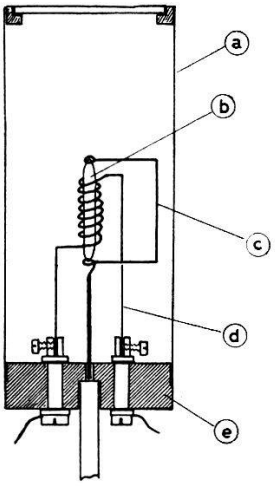

Fig. 5.

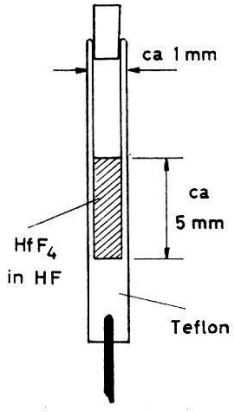

Fig. 6.

Fig. 5. Ofen und Halterung für die gasförmige Quelle: a) Dünner Zylinder aus Glimmer und Al; b) Quarzröhrchen mit $HfCl_4$; c) Drahtbügel zur Befestigung der Quelle; d) Heizspirale aus Kanthal-Draht; e) Keramik-Sockel.

Fig. 6. Teflon-Röhrchen mit HfF_4 gelöst in HF.

Die Resultate dieser Messungen sind in der Tabelle II eingetragen. Oberhalb der Sublimationstemperatur des $HfCl_4$ war die Anisotropie der Winkelkorrelation nicht mehr von der Temperatur abhängig.

Tabelle II.

	Quelle	A_2	A_4
$HfCl_4$ bei $T = 800^0$ C, gasförmig	216	$-0{,}234 \pm 0{,}004$	$-0{,}054 \pm 0{,}009$
	221	$-0{,}225 \pm 0{,}004$	$-0{,}055 \pm 0{,}009$
	222	$-0{,}210 \pm 0{,}004$	$-0{,}050 \pm 0{,}013$
HfF_4 gelöst in HF, flüssig, zum Vergleich.	220	$-0{,}279 \pm 0{,}006$	$-0{,}071 \pm 0{,}007$

Wie der Vergleich mit den Ergebnissen an einer flüssigen Quelle zeigt, weisen auch die gasförmigen Quellen eine erhebliche Beeinflussung der Richtungskorrelation auf. Eine mögliche Erklärung ist die folgende: Beim Zerfall des Hf^{181} entsteht aus $HfCl_4$ ein *asymmetrisch gebautes*, ionisiertes $TaCl_4$. Da der β-Zerfall ausserdem in ein 22-μsec-Niveau führt, könnte sich das $TaCl_4$ vor der Emission der $(\gamma_1$-$\gamma_4)$-Kaskade mit andern Molekülen verassoziieren. Die Zusam-

menstösse der Gasmoleküle können für die Schwächungserscheinungen nicht verantwortlich gemacht werden. Jedes Molekül erleidet zwar pro Sekunde bei den vorhandenen Temperatur- und Druckverhältnissen mehr als 10^{10} Zusammenstösse. Die Dauer eines Stosses beträgt aber nur ca. 10^{-13} sec. Man weiss auch aus Kerninduktionsexperimenten, dass die Spin-Relaxationszeiten in Gasen ungefähr bei einer Hundertstelsekunde liegen.

Unsere Messungen haben jedenfalls gezeigt, dass auch gasförmige Quellen nicht geeignet sind, um die ungestörte Richtungskorrelation zu bestimmen.

C. *Flüssige Quellen.*

Wie schon im Abschnitt II. 1. B. bemerkt wurde, erwartet man bei der instationären elektrischen Quadrupolwechselwirkung in dünnflüssigen Quellen nur geringfügige Schwächungserscheinungen. Es ist aber nicht statthaft, die mit flüssigen Quellen gemessene Richtungskorrelation schlechthin als ungestört anzusehen. Vielmehr sollte bei jedem solchen Experiment der Nachweis erbracht werden, dass die Schwächung vernachlässigbar ist. Dies geschieht vorteilhaft mit Hilfe von Delay-Experimenten. Wo eine dazu geeignete Apparatur nicht verfügbar ist, kann durch Variation anderer Parameter auf die ungestörte Korrelation geschlossen werden (Zähigkeit bei flüssigen Quellen, zusätzliche Magnetfelder, usw.).

Wir beschreiben im Folgenden eine Methode, welche beim Hf^{181} zum Erfolg führte. Sie ist anwendbar, wenn beide Koeffizienten A_2 und A_4 verschieden von null sind.

Nach den Gleichungen (5) und (6) erhält man für die (in bezug auf Raumwinkel und Quellenausdehnung korrigierten) Koeffizienten der Winkelverteilung:

$$A_k \cdot G_k = \frac{A_k(I_1, L_1, I, I_2, L_2, \delta_1, \delta_2)}{1+\lambda \cdot k(k+1)\left[\frac{4\,I(I+1)-k(k+1)-1}{I^2(2\,I-1)^2}\right]} \tag{11}$$

mit $\lambda = 3/80 \left(\frac{e \cdot Q}{\hbar}\right)^2 \left\langle \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)^2 \right\rangle \cdot \tau_C \cdot \tau_K$.

Für eine bestimmte Wahl der Spins und der Mischungsverhältnisse δ_1, δ_2 beider Übergänge lassen sich A_2 und A_4 berechnen. Aus jeder der beiden experimentellen Grössen $(A_2 G_2)$ und $(A_4 G_4)$ ergibt sich dann nach Gleichung (11) ein λ. Können diese beiden λ-Werte durch Variation von δ_1 und δ_2 innerhalb der experimentellen Genauigkeit zur Übereinstimmung gebracht werden, so liegt eine mög-

liche Spinzuordnung vor. Die Heranziehung anderer Daten (Konversion, Lebensdauer) erlaubt meistens zusätzliche Einschränkungen. Insbesondere genügt es im Falle des Ta^{181} — wie wir in der Diskussion des Niveauschemas zeigen werden —, zwischen wenigen Zuordnungen entscheiden zu können. Das beschriebene Verfahren arbeitet umso genauer, je grösser A_2 und A_4 sind.

Die *Herstellung der Quellen* geschah in folgender Weise: Die als HfO_2 vorliegende Aktivität wird in Flussäure gelöst und mehrere Male zur Trockene eingedampft. Einen Tropfen der Lösung pipettiert man in ein Teflon-Röhrchen und dichtet dieses mit einem gegen HF beständigen Lack ab (Fig. 6). Auf diese Weise gegen Verdunstung geschützt, zeigen die Quellen auch nach mehr als sechs Wochen keine Abnahme der Anisotropie.

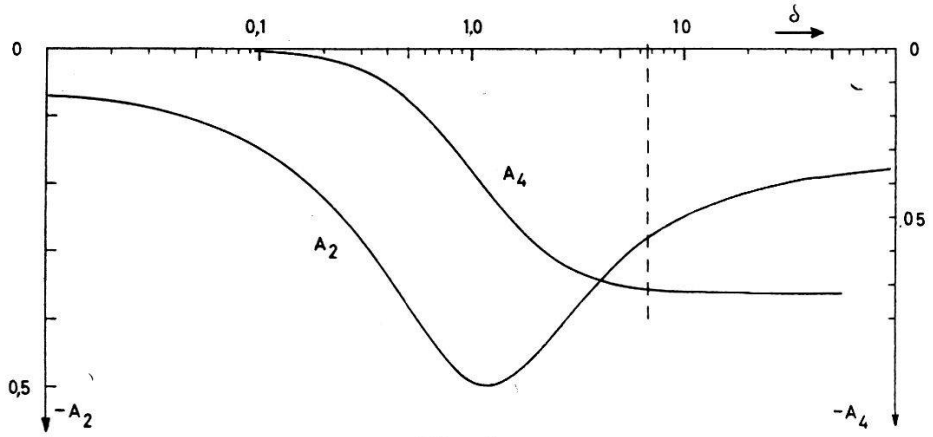

Fig. 7.

Die theoretischen Koeffizienten A_2 und A_4 für eine γ-γ-Kaskade $1/2 - E_2 - 5/2 - E_2 + M_1 - 7/2$ in Funktion des Mischungsverhältnisses im zweiten Übergang.

$$\delta^2 = \left(\frac{\text{Int. der Quadrupolstrahlung}}{\text{Int. der Dipolstrahlung}}\right).$$

Die *Resultate* der an drei Präparaten durchgeführten Messungen sind in der Tabelle III zusammengefasst. Die Zahl der total registrierten Koinzidenzen betrug in jedem Fall etwa 10^6. Die eingetragenen Unsicherheiten schliessen die statistischen sowie die systematischen Fehler ein (Ungenaue Winkeleinstellung, Raumwinkelkorrektur, Quellenkorrektur, Zentrierung).

Tabelle III.

Messresultate an flüssigen Quellen			
	Quelle	$A_2 G_2$	$A_4 G_4$
HfF_4	217	$-0{,}2812 \pm 0{,}0060$	$-0{,}0650 \pm 0{,}0084$
gelöst	218	$-0{,}2690 \pm 0{,}0058$	$-0{,}0716 \pm 0{,}0080$
in HF	220	$-0{,}2785 \pm 0{,}0056$	$-0{,}0708 \pm 0{,}0074$

Fig. 7 zeigt den theoretischen Verlauf von A_2 und A_4 in Funktion des Mischungsverhältnisses δ für die Zuordnung: $1/2 - E_2 - 5/2 - M_1 + E_2 - 7/2$, welche nach den Ausführungen im Abschnitt III allein in Frage kommt. Für jede Messung (siehe Tab. III) lässt sich ein δ angeben, bei welchem die Wechselwirkungsparameter λ für den P_2- wie für den P_4-Term übereinstimmen:

Quelle	δ	G_2	G_4	λ
217	$5{,}76 \pm 1{,}1$	$0{,}95 \pm 0{,}08$	$0{,}92 \pm 0{,}12$	0,02
218	$7{,}52 \pm 1{,}4$	$1{,}00 \pm 0{,}05$	$1{,}00 \pm 0{,}11$	0,00
220	$6{,}75 \pm 1{,}1$	$1{,}00 \pm 0{,}05$	$1{,}00 \pm 0{,}11$	0,00
Mittel	$6{,}55 \pm 0{,}68$	0,98	0,97	

Aus dem Mittelwert für δ erhält man schliesslich:

$$A_2 = -0{,}281 \pm 0{,}010 \qquad A_4 = -0{,}071 \pm 0{,}004$$

und ein Mischungsverhältnis von 2% M_1 + 98% E_2 für den 482 keV-Übergang. Man erkennt ferner, dass Flussäurequellen tatsächlich praktisch ungestörte Richtungskorrelation aufweisen, was im Einklang steht mit den Delay-Messungen von McGowan, wonach $G_2 \geqslant 0{,}93$ und $G_4 \geqslant 0{,}86$ sein sollten[18]).

II.4. *Die 133–345 keV- und die 345–136 keV-Kaskaden.*

Durch die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Richtungskorrelationsmessungen sind die Kerndrehimpulse des 482- und des 615-keV-Niveaus festgelegt. ($I_{482\,\mathrm{keV}} = 5/2$, $I_{615\,\mathrm{keV}} = 1/2$). Das bisher nicht berücksichtigte Niveau von 136,2 keV ist durch viele Coulombanregungsexperimente wohl bekannt. (Siehe Abschn. III.) Sein Spin beträgt $I = 9/2$ und die Multipolordnung des Überganges γ_2 (Fig. 1) muss eine Mischung von el. Quadrupol und magnetischer Dipolstrahlung sein, mit einem Mischungsverhältnis: $(0{,}1 > \delta^2 > 0{,}4)$. Eine Nachprüfung dieser Daten mit Hilfe der Richtungskorrelation stösst auf grosse experimentelle Schwierigkeiten, weil die beiden Kaskaden $(\gamma_1\,\gamma_3)$ und $(\gamma_3\,\gamma_2)$ sich in den γ-Energien fast nicht unterscheiden. ($E_{\gamma_1} = 133$ keV, $E_{\gamma_2} = 136$ keV). Die Szintillationszähler vermögen so kleine Energiedifferenzen nicht aufzulösen, weshalb ohne zusätzliche Vorkehrungen nur die Überlagerung der beiden Winkelverteilungen $W(\gamma_1\,\gamma_3)$ und $W(\gamma_3\,\gamma_2)$ gemessen werden kann. Derartige Verhältnisse liegen natürlich nicht nur beim Ta^{181} vor. Das Auffinden von Methoden, welche auch in solchen Fällen sinnvolle Messungen gestatten, ist deshalb von allgemeinem Interesse. Wir wollen kurz einige davon erwähnen:

1. Energiemässige Trennung sukzesiver Kaskaden.

Die Konversionselektronen eines der energiebenachbarten Übergänge werden in einem hochauflösenden Spektrometer registriert und die Dreifachkoinzidenzen (γ, γ, e^-) gemessen. Nachteil: Auch bei hoher Konversion wird die Koinzidenzrate um etwa einen Faktor hundert reduziert, die Messzeit also um denselben Faktor verlängert. Sonst aber ist dies eine sehr allgemeine Methode.

2. Trennung auf Grund verschiedener Lebensdauern.

Führen die energiegleichen γ-Kaskaden über *verschiedene* Kernniveaus, deren Lebensdauern τ_K und τ'_K sich genügend stark unterscheiden, und von denen mindestens eine im Bereich $10^{-9} < \tau_K < 10^{-6}$ sec liegt, ist eine Trennung mittelst verzögerter Koinzidenzen möglich.

3. Trennung durch ungleich geschwächte Quellen.

Dieser Weg ist gangbar, wenn die unter 2. genannten Bedingungen erfüllt sind und der Kern genügend grosse elektrische (oder magnetische) Momente aufweist.

McGowan[18]) hat die Richtungskorrelation der $(\gamma_1 \gamma_3)$ und der $(\gamma_3 \gamma_2)$-Kaskade des Ta^{181} nach der Methode 2 gemessen, jedoch keine konsistente Interpretation angegeben. Wir haben versucht, die beiden Kaskaden nach der Methode 3 zu separieren. Diese soll im folgenden an Hand des Ta^{181} erläutert werden. Ein Hinweis auf diese Möglichkeit wurde bereits früher veröffentlicht[2]).

Wir gehen aus von dem vereinfachten Zerfallsschema der Fig. 1. Das 136-keV-Niveau hat eine Lebensdauer $\tau_k < 10^{-10}$ sec (siehe Abschnitt III. 2.), so dass die Kaskade $(\gamma_3 \gamma_2)$ sicher ungestört ist. Hingegen wissen wir aus den bereits beschriebenen Messungen, dass die $(\gamma_1 \gamma_4)$ und damit auch die $(\gamma_1 \gamma_3)$-Kaskade durch el. Quadrupolwechselwirkungen beeinflusste Richtungskorrelation zeigen. Nach der Theorie müssen die Schwächungsfaktoren G_2 und G_4 für $(\gamma_1 \gamma_4)$ und $(\gamma_1 \gamma_3)$ dieselben sein.

Zur Bestimmung der gesuchten Winkelverteilungen $W(\gamma_1, \gamma_3)$ und $W(\gamma_3 \gamma_2)$ sind *vier* unabhängige Messungen erforderlich. Wir benützen dazu zwei gleich starke Quellen mit möglichst verschiedener Schwächung:

Präparat 405 (kristalline Quelle)
Präparat 406 (flüssige Quelle)

und ermitteln mit jeder der beiden die Richtungskorrelation bei zwei verschiedenen Energiediskriminierungen im Zählkanal 1. Fig. 8 zeigt das mit diesem Kanal aufgenommene Szintillations-

spektrum und die gewählten Einstellungen am Impulsanalysator. Der andere Zählkanal wird auf die Photospitzen der 133- und 136-keV-Linien eingestellt. Aus dem Szintillationsspektrum erkennt man, dass bei Einstellung des Zählkanals 1 auf 345 keV auch $(\gamma_1\gamma_4)$-Koinzidenzen gemessen werden. Dieser Beitrag lässt sich aber wegkorrigieren, indem man den massgeblichen Anteil an 482-keV-Comptonelektronen durch Ausplanimetrieren von Eichspektren ermittelt. Wir benützen zu diesem Zweck Na^{22}(β^+-Vernichtungsstrahlung), Au^{198} (411 keV) und Cr^{51} (325 keV), mit dem Resultat:

$$\underline{F_{43}/F_{44} = 0{,}178 \pm 0{,}008} \quad \text{(siehe Fig. 8.)}$$

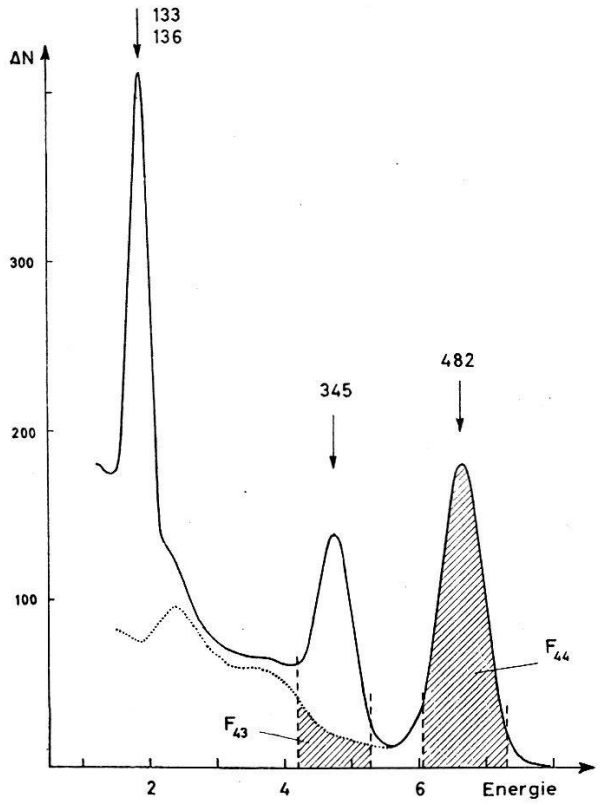

Fig. 8.

Szintillationsspektrum im Zählkanal 1, aufgenommen mit Absorber (0,2 mm Pb + 0,15 mm Ta + 0,3 mm Sn + 0,1 mm Cu). Die 482-keV-Linie allein würde das punktiert eingetragene Spektrum zeigen. Die im Experiment verwendeten Einstellungen des Differentialdiskriminators sind durch gestrichelte Linien angedeutet.

Im folgenden kennzeichnen wir alle Grössen, die sich auf Quelle 405 beziehen, durch einfaches, entsprechende Grössen der Quelle 406 durch zweifaches Überstreichen. Abgesehen von Normierungsfaktoren erhalten wir dann für die beiden Quellen

$$\begin{aligned}\overline{\overline{W}}(\gamma_1\gamma_3, \gamma_3\gamma_2) &= m\cdot\overline{W}(\gamma_1\gamma_3) + n\cdot W(\gamma_3\gamma_2)\\ &= m(1+A_2(\gamma_1\gamma_3)\cdot\bar{G}_2\cdot S_2\cdot P_2(\cos\Theta)+\ldots)+\\ &+ n(1+A_2(\gamma_3\gamma_2)\cdot S_2\cdot P_2(\cos\Theta)+\ldots)\end{aligned} \tag{12a}$$

$$\begin{aligned}\overline{\overline{W}}(\gamma_1\gamma_3, \gamma_3\gamma_2) &= m\cdot\overline{\overline{W}}(\gamma_1\gamma_3) + n\cdot W(\gamma_3\gamma_2)\\ &= m\cdot(1 + A_2(\gamma_1\gamma_3)\cdot\overline{\overline{G}}_2\cdot S_2\cdot P_2(\cos\Theta) + \ldots)\\ &+ n\cdot(1 + A_2(\gamma_3\gamma_2)\cdot S_2\cdot P_2(\cos\Theta).\end{aligned} \tag{12b}$$

Dabei ist noch speziell angenommen, dass die Raumwinkelkorrekturen S_k für beide Quellen gleich seien. Man erkennt aus (12), dass die gesuchten Koeffizienten $A_2(\gamma_1\gamma_3)$ usw. *einzeln* bestimmt werden können, wenn die G-Faktoren und das Intensitätsverhältnis m/n bekannt sind. Eine detaillierte Analyse zeigt, dass m/n in einfacher Weise mit den totalen Konversionskoeffizienten α_1 und α_2 der Übergänge γ_1 bzw. γ_2 zusammenhängt. Es gilt:

$$m/n = (1 + \alpha_2)/(1 + \alpha_1)\,. \tag{13}$$

Will man nicht auf Konversionsmessungen zurückgreifen, so kann m/n aus den mittleren Koinzidenzstosszahlen und aus den Einzelstosszahlen im Kanal 1 gewonnen werden. Dann aber müssen allfällige Fremdaktivitäten berücksichtigt werden. Eine solche war bei unseren Messungen Hf^{175}. Es bildet sich bei der Neutronenbestrahlung von natürlichem Hafnium mit einer dem Hf^{181} vergleichbaren Intensität. Das Zerfallsschema des Hf^{175}-Lu^{175} ist aus Fig. 14 ersichtlich. Nur *eine* γ-Linie von 343 keV braucht in unserem Falle berücksichtigt zu werden, da alle übrigen Linien etwa 100mal schwächer sind. Diese aber fällt im Szintillationsspektrum genau mit der 345-keV-Linie des Hf^{181} — Ta^{181} zusammen. Die Zahl N' der pro sec emittierten Hf^{175}-γ-Quanten von 343 keV lässt sich durch mehrmaliges Ausplanimetrieren des Szintillationsspektrums ermitteln. Man misst zu verschiedenen Zeiten das Verhältnis (siehe Fig. 8):

$$\frac{F_{33} - F_{43}}{F_{44}} = a + b\cdot e^{\mu t}\,. \tag{14}$$

Die zeitliche Abhängigkeit dieses Ausdruckes ist bekannt. Wir haben die Halbwertszeit des Hf^{175} zu 71 Tagen, diejenige des Hf^{181} zu 46 Tagen angenommen. Aus drei im Verlaufe von 5 Monaten durchgeführten Messungen fanden wir:

$$b/a = \frac{N_\gamma'(\mathrm{Hf}^{175},\ 343\ \mathrm{keV})}{N_\gamma(\mathrm{Hf}^{181},\ 346\ \mathrm{keV})} = 1{,}05 \pm 0{,}10\,.$$

Die experimentellen Winkelverteilungen wurden — wie im Abschnitt II.3 — durch Messung der Koinzidenzen unter 90°, 135°, 180°, 225° bestimmt. In diesem Fall berechnen sich die *mittleren* Koinzidenz-Stosszahlen $< K >$ nach der Formel:

$$\langle K\rangle = \frac{6}{15}\cdot K(90^\circ) + \frac{4}{15}K(135^\circ) + \frac{1}{15}K(180^\circ) + \frac{4}{15}K(225^\circ)\,. \tag{15}$$

Mit ihrer Hilfe kann die Grösse $(1 + n/m)/(1 + b/a)$ gewonnen werden, wie eine explizite Rechnung unschwer zeigt. Wir fanden experimentell:

für Quelle 405: $(1 + n/m)/(1 + b/a) = 0{,}987 \pm 0{,}005$
für Quelle 406: $(1 + n/m)/(1 + b/a) = 0{,}987 \pm 0{,}005$

und damit

$$n/m = 1{,}0 \pm 0{,}1\,.$$

Aus den experimentell bestimmten totalen Konversionskoeffizienten der Übergänge α_1 und α_2 würde man den Wert $n/m = 0{,}93 \pm 0{,}1$ erhalten, was innerhalb der Fehler übereinstimmt.

Die G-Faktoren, welche nach Gleichung (12) zur endgültigen Auswertung benötigt werden, lassen sich durch Messung der $(\gamma_1\gamma_4)$-Richtungskorrelation in beiden Quellen gewinnen. Die Kenntnis der ungestörten Korrelation ist dabei vorausgesetzt; im Abschnitt II. 3. fanden wir für ihre zugehörigen Koeffizienten:

$$A_2(\gamma_1\gamma_4) = -0{,}281 \qquad A_4(\gamma_1\gamma_4) = -0{,}071.$$

Die Resultate der an Quelle 405 und 406 durchgeführten Messungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (ohne Berücksichtigung der Raumwinkelkorrektur). Eingetragen sind die Koeffizienten B_k der Winkelverteilung $W(\gamma_1\,\gamma_4) = \Sigma B_k \cdot P_k\,(\cos\Theta)$ bei Energiediskriminierung auf 482 keV und die Koeffizienten C_k der zusammengesetzen Winkelverteilung $W\,(\gamma_1\,\gamma_4;\,\gamma_1\,\gamma_3;\,\gamma_3\,\gamma_2) = \Sigma C_k \cdot P_k\,(\cos\Theta)$ bei Energiediskriminierung auf 345 keV.

Tabelle IV.

Koeffizient	Quelle 405	Quelle 406
B_2	$-0{,}050 \pm 0{,}003$	$-0{,}223 \pm 0{,}003$
B_4	$-0{,}012 \pm 0{,}005$	$-0{,}043 \pm 0{,}005$
C_2	$+0{,}042 \pm 0{,}003$	$+0{,}034 \pm 0{,}003$
C_4	$+0{,}001 \pm 0{,}002$	$-0{,}007 \pm 0{,}005$

Nach elementarer aber etwas langwieriger Rechnung erhält man daraus unter Benützung der oben beschriebenen Hilfsgrössen die gesuchten Koeffizienten:

$$A_2(\gamma_1\gamma_3) = 0{,}16 \pm 0{,}05 \qquad A_4(\gamma_1\gamma_3) = 0{,}00 \pm 0{,}04$$
$$A_2(\gamma_3\gamma_2) = 0{,}17 \pm 0{,}04 \qquad A_4(\gamma_3\gamma_2) = 0{,}01 \pm 0{,}04.$$

Wie zu erwarten ist, sind die Fehler bei dieser indirekten Art der Richtungskorrelationsmessung gross, besonders im A_4-Term. Die Grenzen, welche der Zweiquellenmethode gesetzt sind, werden vor

allem bestimmt durch die zeitlichen Schwankungen der Apparatur, welche nur mit speziellen Massnahmen heruntergedrückt werden können (z. B. Stabilisation der Verstärkung).

Die gefundenen Koeffizienten müssen nun mit den theoretisch zu erwartenden Werten verglichen werden. Ausserdem sollten sie im Einklang stehen mit den Daten der Verzögerungsexperimente[18]). Wie die nachfolgende Zusammenstellung zeigt, vermag die erwartete Spinzuordnung

$$(\gamma_1\gamma_3): 1/2 - E_2 - 5/2 - E_2 - 9/2$$
$$(\gamma_3\gamma_2): 5/2 - E_2 - 9/2 - E_2 + M_1 - 7/2$$

alle experimentellen Daten befriedigend wiederzugeben, wenn man die wohl etwas zu eng gezogenen Fehlerschranken der Delay-Messungen leicht erweitert.

	$A_2(\gamma_1\gamma_3)$	$A_4(\gamma_1\gamma_3)$	$A_2(\gamma_3\gamma_2)$	$A_4(\gamma_3\gamma_2)$
Delay-Methode . .	0,110 ± 0,012	− 0,029 ± 0,014	0,202 ± 0,009	−0,053 ± 0,014
2-Quellen-Methode	0,16 ± 0,05	0,00 ± 0,04	0,17 ± 0,04	0,01 ± 0,04
Theoretische Werte	0,104	− 0,0091	siehe Figur 9	

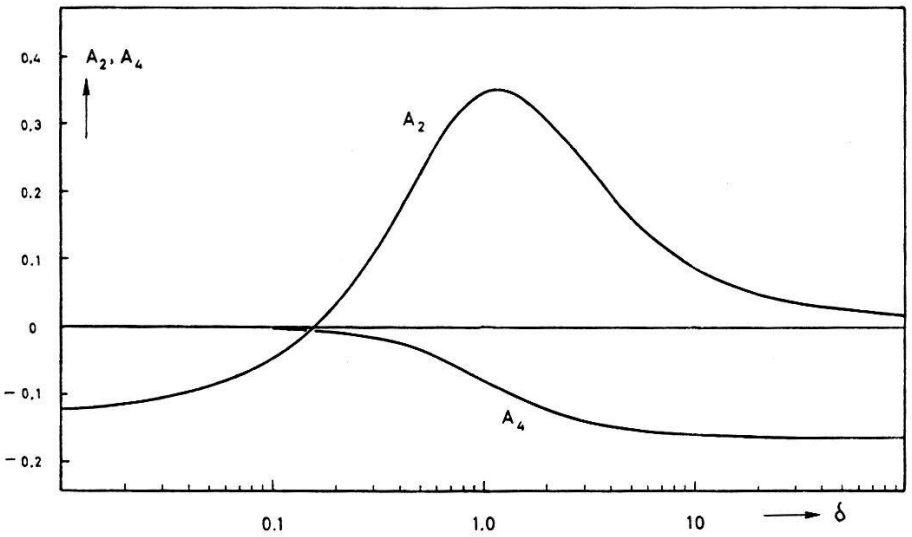

Fig. 9.

Die theoretischen Koeffizienten A_2 und A_4 einer γ-γ-Kaskade $5/2 - E_2 - 9/2 - E_2 + M_1 - 7/2$ in Funktion des Mischungsverhältnisses δ.

Obschon die Messungen mit verzögerten Koinzidenzen genauer sind, machen sie Experimente mit zwei Quellen nicht überflüssig: Es lassen sich nämlich Zerfallsschemata denken, bei welchen die beiden Methoden zu verschiedenen Resultaten führen.

Nehmen wir für den Koeffizienten $A_2(\gamma_3\gamma_2)$ als wahrscheinlichsten Wert $A_2(\gamma_3\gamma_2) = 0{,}20 \pm 0{,}01$, so erhält man nach Fig. 9 für das Mischungsverhältnis δ des Übergangs γ_2:

$$\delta = 0{,}45 \pm 0{,}04.$$

(Dies entspricht einer Mischung von $83{,}5 \pm 2{,}5\%$ M_1 und $16{,}5 \pm 2{,}5\%$ E_2). Die eingehende Diskussion dieser Daten findet sich im Abschnitt III.

II. 5. *Das magnetische Moment des 482-keV-Niveaus.*

In speziellen Fällen bietet die Richtungskorrelation sukzessiver Gammastrahlen die Möglichkeit, elektrische und magnetische Momente *angeregter* Kernniveaus zu messen. Erstmals wurde ein solches Experiment im Jahre 1951 beim Cd^{111} durchgeführt[25]). Später wurde auch das elektrische Quadrupolmoment desselben isomeren Zustandes gemessen[26]). Der Grund, warum seither nur wenige solcher Experimente ausgeführt worden sind, liegt in den stark einschänkenden Bedingungen, welche bei diesen Messungen erfüllt sein müssen:

a) Über das in Frage stehende Kernniveau muss eine gut messbare γ-γ-Kaskade führen. (Keine allzu komplizierten Zerfallsschemata.)

b) Die Lebensdauer des Niveaus muss zwischen 10^{-9} und 10^{-6} Sekunden liegen.

c) Die Richtungskorrelation der γ-γ-Kaskade soll eine gut messbare Anisotropie aufweisen. Da die R. K. von Kernniveaus mit $I = 1/2$, isotrop ist, scheiden diese Kerne aus.

d) Die Muttersubstanz darf keine zu kurze Halbwertszeit besitzen; dies besonders auch darum, weil die Quellenherstellung oft langwierig ist.

Soweit es die Messung des *magnetischen* Momentes betrifft, sind alle notwendigen Bedingungen beim 482-keV-Niveau des Ta^{181} erfüllt ($(\gamma_1$-$\gamma_4)$-Kaskade).

Um das Prinzip der Messung zu erläutern, nehmen wir zunächst an, es stehe uns eine *ungestörte Quelle* zur Verfügung. Die Winkelverteilung wird daher wiederum von der Form (1) sein. Legt man aber senkrecht zur Ebene der beiden Zähler ein Magnetfeld H an, so präzedieren die magnetischen Kernmomente mit der Larmorfrequenz ω_L um die Achse des Feldes. Wenn die Larmorzeit τ_L von der gleichen Grössenordnung wie die Lebensdauer τ_K des mittleren Kernniveaus ist, misst man eine „gedrehte" Winkelverteilung. Aus dieser kann bei bekanntem Magnetfeld auf das gyromagnetische Verhältnis des mittleren Niveaus geschlossen werden.

Sind in der verwendeten Quelle zusätzliche Störungen vorhanden (z. B. durch Quadrupolwechselwirkung), so werden die Verhältnisse im allgemeinen Fall recht kompliziert. Prinzipiell lassen sich die Momente nur dann bestimmen, wenn Art und Grösse der Störung bekannt sind. Experimente zur Messung des magnetischen Momentes in *kristallinen* Quellen wurden schon früher eingehend diskutiert[13]). Für die Ableitung der im folgenden verwendeten Formeln verweisen wir auf die Originalarbeiten[5])[8])[9])[10]).

Wir verwenden für unsere Messungen *flüssige* Quellen. Die elektrische Quadrupolwechselwirkung, welche in diesen eine Schwächung hervorruft, ist bereits im vorangehenden Abschnitt beschrieben worden. Es zeigte sich, dass flüssige Quellen, insbesondere HfF_4 gelöst in HF, infolge der kleinen Korrelationszeit τ_C nur eine geringe Störung aufweisen.

Für die Winkelverteilung *mit Magnetfeld* müssen wir von einer zeitabhängigen Korrelationsfunktion ausgehen. Bei senkrecht zur Zählerebene stehendem Magnetfeld gilt nach Abragam und Pound[8]):

$$W(\Theta, t) = \Sigma\, A_k \cdot G_k(t) \cdot P_k\,(\cos\Theta - \omega_L t) \tag{16}$$

mit $G_k = \exp.\,(-\lambda_k \cdot t)$. Die Bedeutung von λ_k ist dieselbe wie in Gleichung (6). Die obige Formel ist nur richtig, wenn einer der beiden Zähler für *eine* γ-Strahlung der Kaskade selektiv empfindlich ist. Bei der $(\gamma_1$-$\gamma_4)$-Kaskade des Ta^{181} ist dies leicht zu realisieren, weil die Energien genügend weit auseinanderliegen.

Setzen wir noch voraus, dass keine höheren Terme als $P_4\,(\cos\Theta)$ auftreten und dass die Auflösungszeit τ_R der Koinzidenzapparatur wiederum gross sei gegenüber der Lebensdauer des mittleren Niveaus! Dann erhält man durch Mittelwertbildung aus der Formel (16) die „integrale" Korrelation:

$$W(\Theta) = \left(1 + \frac{1}{4}\cdot A_2 + \frac{9}{64}\cdot A_4\right) + \frac{3}{4}\cdot A_2\,\frac{\cos 2\Theta + w\cdot G_2\cdot \sin 2\Theta}{1+(w\cdot G_2)^2} +$$
$$+\frac{5}{16}\cdot A_4\cdot\frac{\cos 2\Theta + w\cdot G_4\cdot\sin 2\Theta}{1+(w\cdot G_4)^2} + \frac{35}{64}\cdot A_4\cdot\frac{\cos 4\Theta + 2\,w\cdot G_4\sin 4\Theta}{1+(2w\cdot G_4)^2} \tag{17}$$

wobei $w = 2\cdot\omega_L\cdot\tau_K$ und $\omega_L = g\cdot\mu_K\cdot H/\hbar$.

A_2 und A_4 sind die Koeffizienten der ungestörten Winkelverteilung und G_2, G_4 die Schwächungsfaktoren nach Formel (5). Bei Magnetfeldstärke $H=0$ geht (17) natürlich wieder in den einfachen Ausdruck $W(\Theta) = \Sigma\, A_k\cdot G_k\cdot P_k\,(\cos\Theta)$ über.

Bei der Durchführung der Experimente werden zunächst die Schwächungsfaktoren G_2 und G_4 gemessen, z. B. nach der im Abschnitt II.3. C beschriebenen Methode. Misst man darauf die Winkelverteilung $W(\Theta)$ in einer Anordnung gemäss Fig. 10 als Funktion der Feldstärke H, so erhält man nach der Gleichung (17) den Wechselwirkungsparameter w und daraus den gesuchten g-Faktor.

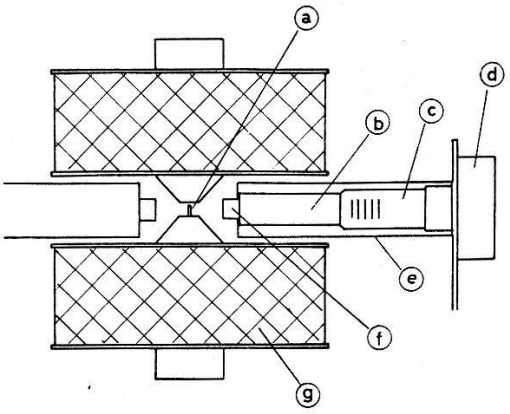

Fig. 10.
Anordnung der HfF_4-Quelle im Magnetfeld: a) Teflon-Röhrchen mit HfF_4 gelöst in HF; b) Plexiglaslichtleiter; c) EMI 6097 Photomultiplier; d) Kathodenfolger; e) Permalloyabschirmung; f) NaI(Tl)-Kristall 1″ × 1″; g) Magnetwicklung.

Für die Auswertung ist es bequem, die Messgrösse

$$y = \frac{W(45^0) - W(135^0)}{W(180^0) - W(90^0)} \tag{18}$$

zu bilden. Durch Einsetzen von Gleichung (17) erhält man den Ausdruck:

$$y = w \cdot G_2 \frac{1 + \frac{5}{12} \cdot \frac{A_4 G_4}{A_2 G_2} \cdot \frac{1 + (w \cdot G_2)^2}{1 + (w \cdot G_4)^2}}{1 + \frac{5}{12} \cdot \frac{A_4}{A_2} \cdot \frac{1 + (w \cdot G_2)^2}{1 + (w \cdot G_4)^2}} . \tag{19}$$

Diese Formel vereinfacht sich in zwei häufig auftretenden Fällen:

a) Bei sehr schwacher Störung, d. h. $(1 - G_2) \ll 1$.

b) Wenn der A_2-Term viel grösser ist als der A_4-Term. Unter diesen Umständen strebt der Ausdruck (19) dem Wert zu:

$$y = w \cdot G_2 = \frac{2 \cdot g \cdot \mu_K \cdot \tau_K G_2}{\hbar} \cdot H . \tag{19a}$$

Das Korrekturglied ist bei dem von uns untersuchten Problem von der Grössenordnung 10^{-4}, also weit unterhalb der experimentellen Genauigkeit. Die Messgrösse y wird damit proportional zur angelegten Feldstärke H.

Diese Art der Auswertung bietet ausser der grösseren Einfachheit noch folgende Vorteile:

a) Die zufälligen Koinzidenzen brauchen nicht berücksichtigt zu werden, falls man für $W(\Theta)$ die Koinzidenzrate $K(\Theta)/N_1(\Theta)\cdot N_2(\Theta)$ einsetzt. (N_1, N_2 = Einzelstosszahlen, K = Koinzidenzstosszahl). Da $W(\Theta)$ in diesem Falle umgekehrt proportional zur Quellenstärke ist, darf natürlich ein Messzyklus nicht zu lange dauern.

b) Die Raumwinkelkorrekturen fallen in erster Näherung heraus.

c) Streueffekte am Magneten heben sich weitgehend auf.

Diese Messungen wurden mit EMI 6097 Photomultipliern durchgeführt. Zwischen die NaI-Kristalle und die Photokathode musste ein Plexiglaslichtleiter von 15 cm Länge eingeschoben werden, um den Einfluss des Streufeldes auf die Photomultiplier zu reduzieren. Diese wurden ausserdem zur Unterdrückung des Restfeldes mit zwei Lagen von Permalloy umgeben. Die Auswertung der Messung nach Gleichung (20) erfordert die Kenntnis der Koinzidenzrate bei $\Theta = 45^0$. Aus apparativen Gründen konnten die Detektoren nicht in diese Stellung gebracht werden. Eine Messung unter diesem Winkel ist auch wegen der Streueffekte nicht erwünscht. Nach der Gleichung (17) kann aber statt dessen bei $\Theta = 135^0$ mit umgepoltem Magnetfeld gemessen werden. Das automatisch sich abwickelnde Messprogramm wurde wie folgt gewählt:

Magnetfeldstärke 1:

$$W(90^0\, H+) \rightarrow W(135^0\, H+) \rightarrow W(135^0\, H-) \rightarrow W(180^0\, H-)$$
$$W(90^0\, H-) \rightarrow W(135^0\, H-) \rightarrow W(135^0\, H+) \rightarrow W(180^0\, H+)$$

Magnetfeldstärke 2: dasselbe Programm, usw.

Die Messzeit betrug 15 min pro Messpunkt. Vor jedem Umpolen des Magneten wurde automatisch entmagnetisiert. Das Magnetfeld war elektronisch auf ca. 1% stabilisiert; denselben Genauigkeitsgrad wies auch die mit Hilfe von Protonenresonanz durchgeführte Eichung auf.

Die Resultate der Messungen, welche an drei gleichartigen Flusssäurequellen durchgeführt wurden, sind in Fig. 11 eingetragen. Durch Ausgleichsrechnung erhält man die Neigung der Geraden $y = \text{const.}\, H$.

$$\text{const.} = g\cdot 2\cdot \mu_k\cdot \tau_k\cdot G_2/\hbar = (1{,}90 \pm 0{,}06)\cdot 10^{-4}\, Oe^{-1}.$$

Für den Faktor G_2 benützen wir den Mittelwert der im Abschnitt II.3. beschriebenen Messungen: $G_2 = 0{,}98 \pm 0{,}04$.

Als wahrscheinlich genauesten Wert für die Lebensdauer τ_K des 482-keV-Niveaus (siehe Abschnitt III) verwenden wir $\tau_K = 1{,}53 \pm 0{,}07 \cdot 10^{-8}$ sec. Daraus folgt schliesslich für das gyromagnetische Verhältnis:

$$\boxed{g = 1{,}30 \pm 0{,}07}\,.$$

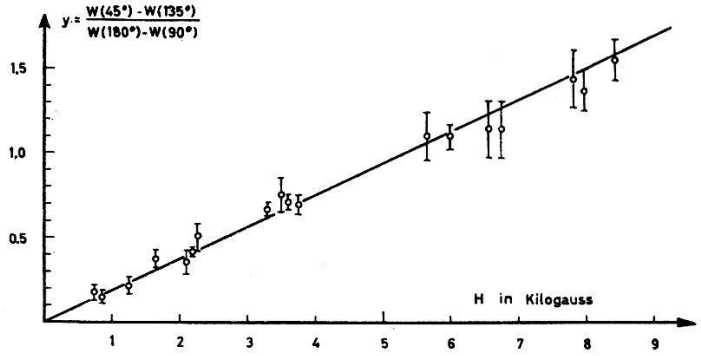

Fig. 11.

Messresultate der Bestimmung des magnetischen Momentes. Die Messgrösse $y = [W(45^0) - W(135^0)]/[W(180^0) - W(90^0)]$ in Funktion der Feldstärke H. Die Neigung der durch Ausgleichsrechnung bestimmten Geraden hat den Wert $(1{,}90 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-4}$ Oe^{-1}.

Raboy und Krohn[27]) fanden unter Vernachlässigung der Schwächung durch Quadrupolwechselwirkung den Wert $1{,}20 \pm 0{,}12$, in guter Übereinstimmung mit dem von uns bestimmten g-Faktor.

Da nach den Richtungskorrelationsmessungen des Abschnittes II.3. der Spin des 482-keV-Niveaus 5/2 sein muss, ergibt sich das magnetische Moment dieses Zustandes zu

$$\boxed{\mu = 3{,}25 \pm 0{,}17 \text{ Kernmagnetonen}}\,.$$

Bei reinen Einteilchenzuständen müssten auch die magnetischen Momente *angeregter* Kernniveaus auf einer der beiden Schmidt-Linien liegen. Da erfahrungsgemäss alle bekannten Momente systematische Abweichungen von den Schmidt-Werten zeigen, empfiehlt sich ein Vergleich mit den *empirischen* Daten. In Fig. 12 sind diese für die *Grundzustände* protonenungerader Kerne summarisch eingetragen. Das von uns bestimmte magnetische Moment des Ta^{181*} fügt sich ausgezeichnet in die Gruppe der d-$_{5/2}$-Zustände ein.

III. Das Niveauschema des Ta^{181}.

III.1. *Grundzustand und Rotationsband.*

Der Grundzustand eines Kernes wird — abgesehen von seiner Energie — im wesentlichen charakterisiert durch seinen Spin I, sein magnetisches Moment μ und sein Quadrupolmoment Q. Alle diese

Grössen lassen sich aus der Hyperfeinstruktur bestimmen. Beim Ta^{181} liegen bis heute nur optische Messungen vor, welche bedeutend ungenauere Werte liefern als Atomstrahl- und Kernresonanzexperimente. Eine Übersicht gibt Tabelle V.

Tabelle V.

Grösse	Autor	Messwert	Von uns angenommener Wert
I	GISOLF, ZEEMANN[28]) . .	7/2	7/2
	GRACE, MCMILLAN[29]) .	7/2	
μ	GISOLF[30])	2,1	2,1
	BROWN, TOMBOULIAN[31]).	2,1	
Q	SCHMIDT[32])	$6 \cdot 10^{-24}$ cm²	$4{,}3 \cdot 10^{-24}$ cm²
	BROWN, TOMBOULIAN[31]).	12·	
	KAMEI[33])	4,3·	

Nach dem *Schalenmodell* würde man die Nukleonenkonfiguration $(5\, g_{7/2})^7 \cdot (4\, d_{5/2})^6 \cdot (6\, h_{11/2})^{10}$ und damit den Spin $I = 7/2$ erwarten (siehe z. B. KLINKENBERG[34])). Dieses Modell gibt im ganzen Bereich des periodischen Systems im wesentlichen die richtigen Spinwerte für die Grundzustände. Hingegen sind die Abweichungen

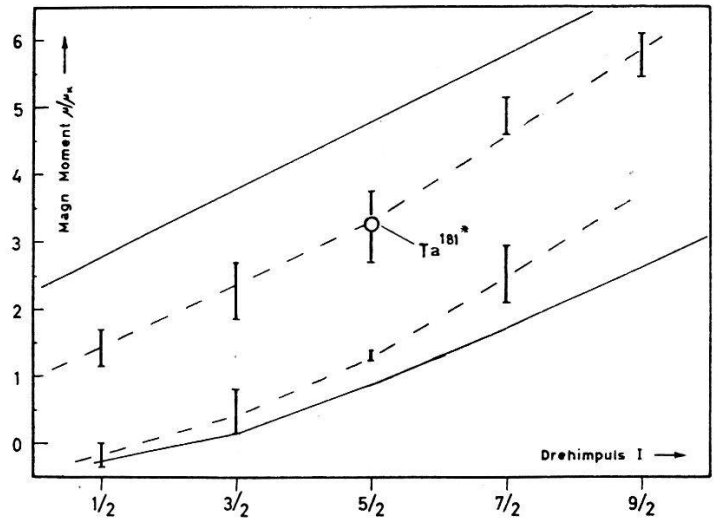

Fig. 12.

Schmidt-Diagramm für protonenungerade Kerne. Die senkrechten Striche deuten die Bereiche an, in denen die meisten der gemessenen Kernmomente liegen. Der Kreis bezeichnet das von uns bestimmte magnetische Moment des Ta^{181*}. (482-keV-Niveau).

der magnetischen Momente von den Einteilchenwerten bedeutend (Fig. 12), können aber durch Konfigurationsmischungen teilweise interpretiert werden[35]). Beim Ta^{181} ist die Abweichung vom Einteilchenwert $\mu = 1{,}7$ relativ klein. Die Quadrupolmomente schliesslich

sind im Bereich der Massenzahlen $150 < A < 190$ auf Grund des klassischen Einteilchenmodelles überhaupt nicht zu verstehen. Beim Ta^{181} ist z. B. $Q_{exp}/Q_{Eint.} \sim 24$. Man muss daher annehmen, dass für Kerne, die nicht in der Nähe von abgeschlossenen Schalen liegen, die Hypothese eines kugelsymmetrischen Potentials (wie es dem klassischen Schalenmodell entspricht) nicht mehr zutrifft. In diesem Bereich kann eine ellipsoidförmige Gleichgewichtslage des Kerns energetisch günstiger sein[36]). Dies führt einerseits zu einer Modifizierung der Einteilchenwellenfunktionen (NILSSON und MOTTELSON[37])). Andererseits gibt die ellipsoidische Struktur Anlass zu Rotationszuständen mit niedriger Energie (BOHR und MOTTELSON[38])).

Für die Termabstände von Rotationsniveaus gilt die einfache Beziehung[38]):

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2J}[(I_n(I_n+1) - K(K+1)] \tag{20}$$

J = „Trägheitsmoment", K = Kernspin-Komponente in bezug auf die Symmetrieaxe des Kerns, I_n = Spin der angeregten Niveaus.

Bei schweren Kernen mit starker Deformation betragen die Energiedifferenzen der Rotationsniveaus etwa 100 keV. Speziell für Kerne ungerader Massenzahl gilt:

$$I_n = K + n \qquad n = 0, 1, 2, \ldots \tag{21}$$

Von besonderer Wichtigkeit ist das Rotationsband, welches sich auf dem Grundzustand eines Kerns aufbaut. Bei diesem können die tiefsten Rotationszustände fast immer durch *Coulombanregung* besetzt werden. Ta^{181} ist hiefür ein klassisches Beispiel, wurden doch an diesem Kern erstmals derartige Experimente durchgeführt (HUUS und ZUPANČIČ[39]), im Jahre 1953). Der Wirkungsquerschnitt für einen solchen Prozess ist um so grösser, je kürzer die Lebensdauer des angeregten Zustandes ist. Bei vielen Kernen lassen sich gleichzeitig *zwei* Rotationsniveaus anregen. Auf diese Weise fand man bei Ta^{181} ein Niveau bei 301 keV, welches durch keinen radioaktiven Zerfall angeregt wird. Da bei der Coulomb-Anregung gleichzeitig mehrere Grössen messbar sind (Energie, Wirkungsquerschnitte, Winkelabhängigkeit, Konversion) lassen sich Theorie und Experiment eingehend vergleichen.

In der nachfolgenden Tabelle sind die wichtigsten Messgrössen für Ta^{181} zusammengestellt:

Tabelle VI.

Energie keV	Konversion α_K/α_L	Relative γ-Intens.	$B_{ex}(E_2)$ (cm^4)	$B_d(E_2)$ (cm^4)
136,2	6,3	—	$2{,}1\cdot 10^{-48}$	$1{,}68\cdot 10^{-48}$
165	6,8	174	—	—
301	—	100	$0{,}62_5$	0,415

$B_{ex}(E_2)$ und $B_d(E_2)$ sind die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für Anregung und für Zerfall in Einheiten e^2. Die Literaturwerte [40][41] und [42] wurden in bezug auf die totalen Konversionskoeffizienten α_t gemäss neueren Rechnungen von Sliv[43] korrigiert, und zwar benützten wir:

für E =	136 keV	165 keV	301 keV
α_t =	1,6	0,96	0,08.

Aus den Daten der Coulomb-Anregung erhält man zunächst einen weiteren Anhaltspunkt für den Spin des Grundzustandes. Nach der Formel (20) für die Termabstände von Rotationsniveaus sollte das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Energien nur vom Spin des Grundzustandes abhängen ($I_0 = K$). Für E_2/E_1 ergibt sich

bei I_0 =	3/2	5/2	7/2	9/2
E_2/E_1 =	2,40	2,29	2,22	2,18.

Der experimentell gefundene Wert von $2{,}21 \pm 0{,}02$ bestätigt den Spin $I_0 = 7/2$ für den Grundzustand des Ta^{181}.

Ist I_0 bekannt, so können nach der Bohr-Mottelsonschen Theorie alle reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten als Funktion des „intrinsic" Quadrupolmomentes Q_0 und der Kern-g-Faktoren g_Ω und g_R augedrückt werden. (g_Ω beschreibt den Beitrag der einzelnen Nukleonen zum magnetischen Moment, g_R den Beitrag der kollektiven Bewegung.) Für Ta^{181} ergibt sich:

	$B(E_2)$	$B(M_1)$	
für 9/2 → 7/2:	$0{,}0338\cdot Q_0^2$	$0{,}520\cdot(g_\Omega - g_R)^2$	(22)
für 11/2 → 9/2:	$0{,}0341\cdot Q_0^2$	$0{,}798\cdot(g_\Omega - g_R)^2$	
für 11/2 → 7/2:	$0{,}00723\cdot Q_0^2$	—	

$B(E_2)$ ist in Einheiten e^2, $B(M_1)$ in $(e\hbar/2\,Mc)^2$ angegeben.

Andere Multipolordnungen als E_2 und M_1 treten nicht auf. Sind ausserdem die Energien gegeben, so lassen sich alle γ-Übergangswahrscheinlichkeiten aus Q_0 und $(g_\Omega - g_R)$ berechnen:

$$\begin{aligned} T_\gamma(136\text{ keV}) &= 1{,}93\cdot 10^{55}\, Q_0^2 + 2{,}31\cdot 10^{10}(g_\Omega - g_R)^2 \\ T_\gamma(165\text{ keV}) &= 5{,}08\cdot 10^{55}\, Q_0^2 + 6{,}29\cdot 10^{10}(g_\Omega - g_R)^2 \\ T_\gamma(301\text{ keV}) &= 2{,}18\cdot 10^{56}\, Q_0^2. \end{aligned} \tag{23}$$

Die experimentellen Daten der Tabelle V werden am besten befriedigt durch die Wahl:

$$Q_0 = 7{,}3\cdot 10^{-24}\,\text{cm}^2 \qquad |g_\Omega - g_R| = 0{,}52.$$

Man erhält dann aus den Beziehungen (22) und (23):

	$\frac{\gamma\text{-Int. (165 keV)}}{\gamma\text{-Int. (301 keV)}}$	B_{E_2}(136 keV)	B_{E_2}(301 keV)
experimentell:	1,74	0,415	1,68
theoretisch:	1,71	0,385	1,78.

Insbesondere liest man aus (23) die Mischungsverhältnisse δ^2 zwischen elektrischer Quadrupol- und magnetischer Dipolstrahlung im 136-keV- und im 165-keV-Übergang ab. Diese lassen sich auch aus der Winkelverteilung der Gammastrahlung bei der Coulomb-Anregung bestimmen, welche beim Ta^{181} von STELSON und MC GOWAN[41]) gemessen wurde. Andererseits ergeben sich die Mischungsverhältnisse δ^2 aus der Konversion und aus der Richtungskorrelation (siehe Seite 485). In Tabelle VII sind die auf verschiedene Arten bestimmten Mischungsverhältnisse zusammengestellt.

Tabelle VII.

Mischungsverhältnisse im 136 keV und im 165-keV-Übergang					
Methode	α_K/α_L	α_K	*)	**)	***)
136 keV	80% M_1	70% M_1	86% M_1	—	83% M_1
165 keV	80% M_1	—	87% M_1	80% M_1	—

*) Coulomb-Anregung. **) Winkelverteilung bei Coulomb-Anregung. ***) Richtungskorrelation (s. Abschnitt II.4).

Aus der Winkelverteilung der 165 keV γ-Strahlung erhält man nicht nur δ^2, sondern δ selbst. Daraus folgt für $(g_\Omega - g_R)$ positives Vorzeichen. Mit Hilfe der für stark deformierte Kerne gültigen Beziehung („strong coupling")

$$\mu = \frac{I^2}{I+1}\cdot g_\Omega + \frac{I}{I+1}\, g_R \tag{24}$$

und $\mu_{\text{exp}} = 2{,}1$ ergibt sich: $g_\Omega = 0{,}20$, $g_R = 0{,}72$.

Für einen starren Kern mit homogener Ladungsverteilung wäre $g_R = Z/A = 0{,}4$. Wie BLIN-STOYLE[35]) bemerkte, kann diese Diskrepanz durch die Annahme verschiedener Kernradien für Protonen und Neutronen im Kern erklärt werden. Unter Zugrundelegung der von NILSSON berechneten Wellenfunktionen für ein Teilchen in deformiertem Potential mit Spinbahnkopplung[44]) lässt sich das magnetische Moment für einen Zustand mit $N = 4$, $\Omega = 7/2$, $(g7/2)$ angeben. Mit $g_R = 0{,}2$ und bei einer Deformation $\beta = 0{,}28$ ergäbe sich μ zu 1,4 Kernmagnetonen. Dieser im Vergleich zum experimentellen Wert von 2,1 zu kleine Betrag lässt sich durch andere Wahl von β nicht korrigieren und ist auch nicht stark von andern Parametern abhängig (z. B. von $\varkappa$ in der Bezeichnung von NILSSON[44])).

Um das „intrinsic" Quadrupolmoment Q_0 mit dem experimentellen Wert zu vergleichen, hat man Q_0 mit dem Projektionsfaktor $I_0(2\,I_0 - 1)/(I_0 + 1)\ (2\,I_0 + 3)$ zu multiplizieren. Dies ergibt den Wert $Q = 3{,}4 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$, also einen gegenüber $Q_{\mathrm{exp}} = 4{,}3 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$ um ca. 20% zu kleinen Wert.

Schliesslich kann aus den γ-Übergangswahrscheinlichkeiten noch die Halbwertszeit der beiden angeregten Niveaus von 136 keV und 301 keV berechnet werden. Mit Hilfe der totalen Konversionskoeffizienten erhält man:

$$T_{1/2}(301\ \mathrm{keV}) = 1{,}3 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{sec}$$
$$T_{1/2}(136\ \mathrm{keV}) = 3{,}6 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{sec}.$$

Der letztgenannte Wert ist für die Diskussion der Richtungskorrelationsmessungen wichtig: Man kann daraus schliessen, dass die $(\gamma_3$-$\gamma_2)$-Kaskade beim Hf-Zerfall sicher ungestörte Winkelkorrelation zeigt. Ganz allgemein sind die Lebensdauern von Rotationsniveaus um etwa zwei Grössenordnungen kürzer als die entsprechenden Einteilchenübergänge.

III. 2. *Das 482-keV-Niveau.*

Durch Messungen mit verzögerten Koinzidenzen lässt sich zeigen, dass von diesem Niveau nur eine 345 keV- und eine 482-keV-Linie emittiert werden[45])[46])[47]). Ein Übergang führt in den Grundzustand, der andere in das bereits besprochene 136-keV-Niveau. Zur Charakterisierung der beiden Gamma-Übergänge stellen wir in der Tabelle VIII die wichtigsten Resultate der zahlreichen Konversionsmessungen zusammen.

Vergleichen wir die gemessenen Werte mit den theoretischen Konversionskoeffizienten[43])[50]), so lässt sich die Multipolarität der Übergänge weitgehend festlegen.

In der letzten Zeile ist als experimenteller Wert ein gewogenes Mittel der in Tabelle VIII genannten Daten gewählt. Die Zusammenstellung zeigt eindeutig, dass für die 482-keV-Linie nur eine

Tabelle VIII.

Konversionskoeffizienten des 482-keV- und des 345-keV-Überganges.

Linie	Autor	α_K	α_K/α_L	rel. Int.
482	BOEHM und MARMIER[47]) .	0,027	4,7	1
482	McGOWAN[46])	0,034	4,0	1
482	BASHILOW et al.[48]) . . .	—	4,7	1
482	FAN[49])	0,024	4	1
482	andere	0,025	3–5	1
345	BOEHM und MARMIER[47]) .	0,04	4	0,165
345	McGOWAN[46])	0,08	—	0,157
345	BASHILOW et al.[48]) . . .	—	—	—
345	FAN[49])	0,1	5	—
345	andere	—	3, 6–5	—

Mischung aus elektrischer Quadrupol- und magnetischer Dipolstrahlung in Frage kommt. Das Mischungsverhältnis δ^2 ergibt sich aus dem α_K/α_L-Verhältnis unter Benützung der empirischen Daten von GOLDHABER und SUNYAR[50]) zu ~ 8, aus den α_K hingegen zu ~ 4.

Beim 345-keV-Übergang handelt es sich entweder um reine elektrische Quadrupolstrahlung oder um eine Mischung aus M_1 und E_2. Für den Spin des 482-keV-Niveaus kommen somit nur die Werte 5/2, 7/2 oder 9/2 in Frage.

Zum gleichen Resultat führen die Richtungskorrelationsmessungen. Aus der *Konversionselektronenkorrelation,* welche von GIMMI, HEER und SCHERRER[6]) an Ta^{181} gemessen wurde, folgt für den 482-keV-Übergang eindeutig die Multipolarität $E_2 + M_1$. Diese Autoren fanden aus der γ-γ- und der γ-e^--Korrelation der $(\gamma_1$-$\gamma_4)$-Kaskade für die entsprechenden Koeffizienten der Winkelverteilung das Verhältnis:

$$b_2 = \frac{A_2(\gamma\gamma)}{A_2(\gamma e^-)} = 0{,}19 \pm 0{,}13\,,$$

welches von den Schwächungserscheinungen in der Quelle unabhängig ist. Der theoretische Wert von b_2 nach BIEDENHARN und ROSE[5]) wäre für alle andern Multipolordnungen grösser als eins, selbst bei beliebigem Spin des obersten Niveaus.

Die *γ-γ-Richtungskorrelation* der 133–482-keV-Kaskade würde bei geeigneter Wahl der Mischungsverhältnisse in beiden Übergängen allenfalls durch folgende drei Spinfolgen befriedigt:

a)	9/2	$E_2 + M_1$	9/2	$E_2 + M_1$	7/2
b)	5/2	$E_2 + M_1$	7/2	$E_2 + M_1$	7/2
c)	1/2	E_2	5/2	$E_2 + M_1$	7/2.

Alle andern Möglichkeiten ergeben nach Vorzeichen und Grösse unrichtige Koeffizienten A_2 und A_4. Von den drei Varianten scheiden a) und b) aus, weil für beide das b_2 der Konversionselektronenkorrelation negativ wäre. Weitere Gründe, die gegen a) und b) sprechen, werden bei der Diskussion des 615-keV-Niveaus beigebracht werden.

Tabelle IX.

Vergleich theoretischer und experimenteller Multipolordnungen.

	482 keV			345 keV		
	α_K	α_K/α_L	möglich	α_K	α_K/α_L	möglich
M_1	0,046	8	—	0,17	8	—
M_1+E_2	↕	↕	ja	↕	↕	ja
E_2	0,017	4,2	—	0,040	2,8	ja
E_1	0,006	6,9	—	0,013	6,7	—
E_1+M_2	↕	↕	—	↕	↕	—
M_2	0,137	7,8	—	0,425	7,2	—
M_2+E_3	↕	↕	—	↕	↕	—
E_3	0,042	2,9	—	0,11	1,8	—
M_3	0,38	6,2	—	1,1	5	—
M_3+E_4	↕	↕	—	↕	↕	—
E_4	0,11	1,3	—	0,25	0,7	—
M_4	0,90	3,1	—	3,2	2	—
exp.	0,026	4,7		0,05	4	

Aus der Richtungskorrelation folgt somit eindeutig für das 482-keV-Niveau:

$$\underline{I_{482\ \mathrm{keV}} = 5/2\,.}$$

Eine gewisse Diskrepanz zeigt sich in bezug auf das Mischungsverhältnis im 482-keV-Übergang, wenn man die Ergebnisse der Richtungskorrelation den aus Konversionsmessungen gewonnenen Daten gegenüberstellt. Man erhält nämlich:

a) aus α_K/α_L (siehe Tabelle IX): 88% E_2 + 12% M_1
b) aus α_K (siehe Tabelle IX): 55% E_2 + 45% M_1
c) aus der Richtungskorrelation (S. 479): 98% E_2 + 2% M_1.

Die Abweichungen bei der Bestimmung von δ^2 aus α_K scheinen ausserhalb der experimentellen Fehlerschranken zu liegen (vgl. die Abweichung beim 136-keV-Übergang in Tabelle VII). Wir glauben jedenfalls, dass die mit Hilfe von Richtungskorrelation bestimmte Mischung die genaueste ist.*)

Die *Halbwertszeit* des 482-keV-Niveaus ist schon oft gemessen worden. Die Resultate verschiedener Messungen lauten:

Autor	$T_{1/2}$	Autor	$T_{1/2}$
De Benedetti[51]) .	$1{,}08 \cdot 10^{-8}$ sec	Engelder[53]) . .	$1{,}04 \cdot 10^{-8}$ sec
Barber[45])	1,08	De Waard[54]) . .	1,06
Mc Gowan[52]) . . .	1,0	Sheer[55])	1,00

Als wahrscheinlich besten Wert verwenden wir $T_{1/2} = 1{,}06 \cdot 10^{-8}$ sec und erhalten daraus mit Hilfe der Konversionskoeffizienten und des Intensitätsverhältnisses $I\ (482)/I\ (345) = 6$ alle Übergangswahrscheinlichkeiten T, die in der Tabelle X zusammengestellt sind. Wir vergleichen sie mit den Übergangswahrscheinlichkeiten, welche man nach dem Einteilchenmodell erwartet[56]).

Tabelle X.

Gamma-Übergangswahrscheinlichkeiten des 482-keV-Niveaus.

Energie	Multipol.	T_{exp}	$T_{\text{Eint.}}$	Verbotenheit
345 keV	E_2	$8{,}4 \cdot 10^6$ sec^{-1}	$1{,}9 \cdot 10^9$ sec^{-1}	230
482 keV	E_2	$5{,}4 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^9$	80
482 keV	M_1	$1{,}2 \cdot 10^6$	$5{,}3 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^6$

Auffällig ist der hohe Verbotenheitsgrad des M_1-Überganges, welcher auf Grund der bekannten Kernmodelle nicht erklärt werden kann. Da der 345-keV- und der 482-keV-Übergang nach Rotationszuständen desselben Bandes führen, sollten die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten B_{E_2} (345 keV) und B_{E_2}(482 keV) nach der Theorie in einem bestimmten Verhältnis stehen[57]):

$$\frac{B(L, I_1 \to I_2)}{B(L, I_1 \to I_2')} = \frac{\langle I_1\, L\, K_1 (K_2 - K_1) \mid I_1\, L\, I_2\, K_2 \rangle^2}{\langle I_1\, L\, K_1 (K_2 - K_1) \mid I_1\, L\, I_2'\, K_2 \rangle^2}\,. \tag{25}$$

Anmerkung bei der Korrektur: Nach neuen Untersuchungen von Church (eine Arbeit erscheint demnächst in Phys. Rev.) sind die bisherigen Berechnungen der Konvenionskoeffizienten bis zu 20% falsch; dies würde die Diskrepanz erklären.

Setzt man in die Clebsch-Gordan-Koeffizienten die Werte für Ta^{181} ein, so erhält man für das obige Verhältnis 1,25, während der experimentelle Wert in guter Übereinstimmung 1,15 beträgt.

Das *magnetische Moment* des 482-keV-Niveaus, dessen Bestimmung in Abschnitt II beschrieben wurde, lässt sich näherungsweise berechnen, wenn man annimmt, dass die Deformation des Kerns dieselbe sei wie im Grundzustand. Nach den Rechnungen von NILSSON erwartet man tatsächlich einen angeregten $d_{5/2}$-Zustand, charakterisiert durch die Quantenzahlen $N = 4$ und $\Omega = 5/2$. Bei einer Deformation des Kernes $\beta = 0{,}26$ ergäbe sich darnach ein magnetisches Moment des 482-keV-Niveaus von 3,4 Kernmagnetonen, was mit dem experimentellen Wert von 3,25 recht gut übereinstimmt.

Noch aufschlussreicher wäre die Messung des Quadrupolmomentes gewesen, welches Auskunft über eine allfällige Änderung der Deformation geben könnte. Eine Q-Bestimmung mit Hilfe der Richtungskorrelation ist zwar prinzipiell möglich, scheitert aber an der mangelhaften Kenntnis der elektrischen Felder im Innern von Flüssigkeiten bzw. von Kristallen. In den Schwächungsfaktoren G_k bei Flüssigkeiten tritt ausserdem noch die ungenügend bekannte Korrelationszeit τ_C auf. Bei Einkristallmessungen fällt diese zwar weg, dafür verursacht das Auftreten von Gitterstörungen ein kaum zu überbrückendes Hindernis, wie schon die Messungen an kubisch kristallinen Quellen (Abschnitt II.3.A) gezeigt haben.

III.3. *Das 615-keV-Niveau.*

Seit den ersten Untersuchungen des Hf^{181}-Zerfalls ist bekannt, dass praktisch alle β-Zerfälle in dieses 22-μ-sec-Niveau führen. Von den verschiedenen γ-Übergängen in die tiefer liegenden Niveaus besitzen nur zwei eine feststellbare Intensität: Der 133-keV-(γ_1)-Übergang in das 482-keV-Niveau und die schwache 615-keV-Linie in den Grundzustand. Die aus der Literatur entnommenen Konversionsdaten dieser Übergänge sind in Tabelle XI zusammengestellt.

Tabelle XI.
Konversion der 615-keV- und der 133-keV-Linien.

Autor	133 keV			615 keV		
	α_K	α_K/α_L	rel. Int.	α_K	α_K/α_L	rel. Int.
BOEHM und MARMIER[47])	0,49	0,55	1	0,12	—	1/175
BASHILOW[48])	—	0,53	1	—	6,6	—
McGOWAN[46])	0,48	—	1	—	—	—
FAN[49])	0,34	0,52	1	—	—	1/120

Aus der nachfolgenden Vergleichstabelle ist ersichtlich, dass die Multipolaritäten beider Übergänge festgelegt werden können zu: E_2 (rein) für den 133-keV-Übergang, und M_3 für den 615-keV-Übergang.

Tabelle XII.

Vergleich theoretischer und experimenteller Konversionskoeffizienten.

Konv.-Koeff.	E_1	M_1	E_2	M_2	E_3	M_3	E_4	M_4	exp.
α_K (133)	0,145	1,66	0,48	10,2	1,3	40	3,9	130	0,49
α_K/α_L (133)	3	7,6	0,5	5,2	0,3	1,6	—	0,5	0,53
α_K (615)	0,004	0,024	0,0098	0,072	0,023	0,16	0,053	0,37	0,12
α_K/α_L (615)	15	8,2	5,8	8,1	3,7	6,7	1,7	3,9	6,6

Die Parität des 615-keV-Niveaus ist dadurch festgelegt und ebenso der Spin, wenn für das 482-keV-Niveau $I = 5/2$ als bekannt vorausgesetzt wird. Dieses Resultat wird durch die Richtungskorrelation bestätigt, da nur der Spin 1/2 eine reine Quadrupolstrahlung im ersten Übergang zulässt (vgl. die drei überhaupt möglichen Varianten im Abschnitt III. 2.).

Einen weiteren Anhaltspunkt geben die Übergangswahrscheinlichkeiten. Das Nichtauftreten einer zum 136-keV-($I = 9/2$)-Niveau führenden Linie scheidet alle Spinwerte $I > 3/2$ fast mit Sicherheit aus. Wir vergleichen noch die beiden messbaren Übergangswahrscheinlichkeiten T_{E_2}(133 keV) und T_{M_3}(615 keV) mit den Werten, welche nach dem Einteilchenmodell erwartet werden müssten. Für die Halbwertszeit des 615-keV-Niveaus verwenden wir den Wert $T_{1/2} = 22$ μsec, welcher nach der Literatur[58)][55)][59)][60)] am wahrscheinlichsten ist.

Energie	Multipol	T_{exp}	$T_{\text{Eint.}}$	Verbotenheit
133 keV	E_2	$1{,}3 \cdot 10^4$ sec^{-1}	$2{,}0 \cdot 10^6$ sec^{-1}	140
615 keV	M_3	$1{,}6 \cdot 10^2$	$2{,}4 \cdot 10^4$	150

Die auftretenden Verbotenheitsgrade entsprechen durchaus den bei andern E_2- und M_3-Übergängen beobachteten Beträgen[56)].

Nach Nilsson[44)] ist unter den möglichen Anregungsz ständen des Ta^{181} ein Niveau mit $I=1/2$ zu erwarten: ($d_{3/2}$, $\Omega = K = 1/2, +$). Auf Grund desselben Modelles lässt sich auch für den Grundzustand des Hf^{181} der Spin $I = 1/2$ (und negative Parität) voraussagen, was durch das gewöhnliche Schalenmodell ebenfalls nahe-

gelegt wird. Damit ist auch der Betazerfall des Hf^{181} in das 615-keV-Niveau des Ta^{181} vereinbar, welcher mit log ft = 7,2 einfach verboten ist und daher den Auswahlregeln $\Delta I = 0, \pm 1$, Paritätsänderung, genügen muss.

III. 4. *Das 619-keV-Niveau.*

Kürzlich fand SUNYAR[61]) im Konversionselektronenspektrum des $Hf^{181} - Ta^{181}$ neben der 136,2-keV-Linie eine schwächere mit fast derselben Energie (136,8 keV). Sie ist mit der 482-keV-Linie in Kaskade und führt nicht über das 22-μsec-Niveau. BOEHM und MARMIER[47]) stellten bei neueren Untersuchungen mit dem Kristallspektrometer diese Linie gleichfalls fest. Ausserdem konnten sie einen Übergang mit der Energie 3,9 keV nachweisen, was der Differenz 136,8 — 133 keV entspricht. Die Einordnung dieser Linie war daher naheliegend: Es musste ein weiteres Niveau des Ta^{181} bei 619 keV existieren, welches durch Betaemission des Hf^{181} gespiesen wird. Prompte β-γ-Koinzidenzen bestätigten diese Annahme. Aus dem Konversionskoeffizienten der 136,8-keV-Linie $\alpha_K = 0{,}9$ folgt für die Multipolarität dieses Übergangs: $M_1 + E_2$ oder eventuell $E_1 + M_2$ (unwahrscheinlich wegen $K/L + M \sim 2$ nach den Messungen von [47])). Daraus ergibt sich der Spin des 619-keV-Niveaus zu $I = 3/2$; höhere Werte sind wegen des Betazerfalls und der Gammaübergangswahrscheinlichkeiten zu tiefer liegenden Niveaus nicht zulässig. Etwa 1/20 aller β-Zerfälle führen in das 619-keV-Niveau. Es handelt sich also wahrscheinlich um einen einfach verbotenen β-Zerfall mit log ft $\sim 8{,}5$. Wenn dies zutrifft, wäre die Parität des 619-keV-Niveaus positiv und dieses könnte als erstes Rotationsniveau des 22-μsec-Zustandes aufgefasst werden. Die kleine Energiedifferenz von 3,9 keV ist bei $\Omega = K = 1/2$ nicht aussergewöhnlich (vgl. $\Delta E = 46$ keV bei W^{183} und $\Delta E = 10$ keV bei Tm^{169}). Die relative Intensität von Betaübergängen, welche auf Rotationsniveaus desselben Bandes führen, hängt nur von Geometriefaktoren ab[57]) und berechnet sich für $Hf^{181} - Ta^{181}$ zu:

$$\varrho = \frac{(1 - b \cdot \sqrt{2})^2}{(\sqrt{2} + b^2)}. \tag{26}$$

Die Konstante b ist eng mit dem magnetischen Moment verknüpft und lässt sich nur angeben, wenn man die Wellenfunktion des Kernes kennt. Unter Zugrundelegung der Rechnungen von NILSSON[44]) kann ϱ abgeschätzt werden. Man erhält: $\varrho = 11$ wenn das 615-keV-Niveau als $d_{3/2}$ $\Omega = 1/2$-Zustand charakterisiert wird und $\varrho = 12$ für einen ($i_{13/2}$; $\Omega = 1/2$)-Zustand. Der experimentelle

Wert liegt zwischen 13 und 25. Der Übereinstimmung darf allerdings kein allzu grosses Gewicht beigelegt werden, da sich die nach NILSSON berechneten magnetischen Momente mit der Erfahrung nicht gut decken.

Dass vom 619-keV-Niveau kein Crossover (E_2) in den Grundzustand festgestellt wurde, erklärt sich aus der K-Verbotenheit $\Delta K = 3$ dieses Übergangs. Alle experimentellen Daten sind mit der Charakterisierung dieses Niveaus als Rotationszustand verträglich, doch ist die Annahme nicht zwingend.

Der Einfluss eines zusätzlichen Niveaus mit $I = 3/2$ auf die Richtungskorrelationsmessungen ist, wie die Rechnung zeigt, in unserem Falle nur gering. Selbst eine relative Intensität von 7% für den Betaübergang in das 619-keV-Niveau zieht keine Änderung in der Interpretation der Richtungskorrelationsmessungen nach sich. Hingegen kann sich das hieraus bestimmte Mischungsverhältnis des 482-keV-Übergangs etwas ändern. Die grösstmögliche Abweichung würde zum Resultat führen:

$$(\delta)^2_{482\ \mathrm{keV}} = 16 \qquad (6\%\ M_1 + 94\%\ E_2).$$

Trotz dieser Korrektur bleibt die Diskrepanz mit den Konversionsdaten bestehen (vgl. Seite 496). Für das Mischungsverhältnis des 136,8-keV-Übergangs findet man aus $\alpha_K = 0{,}9$ den Wert $\delta^2 = 1{,}85$ (d. h. 35% M_1 + 65% E_2). Aus dem nur ungenau bekannten $K/(L + M)$-Verhältnis von ~ 2 nach [47]) ergäbe sich eine Mischung von 20% M_1 + 80% E_2.

III. 5. *Der Zerfall des W^{181}.*

Dieser Kern, welcher durch Elektroneneinfang in Ta^{181} zerfällt, ist noch recht wenig untersucht. CORK et al.[62]) stellten im Gegensatz zu früheren Arbeiten nur *zwei* γ-Linien von 136 keV und 152 keV fest. Neuerdings wurden auch diese beiden Linien Verunreinigungen zugeschrieben[63]) und die Zerfallsenergie des W^{181} zu 90 ± 10 keV angenommen. Eigene Messungen bestätigen aber das Vorhandensein der von CORK gefundenen Linien[64]). Wir konnten ausserdem zeigen, dass die beiden nicht in Kaskade sind. Es werden also beim W^{181}-Zerfall zwei Niveaus des Ta^{181} angeregt von 136 keV und 152 keV. Das erstere ist offenbar mit dem 136,2-keV-Zustand identisch, welcher von der Coulomb-Anregung und vom Hf^{181}-Zerfall her bekannt ist. Dafür spricht auch das von CORK et al. bestimmte K/L-Verhältnis $\alpha_K/\alpha_L = 8 \pm 2$ (vgl. Tabelle XII).

Das Fehlen von Koinzidenzen zwischen K-Röntgenstrahlung und 136 keV Gammastrahlung zeigt, dass nur L-Einfang in das entspre-

chende Niveau führt. Das gleiche gilt für den 152-keV-Zustand. Daher muss die W^{181} — Ta^{181}-Zerfallsenergie zwischen 160 und 200 keV liegen. Durch Vergleich mit der 136-keV-Linie fanden wir

$$(\alpha_K)_{152\ \mathrm{keV}} = 1{,}0 \pm 0{,}2\,.$$

Dieser Wert, zusammen mit $\alpha_K/\alpha_L = 8$ nach [62]) lässt für den 152-keV-Übergang nur die Multipolarität M_1 (rein) oder $E_1 + M_2$ zu. Für den Spin des 152-keV-Niveaus ergeben sich somit die Möglichkeiten: 5/2, 7/2 und 9/2, von denen die beiden ersten sehr unwahrscheinlich sind, weil das Niveau beim Hf-Zerfall nicht angeregt wird. Das gleiche Argument legt mit $I = 9/2$ negative Parität nahe. Nach dem Nilsson-Modell ist in der Tat ein Ta^{181}-Niveau mit $I = 9/2$ und negativer Parität zu erwarten. Für den Grundzustand des W^{181} sagt das gleiche Modell einen Spin von 7/2 und negative Parität voraus, während man nach dem gewöhnlichen Schalenmodell $I = 1/2$ oder $I = 3/2$ erwarten müsste.

Durch die gemäss Ref.[44]) nahegelegte Zuordnung werden auch die experimentell bestimmten Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Elektroneneinfänge verständlich, wenn noch die Energieabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten mitberücksichtigt wird. Wir fanden:

0,17 ± 0,06% L-Einfang in das 152-keV-Niveau ($\Delta I = 1$, erlaubt),
0,11 ± 0,04% L-Einfang in das 136-keV-Niveau ($\Delta I = 1$, erstverb.),
99,7% L- und K-Einfang in den Grundzustand ($\Delta I = 0$, erstverb.).

Bei negativer Parität des 152-keV-Niveaus folgt aus der Konversion für den entsprechenden Übergang eine Mischung von *17%* E_1 und *83%* M_2. Dies bedingt allerdings — verglichen mit den Einteilchenübergangswahrscheinlichkeiten nach Moszkowski[56]) — eine etwa 10^6fache Verbotenheit des E_1-Übergangs. Der Vergleich mit dem benachbarten Kern Lu^{175} zeigt aber (siehe Fig. 14), dass zumindest bei stark deformierten Kernen derart grosse Abweichungen vorkommen können[66]).

III. 6. *Weitere Niveaus.*

Boehm und Marmier stellten bei ihren Untersuchungen neben der 482-keV-Linie eine etwa 50mal schwächere mit der Energie 476 keV fest. Dieser Übergang mit $\alpha_K = 0{,}06$ und $\alpha_K/\alpha_L = 4{,}3$, dessen Multipolarität nach Tabelle IX eine Mischung aus M_2 und E_3

Anmerkung bei der Korrektur: Bei neueren Untersuchungen konnten wir die LX-γ-Koinzidenzen direkt nachweisen. (Siehe letzte Tagungsberichte in den Helv. Phys. Acta.)

sein müsste, konnte nicht in das Niveauschema eingeordnet werden. Eigene Koinzidenzexperimente zeigten jedoch, dass eine solche Linie nicht in Kaskade mit der 482-keV-Linie des Ta^{181} ist. Falls dieser Übergang wirklich dem Ta^{181} zugeordnet ist, müsste daher ein weiteres Niveau bei 476 keV oder bei 612 keV existieren. Nur sehr sorgfältige Koinzidenzexperimente mit Hilfe von hochauflösenden Spektrometern werden dies jemals zu entscheiden gestatten.

Nach der Bohr-Mottelsonschen Theorie gehört zu jeder Nukleonenkonfiguration ein Rotationsband. Für das 482-keV-Niveau des Ta^{181}, charakterisiert als $d_{5/2}$, $\Omega = 5/2$, läge der erste Rotationszustand bei etwa 590 keV (vom Grundzustand des Ta^{181} aus gerechnet), wenn man für das Trägheitsmoment J den gleichen Wert wie im Grundzustand annimmt. Unter der gleichen Voraussetzung müsste das erste Rotationsniveau des 152-keV-Zustandes die Anregungsenergie 320 keV besitzen. Die hohen Spinwerte dieser Niveaus (7/2 und 11/2) lassen eine Anregung beim Hf^{181}-Zerfall nicht zu, während eine Anregung durch den W^{181}-Zerfall aus Energiegründen ausbleibt.

Bei inelastischer Streuung von Neutronen sollten im Prinzip alle Kernniveaus vom Grundzustand aus besetzt werden können, doch sind solche Experimente infolge des hohen Untergrundes schwierig. Beim Ta^{181} gelang die Anregung des 136-keV-Niveaus eindeutig[67]). Mit kleinerer Sicherheit sind auch die Niveaus: 152, 301, 482 und 612 keV durch Neutronstreuung angeregt worden[68]). Goodrich und Campbell[69]) beobachteten bei Neutronenbestrahlung von Ta eine Röntgenstrahlung von 8—11 keV mit einer Abklingzeit von 0,5 sec, welche die Autoren einem isomeren Zustand des Ta^{181} zuschrieben. Die Existenz eines 11-keV-Niveaus ist aber sehr unwahrscheinlich.

Es seien noch zwei experimentelle Arbeiten erwähnt, in welchen die Anregung des 22-μsec-Niveaus durch Betatron-Bremsstrahlung beschrieben wird[68])[69]). Wesentliche Informationen über das Niveauschema des Ta^{181} werden aber dadurch nicht gewonnen.

III. 7. *Zusammenfassung.*

In Fig. 13 sind die Energieniveaus eingetragen, welche beim Hf^{181}- und beim W^{181}-Zerfall, sowie bei der Coulomb-Anregung mit Sicherheit festgestellt wurden. Spin und Parität aller dieser Zustände können durch das „unified model"[44]) erklärt werden. Hingegen gibt das Modell die genauen Termabstände wie auch die magnetischen Momente nicht quantitativ wieder. Multipolordnungen,

Mischungsverhältnisse und Spins wurden nach verschiedenen Methoden bestimmt und ergaben im allgemeinen übereinstimmende Werte. Eine kleine Diskrepanz zeigte sich allerdings beim 482-keV-Übergang, wo Richtungskorrelationsmessungen und Konversionsmessungen zu verschiedenen Mischungsverhältnissen führen.

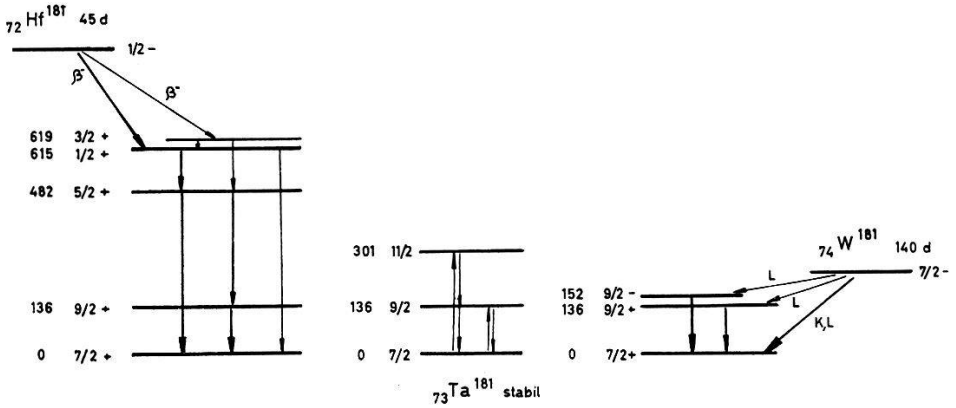

Fig. 13.

Vollständiges Niveauschema des Ta^{181}, welches alle Daten der Richtungskorrelation, der Spektrometermessungen und der Coulomb-Anregung befriedigt.

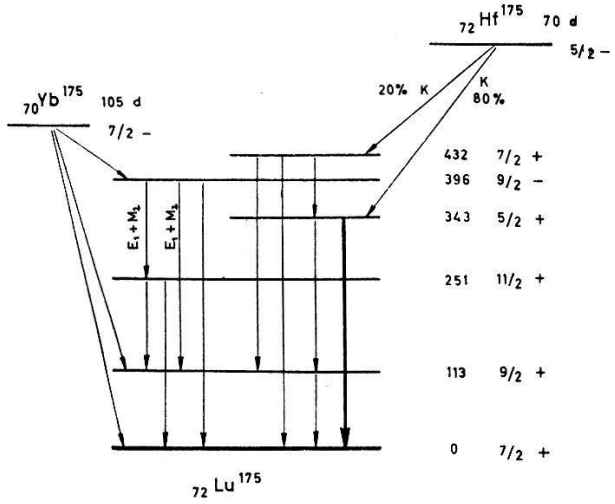

Fig. 14.

Niveauschema des Lu^{175} nach CHASE und WILETS[64]). Die einzige γ-Linie, welche unsere R.-K.-Messungen beeinträchtigt, entspricht dem dick ausgezogenen Übergang.

Die Lebensdauern der Niveaus weichen in gewohnter Weise von den Einteilchenwerten ab; überraschend grosse Halbwertszeiten treten aber bei den Dipolübergängen $9/2 - E_1 - 7/2$ und $5/2 - M_1 - 7/2$ auf, wo Verbotenheitsgrade von $\sim 10^6$ festgestellt wurden.

Von Interesse ist auch der Vergleich des Ta^{181} mit dem benachbarten Kern Lu^{175} (siehe Fig. 14). Hier finden wir zwei analoge Anregungszustände $d_{5/2}$, $\Omega = 5/2$ und $h_{11/2}$, $\Omega = 9/2$, aber in

umgekehrter Reihenfolge. Bemerkenswert ist, dass auch beim Lu^{175} eine $E_1 - M_2$-Mischung auftritt, welche den Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten widerspricht. Weitere Untersuchungen über solche Mischungen sind im Gange.

Wir danken unserem Institutsvorstand, Herrn Prof. Dr. P. Scherrer, für seine Unterstützung und Anteilnahme sowie den Herren K. Alder, Dr. F. Gimmi und Dr. P. Marmier für viele fördernde Diskussionen.

Literatur.

1) E. Heer, R. Rüetschi, F. Gimmi und W. Kündig, Helv. Phys. Acta **28**, 336 (1955).
2) P. Debrunner, E. Heer und R. Rüetschi, Helv. Phys. Acta **28**, 473 (1955).
3) E. Heer, R. Rüetschi und P. Scherrer, Z. f. Naturf. **10a**, 834 (1955).
4) K. Y. Chu und M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **75**, 226 (1949).
5) L. C. Biedenharn und M. E. Rose, Rev. Mod. Phys. **25**, 729 (1953).
6) F. Gimmi, E. Heer und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **29** (1956).
7) D. R. Hamilton, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
8) A. Abragam und R. V. Pound, Phys. Rev. **92**, 943 (1953).
9) K. Alder, Helv. Phys. Acta **25**, 235 (1952).
10) K. Alder, H. Albers-Schönberg, E. Heer und T. B. Novey, Helv. Phys. Acta **26**, 761 (1953).
11) H. Frauenfelder in Kai Siegbahn: „Beta and Gamma Ray Spectroscopy".
12) M. Ferentz und N. Rosenzweig, ANL Report 5324 (1954).
13) H. Albers-Schönberg, E. Heer und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **27**, 337 (1954).
14) E. L. Church und J. J. Kraushaar, Phys. Rev. **88**, 419 (1952).
15) J. S. Lawson und H. Frauenfelder, Phys. Rev. **91**, 649 (1953).
16) S. Frankel, Phys. Rev. **83**, 673 (1953).
17) A. M. Feingold und S. Frankel, Phys. Rev. **97**, 1025 (1955).
18) F. K. McGowan, Phys. Rev. **93**, 471 (1954).
19) L. Passerini, Gazz. Chim. Italiana **60**, 771 (1930).
20) W. A. Roth und G. Becher, Zs. Phys. Chem. **159**, 1 (1932).
21) G. v. Hevesey und E. Cruner, Zs. anorg. Chem. **195**, 343 (1931).
22) G. Hampson und L. Pauling, J. Am. Chem. Soc. **60**, 2702 (1938).
23) G. Engel, Zs. f. Kristallogr. A**90**, 341 (1935).
24) H. Aeppli, H. Frauenfelder und M. Walter, Helv. Phys. Acta **24**, 335 (1951).
25) H. Aeppli, H. Albers-Schönberg, H. Frauenfelder und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **25**, 339 (1952).
26) H. Albers-Schönberg, E. Heer, T. B. Novey und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **27**, 547 (1954).
27) S. Raboy und E. V. Krohn, Phys. Rev. **95**, 1689 (1954).
28) J. H. Gisolf und P. O. Zeemann, Nature **132**, 566 (1953).
29) N. G. Grace und E. McMillan, Phys. Rev. **44**, 949 (1935).
30) J. H. Gisolf, Dissertation. Amsterdam (1935), unpubliziert.
31) B. M. Brown und D. H. Tomboulian, Phys. Rev. **88**, 1158 (1952).
32) T. Schmidt, Zs. f. Phys. **121**, 63 (1943).
33) T. Kamei, Phys. Rev. **99**, 789 (1955).
34) P. F. A. Klinkenberg, Rev. Mod. Phys. **24**, 63 (1954).

[35]) R. J. Blin-Stoyle, Rev. Mod. Phys. **28**, 75 (1956).
[36]) J. Rainwater, Phys. Rev. **79**, 432 (1950).
[37]) B. R. Mottelson und S. G. Nilsson, Phys. Rev. **99**, 1645 (1953).
[38]) A. Bohr und B. R. Mottelson, Kong. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Phys. Medd. **27**, Nr. 16 (1953).
[39]) T. Huus und C. Zupančič, Kong. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Phys. Medd. **28**, Nr. 1 (1953).
[40]) P. H. Stelson und F. K. McGowan, Phys. Rev. **99**, 112 (1955).
[41]) F. K. McGowan und P. H. Stelson, Phys. Rev. **99**, 127 (1955).
[42]) T. Huus, J. H. Bjerregaard und B. Elbek, Dan. Mat. Phys. Medd.
[43]) L. Sliv, priv. Mitteilung.
[44]) S. G. Nilsson, Dan. Mat. Phys. Medd. **29**, Nr. 16 (1955).
[45]) W. C. Barber, Phys. Rev. **80**, 332 (1950).
[46]) F. K. McGowan, Phys. Rev. **93**, 163 (1954).
[47]) F. Boehm und P. Marmier, Phys. Rev.
[48]) A. A. Bashilow, N. M. Antoneva, B. S. Dzhelepov, A. I. Dolgentseva, Izvest. Akad. Nauk. Ser. Fiz. SSSR. **17**, 437 (1953).
[49]) C. Y. Fan, Phys. Rev. **87**, 252 (1952).
[50]) M. Goldhaber und A. W. Sunyar, Phys. Rev. **83**, 906 (1953).
[61]) S. de Benedetti und F. K. McGowan, Phys. Rev. **74**, 728 (1948).
[52]) F. K. McGowan, ORNL Report 952 (1951).
[53]) T. C. Engelder, Phys. Rev. **90**, 259 (1953).
[54]) H. de Waard, Dissertation, Groningen (1954).
[55]) C. Sheer, A. Zinn und N. Hartmann, Rev. Sc. Instr. **26**, 942 (1955).
[56]) S. A. Moszkowski, in Kai Siegbahn's „Beta and Gamma Ray Spectroscopy".
[57]) G. Alaga, K. Alder, A. Bohr und B. R. Mottelson, Dan. Mat. Phys. Medd. **29**, Nr. 9 (1955).
[58]) D. E. Bunyan, A. Lundby, A. H. Ward und D. Walker, Proc. Phys. Soc. (London) **61**, 300 (1948).
[59]) R. E. Bell und L. G. Elliot, Chalk River Lab. Rep. PR-P-7 (1950).
[60]) A. W. Sunyar, Private Mitteilung.
[61]) J. M. Cork, W. H. Nester, J. M. LeBlanc und K. W. Rice, Phys. Rev. **92**, 119 (1953).
[62]) A. Bisi, S. Terrani und L. Zappa, Nuovo Cim. **10**, I, 651 (1955).
[63]) P. Debrunner, E. Heer, W. Kündig und R. Rüetschi, Helv. Phys. Acta.
[64]) D. M. Chase und L. Wilets, Phys. Rev. **101**, 1038 (1956).
[65]) J. B. Guernsey und A. Wattenberg, Phys. Rev. **101**, 1516 (1956).
[66]) R. B. Day, Phys. Rev. **102**, 767 (1956).
[67]) R. B. Day, A. E. Johnsrud, D. A. Lind, Bull. Am. Phys. Soc. 1, Nr. 1, 56 (1956).
[68]) M. Goodrich und E. C. Campbell, Phys. Rev. **79**, 418 (1950).
[69]) T. F. Godlove and J. G. Carver, Phys. Rev. **99**, 1634 (1955).