

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 27 (1954)
Heft: VI

Artikel: Die Messung des Kernquadrupolmoments des ersten angeregten Zustands des Cd¹¹¹ mit Hilfe der - Richtungskorrelation
Autor: Albers-Schönberg, H. / Heer, E. / Novey, T.B.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112530>

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: 18.01.2026

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

**Die Messung des Kernquadrupolmoments
des ersten angeregten Zustands des Cd¹¹¹ mit Hilfe der
 $\gamma-\gamma$ Richtungskorrelation**

von **H. Albers-Schönberg, E. Heer, T. B. Novey***) und **P. Scherrer.**

Physikalisches Institut der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich.

(9. X. 1954.)

Summary. A method for the determination of nuclear quadrupole moments of shortlived excited states is described. The method consists in a measurement of the angular correlation of two successive gamma rays, using a single crystal with axial symmetry as radioactive source. If in addition a magnetic field is applied, the magnetic dipole as well as the electric quadrupole moment may be obtained in one experiment.

The method has been applied to the cascade of Cd¹¹¹. The activity was embedded in a metallic Indium single crystal. The measured quadrupole coupling was $eQq/h = 13,8 \pm 0,15$ Mc/sec from which the quadrupole moment of the 247 keV level has been estimated to be $Q \sim 10^{-24}$ cm². The magnetic moment of the same state was remeasured with an improved arrangement. The value obtained was $\mu = -(0,725 \pm 0,047)\mu_k$.

1. Einleitung.

In den letzten Jahren ist ein umfangreiches experimentelles Material über eine grosse Anzahl von Kernniveaus angehäuft worden, aus dessen Analyse man versucht, Aufschluss über den Bau der Atomkerne zu bekommen. In Ermangelung einer allgemeinen Theorie muss man sich darauf beschränken, Modelle aufzustellen, welche bei geeigneter Wahl einiger Parameter für gewisse Gruppen von Kernen gute Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Daten zeigen. Von diesen Modellvorstellungen seien im folgenden zwei kurz erwähnt, nämlich das *Einteilchenmodell* (siehe z. B. PRYCE²³) und das *kollektive Modell* (siehe z. B. HILL und WHEELER¹⁹).

Nach dem reinen *Einteilchenmodell* ist jeder Kern mit gerader Protonen- und Neutronenzahl (*g-g-Kern*) kugelsymmetrisch und sowohl Spin als auch magnetisches Moment und elektrisches Qua-

*) USA National Science Foundation postdoctoral fellow, jetzt am Argonne National Laboratory.

drupolmoment verschwinden. Fügt man diesem *Rumpf* ein einzelnes *Leuchtnukleon* zu, so nimmt das Einteilchenmodell als grobe Näherung an, dass der Rumpf nicht verändert wird, und die Bewegung des Leuchtnukleons durch das zentrale symmetrische Potential des Rumpfs beschrieben werden kann. Dieses Modell ist insofern erfolgreich, als es die magnetischen Momente einigermassen richtig wiedergibt (SCHMIDT-Linien) und unter Annahme eines geeigneten Potentials und einer starken *Spin-Bahn-Kopplung* die Spins der Grundzustände der Kerne und die *magischen Zahlen* zu erklären vermag. Nach der gemachten Voraussetzung muss man allerdings erwarten, dass das Modell nur für Kerne gut ist, bei denen der Rumpf sehr stabil ist, also für Kerne, die wenige Partikeln ausserhalb der abgeschlossenen Schale aufweisen.

Betrachten wir an dieser Stelle die *elektrischen Quadrupolmomente* etwas genauer. Die gemessenen Momente zeigen sehr eindrücklich die Schalenstruktur der Kerne (siehe Fig. 9). Bei den abgeschlossenen Schalen sind die Quadrupolmomente Null. Eine abgeschlossene Schale plus ein Proton ergibt ein negatives Quadrupolmoment entsprechend dem umlaufenden Partikel, eine abgeschlossene Schale minus ein Proton ergibt ein positives Quadrupolmoment entsprechend dem umlaufenden Loch. Quantitativ stimmen die Quadrupolmomente allerdings nur ungefähr und nur für Kerne mit Massen kleiner als etwa 100 mit den Einteilchenwerten überein. Diese berechnen sich für ein Proton ausserhalb der abgeschlossenen Schale zu $Q = -2(\bar{r}^2)/(2l + 3)$. Dabei ist l der Bahndrehimpuls des Protons und (\bar{r}^2) das mittlere Quadrat seines Bahnradius. Für schwere Kerne, weit weg von den abgeschlossenen Schalen, sind die experimentellen Werte bedeutend (bis 20mal) zu gross. Dies beweist, dass die Hypothese des kugelsymmetrischen Rumpfes für solche Kerne nicht erfüllt ist, und legt die Annahme eines durch die Einwirkung des Leuchtnukleons *polarisierten Rumpfes* nahe.

Dies leitet uns auf die *kollektiven Modelle* über. Nimmt man an, dass der Rumpf zu einem Ellipsoid deformiert ist — wobei die Deformation aus den gemessenen Quadrupolmomenten im Prinzip berechnet werden kann — so kann dieser Rumpf als ganzes *kollektive Bewegungen*, etwa in der Form von Rotationsschwingungen der Oberfläche, ausführen. Die auf diese Weise entstehenden *Rotationsniveaus*¹²⁾ weisen ein charakteristisches und sehr einfaches Spektrum auf, das bei einer grösseren Anzahl von Kernen gefunden worden ist. Dieses Modell ist auch in der Lage, die grossen Übergangswahrscheinlichkeiten gewisser E2-Strahlungen und die grossen Wirkungsquerschnitte für Coulombanregung zu erklären. Da es ferner wegen der Annahme des deformierten Rumpfes die richtige

Grössenordnung für die Quadrupolmomente ergibt, gewinnt heute das Modell für Kerne, weit weg von abgeschlossenen Schalen, immer mehr an Bedeutung.

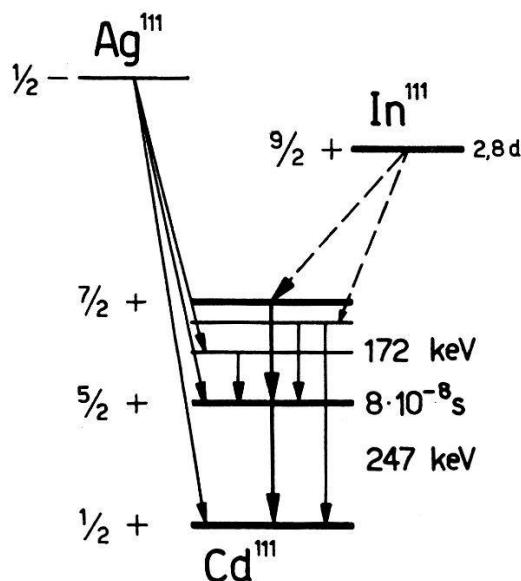
Um die Brauchbarkeit der beiden beschriebenen und der vielen andern Kernmodelle zu diskutieren, muss man alle Kerneigenschaften, die sich mit den Modellen berechnen lassen, mit den Experimenten vergleichen. Hier zeigt sich nun eine grosse experimentelle Lücke, indem wohl die Zahl der gemessenen Grössen gewaltig ist, aber selten von einer zusammenhängenden Gruppe von Niveaus alle Daten bekannt sind. Gerade vom elektrischen Quadrupolmoment, das sehr empfindlich auf die Annahmen über die Kernstruktur reagiert, sind nur wenige Messungen mit meistens kleiner Genauigkeit vorhanden. Diese Arbeit soll nun beitragen, das Material zu erweitern, indem sie eine Methode zur Bestimmung von *Quadrupolmomenten von kurzlebigen Kernzuständen* beschreibt.

Die Messung der Momente stabiler Kerne erfolgt im allgemeinen mit den folgenden Methoden: Hyperfeinstruktur in optischen Atomspektren, Atom- und Molekularstrahlexperimente, Kernresonanz — Induktion und Absorption, Mikrowellenspektroskopie und andern. Für alle diese Methoden benötigt man eine grosse Anzahl von Kernen, sie eignen sich daher in erster Linie für stabile Kerne und für radioaktive Kerne mit Lebensdauern, welche grösser als etwa 1 sec sind. Für Zustände mit Lebensdauern von 10^{-6} sec bis etwa 1 sec dürfte die Kernpolarisation in einer geeigneten Form die Messung der Kernmomente erlauben. Für Zustände von noch kürzerer Lebensdauer, etwa 10^{-9} sec bis 10^{-6} sec, bietet nun die *Beeinflussung der Richtungskorrelation sukzessiver Gammastrahlen durch äussere Felder* eine willkommene Methode. Messungen magnetischer Momente so kurzlebiger Zustände sind zuerst von AEPPLI, ALBERS-SCHÖNBERG, FRAUENFELDER und SCHERRER²⁾ (im folgenden mit HPA 1 zitiert) an Cd¹¹¹ und später von andern Autoren an Pb²⁰⁴¹⁵⁾
²¹⁾ und an Ta¹⁸¹²⁴⁾ ausgeführt worden. In dieser Arbeit soll nun das analoge Experiment zur Bestimmung des Quadrupolmoments beschrieben werden.

Die für die Messung der Kernquadrupolmomente angeregter Zustände zu verwendende Methode beruht darauf, dass sich die Richtungskorrelation sukzessiver Gammastrahlen durch die Wechselwirkung des Quadrupolmoments des mittleren Zustands der Kaskade mit einem inhomogenen elektrischen Feld beeinflussen lässt. Das Experiment wird so ausgeführt, dass man einerseits die ungestörte Korrelation (z. B. in einer flüssigen Quelle¹⁾⁶⁾⁸⁾ misst, und andererseits die aktiven Atome in einen Einkristall einbaut und mit dieser Quelle die durch die Quadrupolwechselwirkung geschwächte

Korrelation bestimmt. Aus dem Vergleich der Korrelationen gewinnt man die Wechselwirkungsenergie und bei bekanntem Feldgradienten das Quadrupolmoment selbst.

Es ist in der Arbeit von ALDER, ALBERS-SCHÖNBERG, HEER und NOVEY¹⁰⁾ (im folgenden mit HPA 2 zitiert) ausführlich beschrieben worden, welche Bedingungen ein angeregter Zustand erfüllen muss, damit die Kernmomente mit Hilfe der Richtungskorrelation gemessen werden können. Neben der oben erwähnten Bedingung der Lebensdauer muss vor allem eine gut messbare, nicht isotrope Winkelverteilung vorhanden sein. Alle Bedingungen zusammen sind so einschränkend, dass nur wenige Kaskaden in Frage kommen, von denen wohl Cd¹¹¹ die beste ist. Diese Kaskade wurde sowohl für die



a)

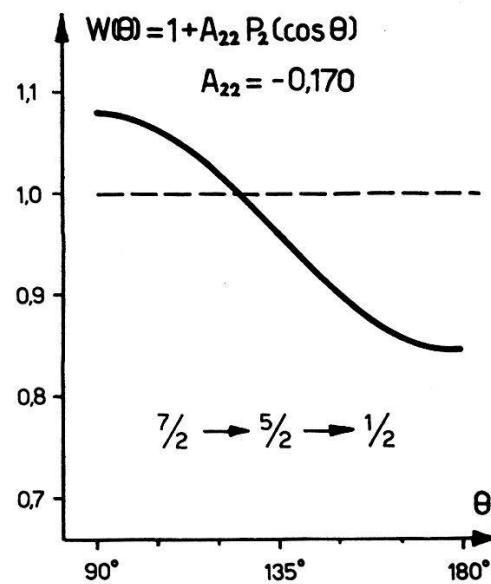


Fig. 1. b)

a) Die angeregten Zustände des Cd¹¹¹. Die Energieangaben beziehen sich auf die von uns untersuchte 7/2—5/2—1/2-Kaskade. b) Die (γ — γ)-Korrelation des Cd¹¹¹. Aus dem gemessenen Wert von $A_{22} = -0,170$ wurde das Mischungsverhältnis des ersten Übergangs zu $I_{E2}/I_{M1} = 0,0133$ bestimmt.

Bestimmung des magnetischen Moments des angeregten Zustands (HPA 1) als auch für die Untersuchung der Beeinflussung der Richtungskorrelation durch äussere Felder (ALBERS-SCHÖNBERG, HEER und SCHERRER⁸⁾ (im folgenden mit HP 3 zitiert) verwendet. Die Mutteraktivität In¹¹¹ hat eine genügend lange Halbwertszeit von 2,84 Tagen und ein gründlich untersuchtes Zerfallsschema (siehe Fig. 1 a). Die Richtungskorrelation der 7/2—5/2—1/2-Kaskade ist ausführlich gemessen worden. Die Resultate, einschliesslich derjenigen der Konversionselektronenkorrelation, unterstützen das Zerfallschema stark⁸⁾¹⁶⁾ (siehe Fig. 1 b).

Wir werden im folgenden Abschnitt kurz die theoretischen Grundlagen der vorgeschlagenen Methode skizzieren, werden dann die Experimente selbst beschreiben und am Schluss die Ergebnisse mit den theoretischen Kernmomenten vergleichen. Im letzten Abschnitt endlich werden wir die Anwendbarkeit der Methode auf andere Fälle und Verbesserungsmöglichkeiten diskutieren.

2. Theorie.

Über die Theorie der Richtungskorrelation (im folgenden mit R.K. abgekürzt) sind seit HAMILTON¹⁸⁾ eine ganze Reihe von Arbeiten veröffentlicht worden. Diese gestatten es, alle Korrelationsfunktionen von praktischer Bedeutung zu berechnen. Wir möchten besonders auf den ausführlichen Artikel von BIEDENHARN und ROSE¹¹⁾ hinweisen, der auch ein nahezu vollständiges Literaturverzeichnis enthält.

In jüngerer Zeit sind die *Schwächungserscheinungen*, welche durch äußere Felder hervorgerufen werden, eingehend untersucht worden. ALDER⁹⁾ berechnet die Einflüsse der extern angelegten Magnetfelder und der elektrischen und magnetischen Hyperfeinaufspaltung. Er gibt ferner eine Methode zur Bestimmung des magnetischen Moments des Zwischenniveaus an. ABRAGAM und POUND¹⁾ diskutieren den Einfluss der Quadrupolwechselwirkung in Kristallen. In den expliziten Formeln beschränken sie sich auf polykristalline Quellen. Die Autoren behandeln ferner die instationäre Wechselwirkung in Flüssigkeiten. ALDER, ALBERS-SCHÖNBERG, HEER und NOVEY (HPA 2) untersuchen die stationäre Quadrupolwechselwirkung speziell im Hinblick auf die Berechnung des Quadrupolmoments. Die Schwächungsformeln für Einkristalle und polykristalline Quellen werden explizit angegeben, wobei auch der Einfluss eines zusätzlichen äußeren Magnetfeldes mit einbezogen wird.

Da in HPA 2 alle Formeln, die wir für unsere Experimente benötigen, abgeleitet worden sind, werden wir uns hier damit begnügen, die Methode zu skizzieren und die Resultate anzugeben. Wir schreiben für die Korrelationsfunktion nach GOERTZEL¹⁷⁾ und ALDER⁹⁾ unter der Voraussetzung stationärer Felder:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{lpmm'} (A_l|H_1|B_m)(B_m|H_2|C_p)(A_l|H_1|B_{m'})^*(B_{m'}|H_2|C_p)^* \times e^{i(\omega_m - \omega_{m'})t}. \quad (1)$$

Dabei ist $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t)$ die Wahrscheinlichkeit dafür, dass zur Zeit $t = 0$ das erste Quant in die Richtung \vec{k}_1 und zur Zeit t das zweite Quant in die Richtung \vec{k}_2 emittiert wird. Mit A_l , B_m und C_p be-

schreiben wir die Wellenfunktionen der drei Zustände A , B und C und mit H_1 und H_2 die Operatoren für die Emission des ersten und zweiten Quants. $\hbar(\omega_m - \omega_{m'})$ ist die durch die äussern Felder bewirkte Energieaufspaltung des mittleren Niveaus, das eine Lebensdauer τ_N besitzt.

Formel (1) gibt die *verzögerte Richtungskorrelation* an, bei der nur Quanten des zweiten Übergangs gemessen werden, die nach einer Zeit t emittiert werden. Werden alle Quanten registriert, so erhält man aus (1) durch Mittelwertsbildung mit dem Gewichtsfaktor e^{-t/τ_N} :

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \frac{\int_0^\infty W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) e^{-t/\tau_N} dt}{\int_0^\infty e^{-t/\tau_N} dt} = \sum_{lpm'm'} (A_l|H_1|B_m)(B_m|H_2|C_p)(A_l|H_1|B_{m'})^*(B_{m'}|H_2|C_p)^* \frac{1}{1 - i(\omega_m - \omega_{m'})\tau_N}. \quad (2)$$

In der Praxis hat der Koinzidenzkreis ein endliches Auflösungsvermögen τ_R . Man hat dann (2) entsprechend zu korrigieren, indem man statt von 0 bis ∞ von 0 bis τ_R integriert. Die resultierenden Korrekturen sind in HPA 2 explizit angegeben. Wir werden im folgenden der Einfachheit halber immer nur die Formeln für die *integrierte Richtungskorrelation*, d. h. für $\tau_R = \infty$ angeben.

Für *axialsymmetrische Felder* und für *gleich empfindliche Zähler* nimmt die R.K. folgende Form an:

$$W(\vartheta, \varphi, \Theta) = \sum_{k_1 k_2 \mu} A_{k_1 k_2} G_\mu^{k_1 k_2} N_\mu^{k_1 k_2} P_\mu^{k_1}(\cos \vartheta \cos \varphi) \times P_\mu^{k_2}(\cos \vartheta \cos (\Theta - \varphi)) \cos \mu \psi. \quad (3)$$

Die Winkel ϑ , φ und ψ beschreiben die Richtung der Symmetrieachse des Feldes relativ zu den beiden Zählern, die einen Winkel Θ einschliessen (siehe Fig. 2a). Dabei ist ψ der Winkel zwischen den beiden Ebenen, gebildet aus der Symmetrieachse und \vec{k}_1 resp. \vec{k}_2 .

Formel (3) wird durch zwei Bedingungen eingeschränkt: 1. Die Empfindlichkeit der beiden Zähler soll so sein, dass $\varepsilon_1(1) \varepsilon_2(2) = \varepsilon_1(2) \varepsilon_2(1)$, wobei $\varepsilon_i(k)$ die Empfindlichkeit des Zählers i für die Strahlung k bedeutet. Diese Bedingung lässt sich meistens erfüllen, wenn nicht, so kann Formel (3) leicht modifiziert werden. Die numerischen Koeffizienten, die in den $G_\mu^{k_1 k_2}$ vorkommen, können dann aber nicht aus den Tabellen in HPA 2 abgelesen werden. 2. Die äussern Felder müssen axiale Symmetrie aufweisen. Diese Forderung bedeutet, dass das Tensorellipsoid des elektrischen Feldgradienten

axialsymmetrisch sein muss. Unsere Arbeit wird nur von tetragonalen Metallgittern handeln, für die Formel (3) anwendbar ist. Bei kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern müssen deren Achsen parallel sein. Dies schliesst die Verwendung von Magnetfeldern bei polykristallinen Quellen aus.

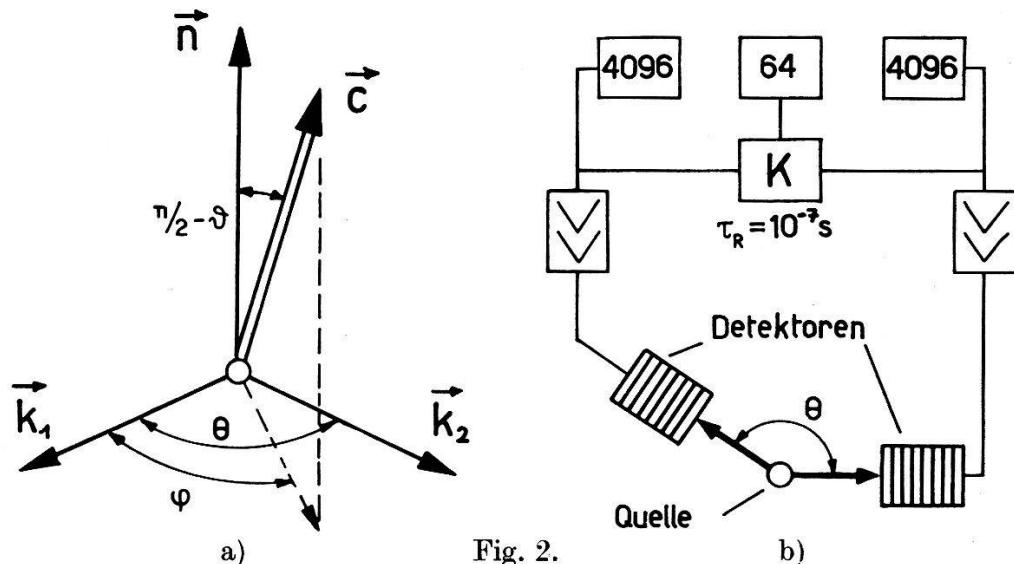


Fig. 2.

a) Allgemeine Anordnung für axialsymmetrische Felder mit der Symmetriechse \vec{c} . \vec{k}_1 und \vec{k}_2 sind die Richtungen des ersten und zweiten Quants, \vec{n} ist die Normale zur Zählerebene. b) Blockschema der ($\gamma - \gamma$) R.K.-Apparatur.

Die einzelnen Faktoren der Formel (3) haben die folgende Bedeutung: $A_{k_1 k_2}$ sind die Koeffizienten der ungestörten Richtungskorrelation

$$W(\Theta) = \sum_k A_{kk} P_k(\cos \Theta). \quad (4)$$

Sie können am einfachsten gemäss der Beziehung

$$A_{k_1 k_2} = F_{k_1}(L_1, I_1, I) F_{k_2}(L_2, I_2, I) \quad (5)$$

den Tabellen von BIEDENHARN und ROSE¹¹⁾ entnommen werden. Die Berechnung der Koeffizienten für gemischte Übergänge ist offensichtlich. $N_{\mu}^{k_1 k_2}$ sind Normierungsfaktoren und durch die Gleichung

$$N_{\mu}^{k_1 k_2} = \sqrt{\frac{(k_1 - \mu)! (k_2 - \mu)!}{(k_1 + \mu)! (k_2 + \mu)!}} \quad (6)$$

definiert. $P_{\mu}^{k_1}$ und $P_{\mu}^{k_2}$ sind die Legendreschen Polynome.

Um die für die numerische Rechnung komplizierte Formel (3) zu vereinfachen, ist es nützlich, nur die Größen $W(\vartheta, \varphi, \pi)$ und $W(\vartheta, \varphi, \pi/2)$ zu messen und die *Anisotropie* durch

$$\varepsilon = W(\pi)/W(\pi/2) - 1 \quad (7)$$

zu definieren. Auch so bleibt die Formel noch reichlich kompliziert;

sie wird aber stark vereinfacht, wenn wir für einen der Winkel φ oder ϑ den speziellen Wert 0 wählen (siehe Experiment 1 und 2 im Abschnitt 5), oder wenn wir über ϑ und φ integrieren, d. h. polykristalline Quellen verwenden.

Der Einfluss der äussern Felder auf die R.K. liegt ganz in den sogenannten *Schwächungsfaktoren* oder *G-Faktoren* $G_{\mu}^{k_1 k_2}$. Diese enthalten neben der Lebensdauer τ_N die Energiedifferenzen $E_m - E_{m'}$ des durch die äussern Felder aufgespaltenen mittleren Niveaus:

$$E_m - E_{m'} = \frac{eQ}{4} \frac{\partial E_z}{\partial z} \frac{3(m^2 - m'^2)}{I(2I-1)} + g\mu_k IH(m-m') \quad (8)$$

Q = Quadrupolmoment des angeregten Zustands,
 $\partial E_z / \partial z$ = elektrischer Feldgradient bezogen auf die Symmetrieachse,
 H = angelegtes Magnetfeld,
 $g\mu_k I = \mu$ = magnetisches Moment des angeregten Zustands.

Diese Aufspaltung ist für magnetische, elektrische und kombinierte Wechselwirkung in den Fig. 3a, 3b und 3c für $I = 5/2$ skizziert. Die Formeln für die *G-Faktoren* lassen sich stark vereinfachen, wenn wir folgende *Wechselwirkungsparameter* einführen:

$$x = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \tau_N = \omega_{21} \tau_N = \frac{eQ}{4\hbar} \frac{\partial E_z}{\partial z} \frac{3}{(2I-1)I} \tau_N, \quad \text{für } I \text{ ganz} \quad (9)$$

$$x = \frac{E_{3/2} - E_{1/2}}{\hbar} \tau_N = \omega_{3/2 \ 1/2} \tau_N = \frac{eQ}{4\hbar} \frac{\partial E_z}{\partial z} \frac{6}{(2I-1)I} \tau_N, \quad \text{für } I \text{ halbzahlig}$$

für die *elektrische Quadrupolwechselwirkung* und

$$y = \frac{E_m - E_{m-1}}{\hbar} \tau_N = \omega_{m \ m-1} \tau_N = \frac{g\mu_k H}{\hbar} \tau_N \quad (10)$$

für die *magnetische Dipolwechselwirkung*. Mit den so definierten Grössen x und y erhalten wir für die Schwächungsfaktoren:

$$G_{\mu}^{k_1 k_2} = \frac{1}{2} \sum_m S_{m\mu}^{k_1 k_2} \left[\frac{1}{1 + (mx + \mu y)^2} + \frac{1}{1 + (mx - \mu y)^2} \right]. \quad (11)$$

Man beachte, dass die Formel für rein magnetische Wechselwirkung wegen der äquidistanten Aufspaltung ausserordentlich vereinfacht wird:

$$G_{\mu}^{k_1 k_2} (\text{magnetisch}) = \frac{\delta_{k_1 k_2}}{1 + (\mu y)^2}. \quad (12)$$

Für polykristalline Quellen mit rein elektrischer Wechselwirkung erhält man aus (3) durch Integration über ϑ und φ :

$$W(\Theta) = \sum_k A_{kk} G^{kk} P_k(\cos \Theta) \quad \text{mit} \quad G^{kk} = \sum_m \frac{S_m^{kk}}{1 + (mx)^2}. \quad (13)$$

Die Koeffizienten $S_{m\mu}^{k_1 k_2}$ und S_m^{kk} sind in HPA 2 tabelliert.

3. Das Vorzeichen der Kernmomente.

Aus Formel (11) ist ersichtlich, dass bei einem Vorzeichenwechsel von x oder y die G -Faktoren und damit die Schwächungserscheinungen dieselben bleiben. Ein Experiment, bei dem die für die Gleichung (3) gemachten Voraussetzungen erfüllt sind, kann deshalb nur die Grösse, nicht aber das Vorzeichen der Kernmomente ergeben.

Eine Methode zur Bestimmung des Vorzeichens des magnetischen Moments wird von ALDER⁹⁾ angegeben: Misst man die Korrelationsfunktion unter dem Einfluss eines Magnetfeldes in einer Anordnung, in der die beiden Zähler nicht für beide Strahlungen gleich empfindlich sind, so wird die Symmetrie um $\Theta = 90^\circ$ aufgehoben. Da die

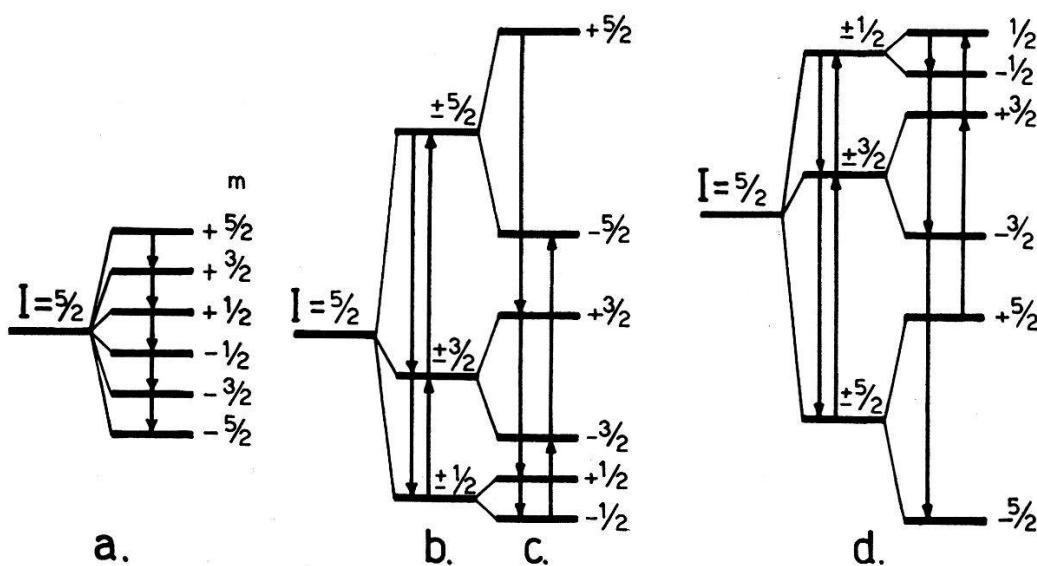


Fig. 3.

Aufspaltung des Niveaus $I = 5/2$ a) im magnetischen, b) im elektrischen und c) im kombinierten elektrischen und magnetischen Feld. d) Aufspaltung im kombinierten Feld, wobei gegenüber b) und c) das Vorzeichen von Q umgekehrt wurde. Mit Pfeilen bezeichnet sind die Übergänge $\Delta m = +1$.

Phasenverschiebung linear von y abhängt, ermöglicht sie die Messung des Vorzeichens von y und damit von μ . Derartige Experimente sind bei Cd¹¹¹ (HPA 1), bei Pb²⁰⁴¹⁵⁾²¹⁾ und bei Ta¹⁸¹²⁴⁾ durchgeführt worden. Sie ergeben wertvolle Hinweise auf die Konfigurationen der ersten angeregten Zustände dieser Kerne.

Leider ist die analoge Bestimmung des Vorzeichens des Quadrupolmoments nicht möglich, da keine Phasenverschiebung auftritt. Der Grund liegt darin, dass die Energien der Zustände $\pm m$ bei elektrischer Aufspaltung dieselben sind. Aus dem Aufspaltungsschema der Fig. 3 ist ersichtlich, dass das Frequenzspektrum $\omega_{mm'}$ unabhängig vom Vorzeichen von Q ist, welches daher durch die

Einkristallexperimente – auch bei Verwendung von kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern – nicht gemessen werden kann. ABRAGAM und POUND¹⁾ haben darauf hingewiesen, dass die Bestimmung des Vorzeichens des elektrischen Quadrupolmoments mindestens prinzipiell möglich ist, wenn es gelingt, die Abweichung des Hyperfeinaufspaltungsschemas von der *Landeschen Intervallregel* zu messen. In Fig. 4 ist die Hyperfeinaufspaltung eines freien

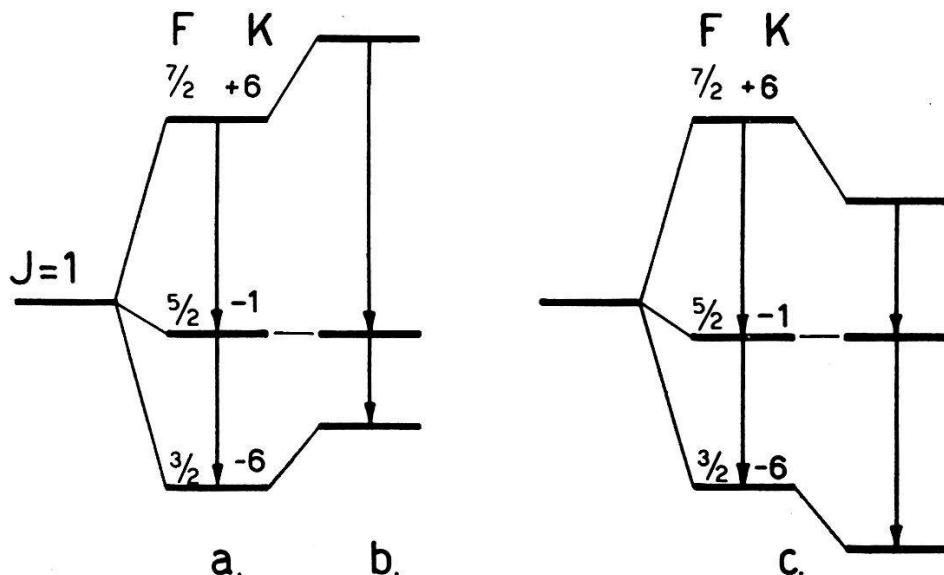


Fig. 4.

Hyperfeinaufspaltung eines Zustands mit $J = 1$, $I = 5/2$ bei a) magnetischer, b) magnetischer und elektrischer Wechselwirkung. c) Wie a) und b) jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen von Q . Man beachte, dass sich für die beiden Vorzeichen verschiedene Aufspaltungsbilder ergeben.

Atoms für beide Vorzeichen von Q aufgezeichnet. (Für die Berechnung siehe z. B. KOPFERMANN²⁰). Daraus ist ersichtlich, dass für die beiden Vorzeichen ein verschiedenes Spektrum von Frequenzen auftritt. Die von ABRAGAM und POUND vorgeschlagene Methode ist jedoch in der Praxis schwer durchführbar. Einerseits ist es kaum möglich, genügend starke Quellen *freier*, radioaktiver Atome herzustellen und anderseits können die kleinen Abweichungen der Frequenzen von der Landeschen Intervallregel unserer Ansicht nach nicht gemessen werden.

4. Die experimentellen Methoden.

Im Abschnitt 2 wurde gezeigt, dass der Einfluss stationärer, äusserer Felder auf die R.K. durch Schwächungsfaktoren $G_{\mu}^{k_1 k_2}$ und G^{kk} beschrieben werden kann. Jedes Experiment, welches diese G -Faktoren liefert, gestattet es im Prinzip, die Kernmomente zu berechnen. In diesem Abschnitt soll nun diskutiert werden, welches

experimentelle Vorgehen für die Bestimmung des magnetischen Dipolmoments und des elektrischen Quadrupolmoments eines angeregten Zustands am besten geeignet ist.

Die in Abschnitt 2 gegebene Formel (12) für die Bestimmung des *magnetischen Moments* ist nur gültig, wenn allein die Wechselwirkung mit dem extern angelegten Magnetfeld vorhanden ist. Sofern es gelingt, eine ungestörte Quelle herzustellen — wovon man sich am besten mit einem *Delay-Experiment* überzeugt — können folgende Verfahren angewendet werden:

1. Die R.K. wird als Funktion des angelegten Magnetfeldes gemessen und mit (3) und (12) verglichen. Sind die beiden Zähler nicht für beide Strahlungen gleich empfindlich, so ist die verallgemeinerte Formel nach HPA 2 (Seite 782) zu verwenden.

2. Die Korrelationsfunktion wird bei konstantem Magnetfeld als Funktion der Verzögerungszeit im einen Kanal gemessen.

3. Es wird die Drehung der Symmetrieebene der R.K. als Funktion des Magnetfeldes gemessen in einer Anordnung, in der der Zähler 1 nur für die Strahlung 1 und der Zähler 2 nur für die Strahlung 2 empfindlich ist. Diese Methode ist dann vorteilhaft, wenn wegen störenden Koinzidenzen der eine Kanal um mindestens τ_R verzögert wird.

Sofern es nicht gelingt, ungestörte Quellen herzustellen, ist folgendermassen vorzugehen:

a) Als Quelle findet eine Flüssigkeit Verwendung. Die Grösse der instationären Quadrupolwechselwirkung¹⁾ wird aus einem Delay-Experiment oder aus einer Messung der R.K. als Funktion der Viskosität der Flüssigkeit bestimmt. Im übrigen können die Verfahren 1 bis 3 angewandt werden, wobei das magnetische Moment nach ABRAGAM und POUND¹⁾ berechnet werden muss.

b) Als Quelle findet ebenfalls eine Flüssigkeit Verwendung. Sofern die R.K. genügend grosse P_2 - und P_4 -Terme enthält und deren Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen wird, so kann man daraus sowohl die ungestörten Koeffizienten A_{kk} , als auch den Wechselwirkungsparameter und das magnetische Moment berechnen.

c) Als Quelle findet ein axialsymmetrischer Einkristall Verwendung. Die Symmetrieachse des Kristalls wird parallel zum Magnetfeld gelegt. Aus Experimenten vom Typus 1 bis 3 wird das magnetische Moment nach Formel (3) und (11) berechnet.

In allen Fällen wird das Magnetfeld am einfachsten senkrecht zur Zählerebene orientiert. Bei den Methoden 1 und 3 soll das Auflösungsvermögen der Koinzidenzapparatur wenn möglich ein Vielfaches der Lebensdauer τ_N sein, bei der Methode 2 dagegen kurz gegen $1/\omega_{mm'}$.

Zur Bestimmung des *elektrischen Quadrupolmoments* gelten ähnliche Grundsätze. Die Beeinflussung durch die magnetische Hyperfeinaufspaltung ist zu vermeiden, und es sind daher diamagnetische Quellen zu verwenden.

Sind die Spinzuordnung der Kaskade und die Multipolordnungen der Strahlungen mit Sicherheit bekannt, so kann man daraus die theoretische, ungestörte R.K. berechnen. Aus der Messung an einer gestörten, polykristallinen Quelle kann dann unter der Annahme, dass die Störung allein durch die Quadrupolwechselwirkung hervorgerufen wird, nach (11) die Quadrupolkopplung berechnet werden. Dieses Verfahren zur Bestimmung des Quadrupolmoments ist sehr einfach, aber auch gefährlich, wie leicht anhand von Beispielen nachgewiesen werden kann. Streuung in der Quelle und in deren Umgebung, Absorption in der Quelle, störende andere Kaskaden und ungenaue Raumwinkelkorrekturen können oft eine Schwächung vortäuschen oder verfälschen. *Die Quadrupolkopplung darf daher erst als nachgewiesen betrachtet werden, wenn der für diese Wechselwirkung typische Verlauf der Schwächungsfaktoren als Funktion einer ihrer Variablen gezeigt ist.* Drei Möglichkeiten stehen dazu zur Verfügung: a) Die Variation der *Verzögerungszeit* im einen Kanal, b) die Variation eines *geometrischen Parameters* und c) die Verwendung eines *zusätzlichen Magnetfeldes*.

a) Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass Pulverquellen verwendet werden können, der Nachteil, dass die Messung ausserordentlich viel Zeit in Anspruch nimmt und eine sehr gute elektronische Apparatur voraussetzt⁸⁾. Unsere Experimente ergaben, dass diese Methode in bezug auf die erreichbare Genauigkeit nicht mit den Methoden b) und c) vergleichbar ist.

b) Diese Methode setzt die Verwendung eines *axialen Einkristalls* voraus. Das Züchten und Orientieren dieses Kristalls erfordert eine Zeit von mehreren Stunden. Die Aktivität muss daher eine entsprechende Halbwertszeit aufweisen, sofern sie nicht durch eine (n, γ) -Reaktion im bereits gezüchteten Kristall erzeugt werden kann. Die Messung wird so durchgeführt, dass man die R.K. als Funktion der Orientierung der Symmetrieachse des Kristalls (die im folgenden als \vec{c} -Achse bezeichnet wird) bezüglich der beiden Zähler misst. Um die Formeln einfach zu gestalten, ist es vorteilhaft, nur die Anisotropie $\varepsilon = W(\pi)/W(\pi/2) - 1$ zu messen. Einer der Winkel ϑ oder φ , welche die Orientierung der \vec{c} -Achse beschreiben, wird am besten zu Null gewählt. Die Anordnung mit $\varphi = 0$, die in HPA 2 als experimentelle Anordnung 1 bezeichnet wird, ergibt die grössere Genauigkeit als die experimentelle Anordnung 2 mit $\vartheta = 0$.

c) Da die Schwächungsfaktoren vorläufig nur für axiale Felder berechnet worden sind, bedingt auch diese Methode, bei der gleichzeitig elektrische und magnetische Felder vorhanden sind, die Verwendung eines axialsymmetrischen Einkristalls. Die \vec{c} -Achse und die Richtung des Magnetfeldes müssen parallel sein und werden am besten senkrecht zur Zählerebene gelegt. Diese Methode bietet den Vorteil, dass das magnetische Moment und das elektrische Quadrupolmoment in einem Experiment bestimmt werden können. Mit einiger Rechenarbeit könnten auch die Schwächungsfaktoren für nicht parallele Feldachsen berechnet werden, worauf sich für diese Methode die viel einfacher herzustellenden polykristallinen Quellen verwenden liessen.

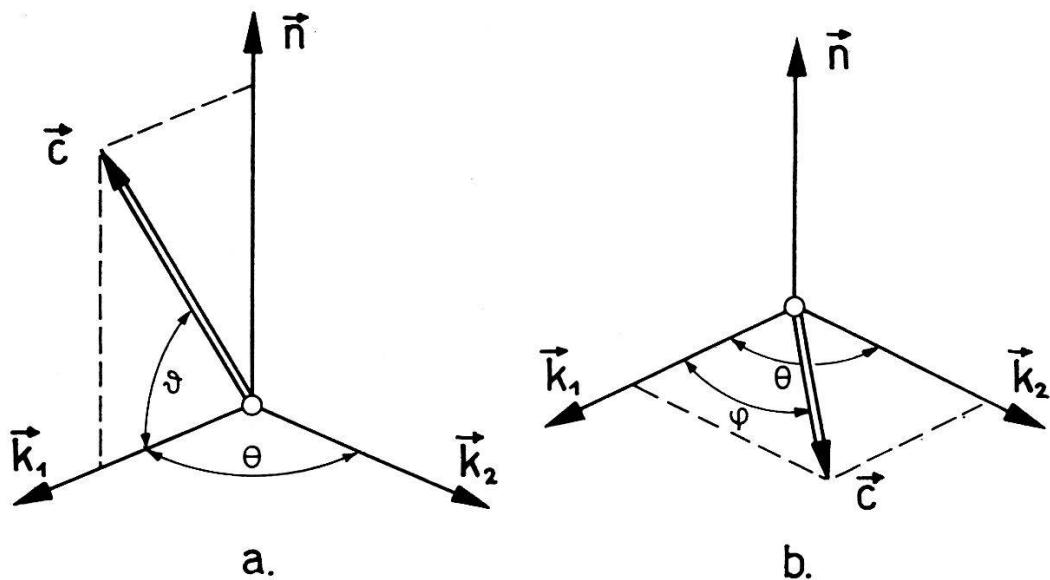
Ganz allgemein können wir sagen, dass für die erfolgreiche Durchführung der Bestimmung eines Kernmoments die folgenden Bedingungen grundlegend sind: 1. Das Zerfallsschema muss genau bekannt sein. 2. Es muss durch Messung an ungestörten Quellen die theoretische R.K. bestätigt werden. 3. Bei der Messung der Kernmomente selbst muss durch Vergleich der gemessenen und der theoretischen Schwächungsfaktoren nachgewiesen werden, dass keine unerwünschte Wechselwirkung vorhanden ist. Diese Forderung bedingt auf jeden Fall, dass die Schwächungsfaktoren als Funktion eines ihrer Parameter gemessen werden.

5. Einkristall-Experimente.

Einkristallexperimente stellen gemäss Abschnitt 4 eine der Möglichkeiten dar, um das Quadrupolmoment eines angeregten Zustands zu messen. Das Prinzip dieser Experimente ist folgendes: Man baut die aktiven Atome (In^{111}) in einen Einkristall aus Indiummetall ein und misst die Schwächung der Richtungskorrelation als Funktion der Orientierung der \vec{c} -Achse des Kristalls gegenüber der Detektoranordnung. Durch eine Ausgleichsrechnung gewinnt man die Wechselwirkungsgröße x und damit im Prinzip das Quadrupolmoment des mittleren Zustands der Kaskade. Kurze Mitteilungen über derartige Experimente sind bereits erschienen³⁾⁵⁾.

Die Einkristalle werden wie folgt hergestellt und orientiert: Die 2,84 d-Aktivität In^{111} wird im Zyklotron durch Bestrahlung von Cadmium mit Protonen hergestellt. Das aktive In^{111} wird chemisch vom Targetmaterial getrennt. Zu diesem Zweck löst man die von der Target abgekratzten Späne in HNO_3 und gibt als Träger 10 μg stabiles Indium zu. Mit NH_3 wird $In(OH)_3$ ausgefällt, während das Cadmium in Lösung bleibt. Der Niederschlag wird wegzentrifugiert, gewaschen und wieder in HNO_3 gelöst. Dieses Verfahren wiederholt

man mehrmals, worauf man das In(OH)_3 in Ameisensäure löst. Aus dieser Lösung wird Indium elektrolytisch auf einen dünnen Indiumdraht abgeschieden. Der aktive Teil des Drahtes wird im Hochvakuum und im Wasserstoffstrom auf etwa 400°C geheizt, bis eine glänzende, vollkommen reine Metallkugel entsteht, in der die Aktivität homogen verteilt ist. Das Metall wird in eine Glasampulle gebracht, die im Hochvakuum abgeschmolzen wird. Diese Ampulle besitzt einen Durchmesser von ca. 1 mm und ist an einem Ende in



a) Experimentelle Anordnung 1. b) Experimentelle Anordnung 2.

eine Kapillare von ca. 0,1 mm Durchmesser und 15 mm Länge ausgezogen. In einer heizbaren Zentrifuge treibt man das Indium in die Kapillare hinein.

Zur Züchtung des Einkristalls wird das Präparat in einem Ofen auf 200°C erhitzt und dann mit einer Geschwindigkeit von 10 cm/h herausgezogen, und zwar so, dass die Abkühlung bei der Kapillare beginnt. Von den am Ende der Kapillare entstehenden Kristallkeimen gelangt nur einer durch die Kapillare in die eigentliche Ampulle, so dass dort ein Einkristall wächst. Das Glas wird in Flussäure aufgelöst und der dünne, polykristalline Fortsatz mit Salpetersäure entfernt. Der Einkristall, der ein Volumen von ca. 1 mm^3 besitzt, wird zur Orientierung auf einen Goniometerkopf montiert. Drei Drehkristallaufnahmen mit verschiedenen Drehachsen gestatten es, die Lage der Symmetriechse festzulegen. Das Goniometer wird dann so eingestellt, dass die \vec{c} -Achse senkrecht zur Rotationsachse des Goniometers steht und in die Richtung des angebrachten Zeigers weist (Fig. 6).

Der Goniometerkopf mit dem orientierten Einkristall wird in der Richtungskorrelationsapparatur befestigt. Wir haben zwei geometrisch verschiedene experimentelle Anordnungen 1 und 2 gewählt, deren Definitionen aus Fig. 5 ersichtlich sind (siehe auch HPA 2). Fig. 6 zeigt ein Bild der Apparatur mit dem Goniometerkopf in der Anordnung 2. Wie bereits früher erwähnt, wird nicht die ganze Korrelationsfunktion, sondern nur die Anisotropie $\epsilon = W(\pi)/W(\pi/2) - 1$ gemessen. Zu diesem Zweck werden die Anzahl

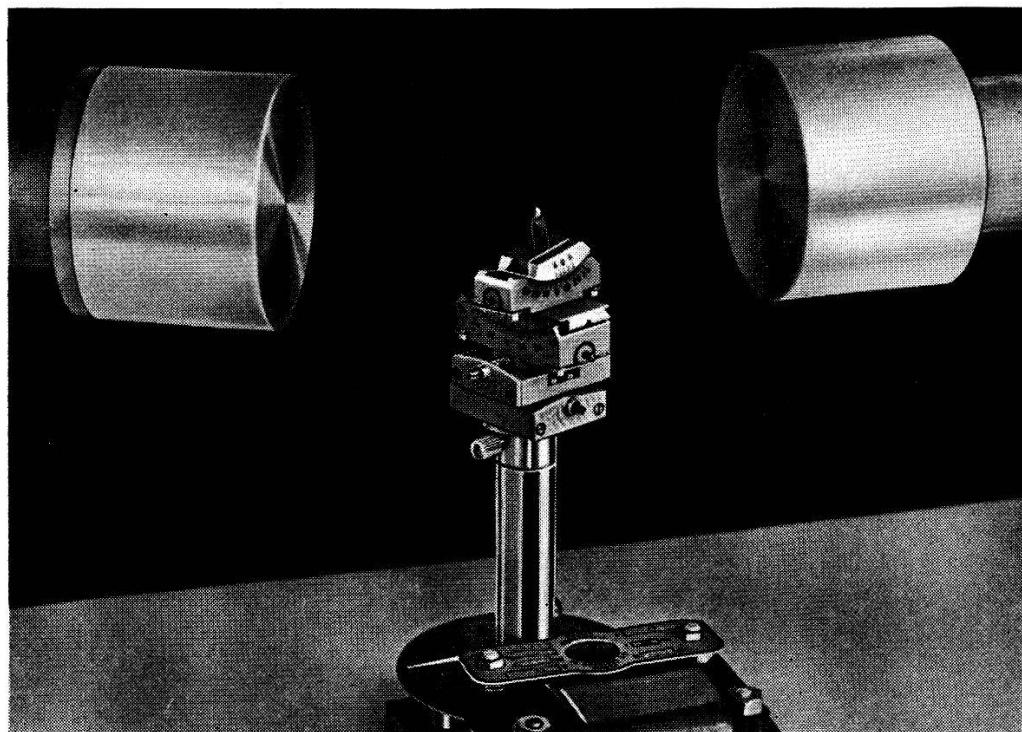


Fig. 6.

Bild der (γ - γ)-Apparatur in der Experimentellen Anordnung 2. Im Zentrum der Indium-Einkristall auf dem drehbaren Goniometerkopf montiert.

der Koinzidenzen unter 90° und unter 180° in Messintervallen von je 5 min registriert. Alle 30 min wird der Goniometerkopf um einen Winkel von 15° gedreht. Die Drehung des Detektors und des Goniometers sowie die Ablesung der Zählerstände erfolgt automatisch. Die Messung an einem Kristall dauert etwa 24 h.

Die Fig. 7a und 7b zeigen die Resultate, die mit einer Quelle in den Anordnungen 1 und 2 erhalten worden sind. Die Kurven müssen verglichen werden mit den theoretischen Funktionen, die nach Formel (3) komplizierte Ausdrücke ergeben und die am besten explizit der Arbeit HPA 2 entnommen werden. Aus diesen Funktionen wird mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung, in die die Korrekturen für das endliche Auflösungsvermögen der Koinzidenzanordnung ($\tau_R \sim 3 \cdot 10^{-7}$ sec) und für die endlichen Raumwinkel der Detek-

toren ($\Omega/4\pi = 0,02$) einbezogen werden, die Wechselwirkungsgrösse x bestimmt. Die ungestörte Richtungskorrelation ist nicht genau bekannt, da der zweite Übergang der Kaskade gemischt ist. Aus diesem Grund wurde der Koeffizient A_{22} der Verteilung $W(\Theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \Theta)$ nicht als bekannt vorausgesetzt, sondern ebenfalls durch die Ausgleichsrechnung bestimmt. In Tab. 1 sind die Werte für x , die wir aus den Einkristall-Experimenten erhalten haben, zusammengestellt. In Abschnitt 7 werden wir aus diesen Werten das Quadrupolmoment selbst berechnen.

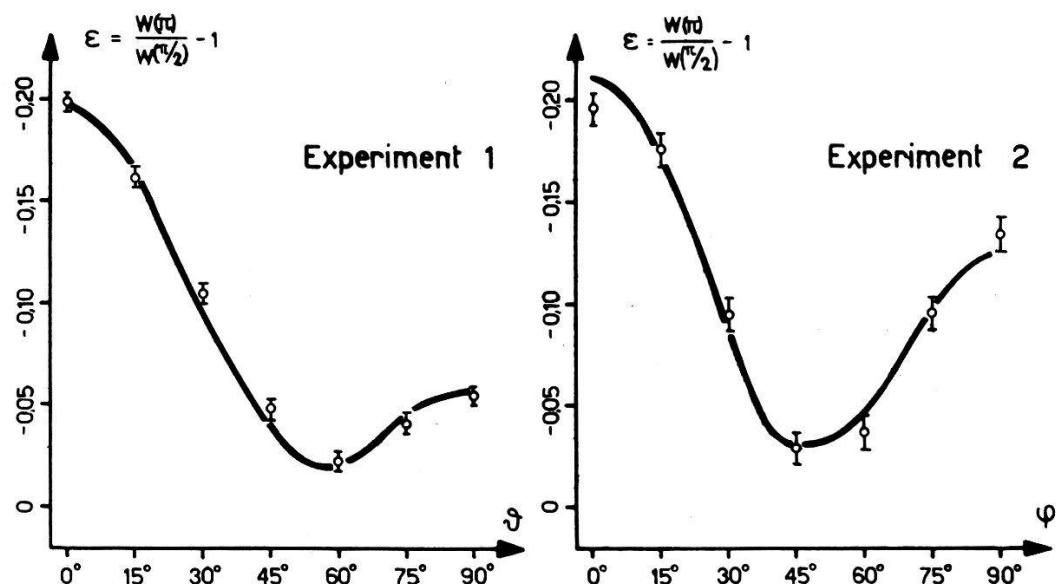


Fig. 7.

Resultate einer Einkristall-Messung in den Experimentellen Anordnungen 1 und 2.

Zur Beurteilung der Genauigkeit der Experimente müssen wir die quantitative Übereinstimmung von Experiment und Theorie prüfen. Insbesondere haben wir nachzuweisen, dass die Quadrupolwechselwirkung die einzige Wechselwirkung ist, und dass keine magnetische ($I-J$)-Kopplung vorhanden ist. An und für sich ist zwar das Cadmium-Ion diamagnetisch. Nach dem K -Einfang kann jedoch die Elektronenhülle für eine gewisse Zeit angeregt sein und ein magnetisches Moment besitzen. Zur Quadrupolwechselwirkung muss dann die magnetische Wechselwirkung hinzugezählt werden. Diese ergibt wegen der verschiedenen m -Abhängigkeit einen verschiedenen Verlauf der Anisotropie als Funktion der Winkel ϑ und φ . Vergleicht man in den Figuren 7a und 7b die Lage der experimentellen Punkte mit den für reine Quadrupolwechselwirkung berechneten theoretischen Kurven, so sieht man, dass die Übereinstimmung gut ist. Eine Ausgleichsrechnung nach der elektrischen und nach der magnetischen Wechselwirkung ergab, dass die Bei-

mischung an magnetischer Wechselwirkung kleiner als 5% sein muss, sofern sie überhaupt vorhanden ist. Es darf demnach angeommen werden, dass die angeregte Elektronenhülle in diesem Fall keine Rolle spielt und dass die Genauigkeit der gemessenen elektrischen Wechselwirkung x im wesentlichen durch den statistischen Fehler bestimmt ist. Störend könnte ferner der Rückstoss der Kerne nach der Emission des ersten Gamma-Quants wirken. Aus der guten Übereinstimmung von Experiment und Theorie schliessen wir, dass auch dieser Effekt vernachlässigt werden kann.

6. Experimente mit kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern.

Die Stärke der elektrischen Wechselwirkung kann nicht kontinuierlich variiert werden. Man hat deshalb irgendeinen andern Parameter der G -Faktoren zu variieren, um eine Kurve zu erhalten, die quantitativ mit der Theorie verglichen werden kann. Im letzten Abschnitt wurden die *Einkristall-Experimente* besprochen, bei denen die Richtung der Feldachse variiert wird. In HPA 3 werden *Delay-Experimente* diskutiert, bei denen die Verzögerungszeit im einen Kanal als Variable dient.

Eine sehr elegante Methode wird durch die zusätzliche Verwendung eines *Magnetfeldes* geschaffen⁴⁾. Dieses wird parallel zur Symmetrieachse des Kristalls angelegt und der Einfachheit halber senkrecht zur Zählerebene orientiert. Schreibt man für die unstörte R.K. $W(\Theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \Theta)$, so erhält man für die R.K. mit kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern:

$$W(\Theta) = 1 + B_2 \cos 2\Theta \quad (14)$$

$$B_2 = (3/4 G_2^{22} A_{22} - \sqrt{15}/8 G_2^{24} A_{24})/(1 + 1/4 A_{22}).$$

Dabei sind die Koeffizienten A_{22} und A_{24} durch die Gleichung (5) und die Schwächungsfaktoren G_2^{22} und G_2^{24} durch die Gleichung (11) gegeben.

Der Koeffizient B_2 , der als Funktion der Stärke des angelegten Magnetfeldes gemessen wird, zeigt folgenden spezifischen Verlauf: Beim Feld $H = 0$ ist der Wert von B_2 durch die reine Quadrupolwechselwirkung gegeben. Mit steigendem Feld wächst der Koeffizient bis zu einem Maximum und fällt dann ab nach Null (siehe Fig. 8). Dieses Verhalten kann im Vektormodell sehr gut verstanden werden. Die elektrische Wechselwirkung bewirkt, dass die Kernspins um die Kristallachse präzedieren, wobei beide Drehrichtungen gleich wahrscheinlich sind. Die magnetische Wechselwirkung erzeugt andererseits eine Präzession in nur einer Richtung. Wenn man

beide Präzessionen überlagert und die Stärke des Magnetfeldes so wählt, dass die elektrische und die magnetische Präzessionsfrequenz dem Betrage nach gleich gross werden, so hört die eine Hälfte der Kerne auf zu präzidieren und gibt Anlass zu einem Maximum. (Dieses einfache Bild gilt für $I = 1$, für höhere Spins treten mehrere Frequenzen auf und die Verhältnisse werden etwas komplizierter.)

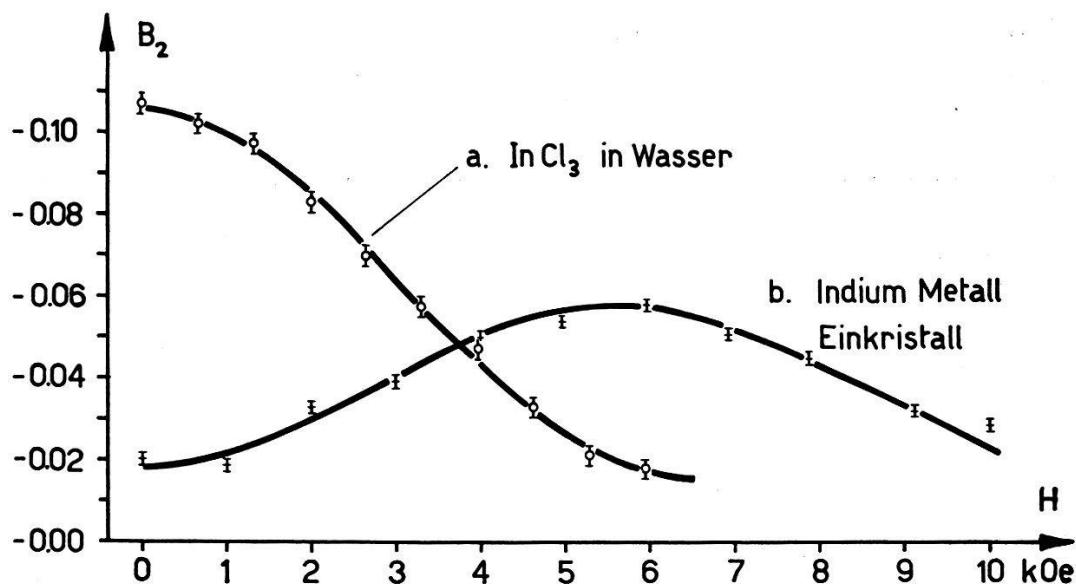


Fig. 8.

Resultate der Messungen im Magnetfeld. a) Flüssige Quelle (InCl_3 in H_2O).
b) Indium-Einkristall mit kombinierter elektrischer und magnetischer Wechselwirkung.

Der verwendete Magnet liefert eine Feldstärke von 20000 Oersted bei einem Polabstand von 15 mm. Die Homogenität ist besser als 0,1% über die Quellenausdehnung von 1 mm. Die beträchtliche Masse des Magneten in der Nähe der Quelle und der Detektoren gibt Anlass zu einer grossen Anzahl gestreuter Quanten. Mit seitlichen Absorbern von 2 mm Blei konnte der Effekt so weit vermindert werden, dass die Streuung am Magneten die R.K. um nicht mehr als einen Faktor 0,95 verschmierte. Diese Verschmierung wurde für verschiedene Koeffizienten B_2 experimentell gemessen und bei den Resultaten in Rechnung gestellt.

Fig. 8 b gibt das Resultat einer Messung mit einem Indium-Einkristall wieder. Eine Ausgleichsrechnung mit den üblichen Korrekturen ergab Werte für die elektrische Wechselwirkungsgrösse x und für das magnetische Moment μ , die in den Tabellen 1 und 2 aufgeführt sind. Während der Wert von μ sehr gut mit den übrigen Werten übereinstimmt, zeigt der Wert von x eine Abweichung von den Einkristallresultaten, die ausserhalb des statistischen Fehlers liegt. Wir

deuten dies durch mangelhafte Orientierung des Einkristalls, den wir für das Experiment mit kombinierten Feldern benutzt haben.

Tabelle 1.

Zusammenstellung der gemessenen Werte des Wechselwirkungsparameters x in Indium-Metall-Quellen. Die relativ grossen Schwankungen der Resultate der polykristallinen Quellen dürfte davon herkommen, dass die Quellen aus einigen wenigen Kristalliten bestehen und dass deshalb die Korrelation von der Orientierung der Quelle in der Messapparatur abhängt. Der Mittelwert vieler, beliebig orientierter, nicht idealer Quellen kann als repräsentativ für die ideale Pulverquelle betrachtet werden.

Art des Experiments	Quelle	Wechselwirkungsparameter x
Einkristallexperiment Anordnung 1	Indium Metall	1,573 \pm 0,035
	Einkristall	1,601 \pm 0,018
Einkristallexperiment Anordnung 2	Indium Metall	1,85 \pm 0,14
	Einkristall	
Kombiniertes elektrisches und magnetisches Feld	Indium Metall	2,00 \pm 0,10
	Einkristall	
Vergleich von polykristallinen Quellen und geschmolzenem Indium	Indium Metall	1,50 \pm 0,08
	polykristallin	1,50 \pm 0,08
	und flüssig	1,35 \pm 0,09
		2,10 \pm 0,10
Mittelwert		1,606 \pm 0,017

Tabelle 2.

Zusammenstellung der Messungen des magnetischen Moments des ersten angeregten Zustands von Cd¹¹¹.

Art des Experiments	Quelle	g	μ/μ_k
„Ungestörte Quelle“ im Magnetfeld	Gallium Metall flüssig	- 0,290 \pm 0,022 - 0,282 \pm 0,022	- 0,724 \pm 0,055 - 0,704 \pm 0,055
	InCl ₃ in H ₂ O	- 0,298 \pm 0,022	- 0,746 \pm 0,055
	Indium Metall	- 0,289	- 0,721
	Einkristall	\pm 0,025	\pm 0,062
Mittelwert		- 0,290 \pm 0,019	- 0,725 \pm 0,047
Frühere Messungen (HPA 1)			
„Ungestörte Quelle“ im Magnetfeld	In Metall in Ag (Doppelstrahl)	- 0,28 \pm 0,05	- 0,70 \pm 0,12

Das Resultat dieser Methode ist, dass man sowohl die elektrische als auch die magnetische Wechselwirkung in einer Messung erhält. Das komplizierte Züchten eines Einkristalls kann im Prinzip sogar vermieden werden. Man erhält aus einem Experiment, bei dem eine Pulverquelle verwendet wird, genau die gleichen Aussagen. In diesem Fall sind aber die beiden Felder nicht bei allen Atomen parallel und die Theorie von HPA 2 lässt sich nicht darauf anwenden. Es ist zu erwarten, dass für dieses äusserst interessante Experiment die Rechnungen in naher Zukunft auch ausgeführt werden.

7. Das elektrische Quadrupolmoment des ersten angeregten Zustands des Cd¹¹¹.

Messungen des elektrischen Quadrupolmoments und des magnetischen Dipolmoments sind sehr ähnlich im Prinzip, jedoch stark verschieden in der erreichbaren Genauigkeit. Der Unterschied kommt daher, dass wohl makroskopische und daher leicht ausmessbare Magnetfelder, jedoch nur mikroskopische elektrische Feldgradienten von genügender Stärke zur Verfügung stehen. Es scheint nicht möglich zu sein, die Grösse dieser Feldgradienten experimentell zu bestimmen, weshalb man auf sehr komplizierte und ungenaue Rechnungen angewiesen ist.

Zur Berechnung von $\partial E_z / \partial z = \partial^2 \Phi / \partial z^2$ am Ort des Kerns können wir das Potential in folgende Teile aufspalten: Φ_1 herrührend von den punktförmig gedachten Ladungen in den Gitterpunkten des Kristalls, Φ_2 von den nicht kugelförmigen Atomhüllen der Ionen in den Gitterpunkten und Φ_3 von den Metallelektronen. Φ_1 kann man mit der Ewaldschen Methode exakt berechnen¹⁴⁾. Für die Berechnung von Φ_2 und Φ_3 sollte man eigentlich das Gesamtpotential bereits kennen und daraus die Ladungsverteilung bestimmen. Da dies nicht möglich ist, hat man Modellvorstellungen zu Hilfe zu nehmen, welche die Berechnungen sehr unsicher machen.

BRAUN¹³⁾ und LEIDENIX²²⁾ haben die beiden folgenden Grenzfälle betrachtet: a) Die Ionen sind kugelsymmetrisch und die Metallelektronen sind homogen im Kristall verteilt. Dieses Modell gibt eine untere Grenze für den Feldgradienten und damit eine obere Grenze für das Quadrupolmoment. b) Die Ionen bilden im Kristall eine dichteste Ellipsoidpackung. Die Ladungsverteilung innerhalb des Ellipsoids wird als homogen vorausgesetzt. Die Metallelektronen bilden ein tetragonales Translationsgitter, wobei die Elektronen die Stellen der Anionen in einem gewöhnlichen Ionengitter annehmen.

Für Indiummetall, das tetragonal flächenzentriert ist mit einem Achsenverhältnis von $c/a = 1,077$, ergaben die Berechnungen:

$$\begin{aligned} \text{Modell a)} \quad \partial E / \partial z &= 0,52 \cdot 10^{16} \text{ V/cm}^{-2} \\ \text{Modell b)} \quad \partial E / \partial z &= 23,3 \cdot 10^{16} \text{ V/cm}^{-2} \end{aligned}$$

In Tabelle 1 sind die Werte für die elektrische Wechselwirkung x , wie sie aus den verschiedenen Messungen resultieren, zusammengestellt. Neben den Einkristallexperimenten und den Messungen mit kombinierten Feldern wurden auch die Messungen der Schwächungsfaktoren an Pulverquellen herangezogen. Aus dem Mittelwert $x = 1,606 \pm 0,017$ und der Lebensdauer des mittleren Niveaus $\tau_N = (1,23 \pm 0,06) \cdot 10^{-7} \text{ sec}$ ergibt sich zusammen mit den oben berechneten Feldgradienten:

$$\begin{aligned} \text{Modell a)} \quad Q &= 10,95 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad Q/R^2 = 21,0 \\ \text{Modell b)} \quad Q &= 0,26 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad Q/R^2 = 0,50 \end{aligned}$$

Q/R^2 ist das reduzierte Quadrupolmoment, wobei wir für den Kernradius den Wert $R = A^{1/3} \cdot 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ verwendet haben.

Wenn wir uns auch bewusst sind, dass die Abschätzung des Feldgradienten nur der Größenordnung nach richtig sein kann, wollen wir doch das gemessene Quadrupolmoment mit denjenigen stabiler Kerne vergleichen. In Fig. 9 haben wir alle bekannten Quadrupolmomente stabiler Kerne gegen die Anzahl der ungeraden Nukleonen aufgetragen. Die Schalengrenzen kommen in dieser Darstellung deutlich zum Ausdruck. Zwischen den Schalenabschlüssen 50 und 82 nehmen die Momente ganz beträchtliche Werte an und sind bedeutend grösser als die Werte des Einteilchenmodells. Für Cd¹¹¹ (63 ungerade Neutronen) liest man aus dieser Darstellung den folgenden empirischen Wert ab:

$$Q = 2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad Q/R^2 = 4$$

während dem das Einteilchenmodell für den ersten angeregten Zustand des Cd¹¹¹ mit $l = 2$

$$Q = 0,297 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad Q/R^2 = 0,571$$

ergeben würde. Ein Vergleich mit dem kollektiven Modell von BOHR und MOTTELSON¹²⁾ ist nicht durchführbar, da der erste angeregte Zustand des Cd¹¹¹ kein Rotationszustand, sondern eher ein Einteilchenzustand ist. Dies folgt insbesondere aus der Lebensdauer des E2-Übergangs zum Grundzustand, welche sogar länger ist als diejenige, die man für einen reinen Einteilchenübergang nach WEISSKOPF berechnet.

Es sei hier noch darauf hingewiesen, dass selbstverständlich die gebräuchliche Darstellung der Quadrupolmomente als Funktion der ungeraden Nukleonenzahl (Fig. 9) niemals alle Feinheiten wiedergeben kann, da sie den Grad der Auffüllung der Schale mit gerader Nukleonenzahl nicht berücksichtigt. Man beachte auch, dass die Neutronen-ungeraden Kerne (durch Quadrate markiert) alle etwas kleinere Quadrupolmomente aufweisen als die entsprechenden Protonen-ungeraden Kerne, welche mit Kreisen angegeben sind.

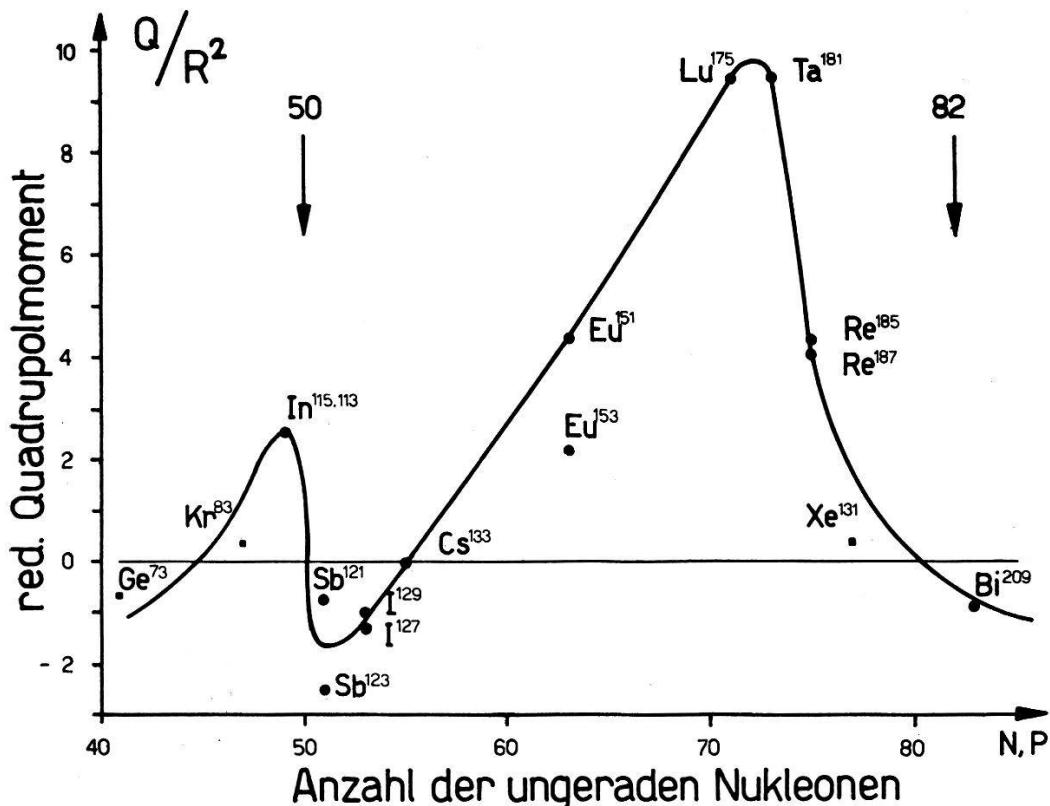


Fig. 9.

Die reduzierten Quadrupolmomente der Massen-ungeraden Kerne als Funktion der Zahl der ungeraden Nukleonen.

- Protonen-ungerade Kerne. ■ Neutronen-ungerade Kerne.

8. Das magnetische Dipolmoment des ersten angeregten Zustands des Cd^{111} .

Die Experimente mit kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern gaben uns die Möglichkeit, das magnetische Moment des ersten angeregten Zustandes des Cd^{111} neu zu messen²⁾. Die Resultate der in Abschnitt 6 besprochenen Experimente mit Indium-Metall-Einkristallen sind in Tabelle II zusammengestellt.

Mit einem Magneten, der eine genügende Homogenität von 0,1 % über die Quellenausdehnung von 1 mm und ein genau bekanntes Feld ($\Delta H/H = 1\%$) aufweist, haben wir auch mit der klassischen

Methode²⁾ das magnetische Moment nachgemessen. Als Quellen haben wir InCl₃ in wässriger Lösung und metallisches Indium in flüssigem Gallium verwendet. Das Resultat einer solchen Messung ist in Fig. 8 eingezeichnet. Das endliche Auflösungsvermögen der Koinzidenzapparatur, die Streuung am Magneten und die Raumwinkelverschmierung haben wir in der Ausgleichsrechnung berücksichtigt. Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Der Vergleich mit dem früheren Wert zeigt eine kleine Abweichung, speziell aber auch eine beträchtlich verbesserte Genauigkeit.

9. Schlussfolgerungen.

Die Resultate, die wir im Lauf der beschriebenen Untersuchungen gewonnen haben, sind in zweierlei Hinsicht von Bedeutung:

1. Sie beweisen eindeutig, dass die Quadrupolwechselwirkung für die Richtungskorrelationsmessung von grosser Bedeutung sein kann. Sobald die Lebensdauer des mittleren Niveaus länger als etwa 10⁻⁹ sec ist, muss jede in kristallinen Quellen gemessene Korrelation als zweifelhaft angesehen werden. Mit den gewonnenen Erfahrungen, über die insbesonders in HPA 3 berichtet wird, scheint es jedoch im allgemeinen möglich zu sein, die Quadrupolwechselwirkung zu vermeiden und die ungestörte R.K. zu messen, indem man speziell orientierte Einkristalle, kubische Kristalle oder Flüssigkeiten benutzt.

2. Die Untersuchungen haben aber auch gezeigt, dass es im Prinzip möglich ist, Quadrupolmomente von kurzlebigen, angeregten Zuständen zu messen. Wegen der Unsicherheit in der Berechnung des Feldgradienten ist die erreichbare Genauigkeit klein. Sie ist aber von derselben Grössenordnung, mit der man Quadrupolmomente von stabilen Kernen mit den Methoden der Kernresonanz bestimmen kann. Immerhin ist es bei stabilen Kernen oft möglich, Verhältnisse von Quadrupolmomenten von Isotopen desselben Elements mit grosser Genauigkeit zu messen. Man hat dazu nur die im selben Kristall gemessenen Resonanzfrequenzen zu vergleichen.

Man kann im Prinzip ähnlich vorgehen, um die Quadrupolmomente angeregter Zustände mit andern Quadrupolmomenten zu vergleichen. Voraussetzung ist, dass die elektrischen Felder am Ort der betreffenden Kerne dieselben sind. Dies bedingt erstens, dass die beiden Kerne Isotope eines Elements sind, dass zweitens die Elektronenhülle nicht durch den vorangehenden radioaktiven Zerfall gestört wird und dass drittens die Störung der Felder durch die Rückstöße der vorangehenden Kernprozesse gleich sind. Drei verschiedene Experimente sind dann möglich:

1. Wir vergleichen das Quadrupolmoment des angeregten Zustands mit dem Quadrupolmoment eines stabilen Isotops. In ein und demselben Kristall werden die Wechselwirkungsenergie des angeregten Zustandes mit einem R.K.-Experiment und die Wechselwirkungsenergie des stabilen Isotops mit einem Kernresonanz-Experiment bestimmt. Im Fall des Cd¹¹¹ ist ein solcher Vergleich leider nicht möglich, da die stabilen Cadmium-Isotope kein Quadrupolmoment aufweisen.

2. Wir vergleichen die Quadrupolmomente von zwei oder mehreren angeregten Zuständen desselben Isotops. Dieses Experiment setzt eine Mehrfachkaskade voraus, bei der die Gamma-Energien genügend getrennt sein müssen, damit mit Hilfe von Impulsanalysatoren die Schwächungserscheinungen der einzelnen Niveaus gesondert gemessen werden können.

3. Wir vergleichen die Quadrupolmomente von zwei oder mehreren angeregten Zuständen von Isotopen desselben Elements mit Hilfe von R.K.-Messungen. Speziell bei schweren Kernen gibt es oft Isotope mit ähnlichen Zerfallsschemata, welche angeregte Zustände mit brauchbaren Lebensdauern aufweisen.

Folgenden Herren sind wir zu Dank verpflichtet: F. GIMMI, R. RÜETSCHI und Prof. Dr. K. BLEULER für die vielen Diskussionen, O. BRAUN für die Mithilfe bei einzelnen Messungen, Dr. H. SCHNEIDER, Dr. M. SEMPERT und M. MARTIN für die vielen, mit dem Zyklotron durchgeführten Bestrahlungen, Dr. W. KÄNZIG und H. GRÄNICHER für die Anleitung bei den Röntgenuntersuchungen und R. KERN für die Hilfe bei den Einkristallzüchtungen. Speziell möchten wir KURT ALDER danken, dessen Mitarbeit viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ A. ABRAGAM und R. V. POUND, Phys. Rev. **92**, 943 (1953).
- ²⁾ H. AEPPLI, H. ALBERS-SCHÖNBERG, H. FRAUENFELDER und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **25**, 339 (1952), als HPA 1 zitiert.
- ³⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, O. BRAUN, E. HEER und T. B. NOVEY, Phys. Rev. **91**, 1287 (1953).
- ⁴⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, Proc. Phys. Soc. A **66**, 952 (1953) (London).
- ⁵⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, F. HÄNNI, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, Phys. Rev. **90**, 322 (1953).
- ⁶⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, F. GIMMI und T. B. NOVEY, Helv. Phys. Acta **26**, 599 (1953).
- ⁷⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY und R. RÜETSCHI, Phys. Rev. **91**, 199 (1953).

- ⁸⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER und P. SCHERRER, erscheint in Helv. Phys. Acta, als HPA 3 zitiert.
 - 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), als HPA 2 zitiert.
 - ¹¹⁾ L. C. BIEDENHARN und M. E. ROSE, Revs. Modern Phys. **25**, 729 (1953).
 - ¹²⁾ A. BOHR und B. R. MOTTELSON, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, no. 16 (1953).
 - ¹³⁾ O. BRAUN, Diplomarbeit ETH., Zürich.
 - ¹⁴⁾ P. P. EWALD, Ann. Phys. IV, 64, 253 (1921).
 - ¹⁵⁾ H. FRAUENFELDER, J. S. LAWSON, jr., und W. JENTSCHKE, Phys. Rev. **93**, 1126 (1954).
 - ¹⁶⁾ F. GIMMI, E. HEER und P. SCHERRER, Z. Physik. **138**, 394 (1954).
 - ¹⁷⁾ G. GOERTZEL, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).
 - ¹⁸⁾ D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
 - ¹⁹⁾ D. L. HILL and J. A. WHEELER, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
 - ²⁰⁾ H. KOPFERMANN, Kernmomente (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 270 pp., 1940).
 - ²¹⁾ V. KROHN und S. RABOY, Phys. Rev. **95**, 608 (1954).
 - ²²⁾ R. LEIDENIX, Diplomarbeit ETH., Zürich.
 - ²³⁾ M. H. L. PRYCE, Rep. Progr. Phys. **17**, 1 (1954).
 - ²⁴⁾ S. RABOY und V. E. KROHN, Phys. Rev.
-