

Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	27 (1954)
Heft:	VII
Artikel:	Der Einfluss der elektrischen Quadrupolwechselwirkung auf die Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen (Cd^{111})
Autor:	Albers-Schönberg, H. / Heer, E. / Scherrer, P.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-112534

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: 21.02.2026

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

Der Einfluss der elektrischen Quadrupolwechselwirkung auf die Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen (Cd^{111})

von **H. Albers-Schönberg, E. Heer und P. Scherrer.**

Physikalisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich.

(29. X. 1954.)

Summary. The influence of extranuclear fields on the angular correlation of successive nuclear radiations is discussed. It is shown, that in the case of the $\text{Cd}^{111} \gamma - \gamma$ cascade most of the observed attenuation effects can be explained by the electric quadrupole interaction. In some cases magnetic dipole interaction with the excited electron shell may also be of importance. Methods are described to decide if a measured correlation is attenuated or not and to determine the coefficients of the undisturbed correlation function in those cases where only sources with non vanishing interaction are available.

1. Übersicht.

Es ist das Ziel der heutigen Kernphysik, die Kernkräfte und den Aufbau der Atomkerne zu erforschen. Alle Ansätze zu einer Theorie des Kernes gestatten bisher nur ein qualitatives Verständnis der Beobachtungen; es ist jedoch zu hoffen, dass aus einer systematischen Erforschung der Kernzustände eine genaue Kenntnis der Struktur der Kerne gewonnen werden kann.

Kernzustände werden durch die Energie E , die Lebensdauer τ_N , die Parität π und die verschiedenen Momente (Totaler Drehimpuls I , magnetisches Moment μ_N , elektrisches Quadrupolmoment Q_N) charakterisiert. Zur Erforschung der Grundzustände benutzt man Kernresonanzexperimente und die optischen Messungen der Hyperfeinstruktur, während man für die Untersuchung angeregter Zustände die vielfältigen Methoden der α , β , γ -Spektroskopie verwendet. Aus dem Zusammenhang des gesamten Zerfallsschemas kann man oft eine Spin- und Paritätszuordnung finden; die Bestimmung der magnetischen Momente und der elektrischen Quadrupolmomente kurzlebiger Zustände ist hingegen bis vor kurzem nicht möglich gewesen.

Als Hilfsmittel bei der Erforschung angeregter Kernzustände hat im Laufe der letzten Jahre die Messung der Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen Bedeutung gewonnen^{12) 19) 25)}. Wenn ein Kern zwei sukzessive Strahlungen emittiert, so ist die Winkelverteilung der zweiten Strahlung bezüglich der Emissionsrichtung der ersten Strahlung im allgemeinen anisotrop, da die Wahl der Emissionsrichtung der ersten Strahlung als Bezugsrichtung einer Polarisation der Kerne äquivalent ist.

Wir definieren $W(\vec{k}_1 \vec{k}_2)$ als die relative Wahrscheinlichkeit für die Emission der Strahlungen R_1 und R_2 in die Richtungen \vec{k}_1 bzw. \vec{k}_2 . Es lässt sich zeigen, dass man $W(\vec{k}_1 \vec{k}_2)$ als eine Summe über LEGENDRE'sche Polynome P_k schreiben kann:

$$W(\Theta) = \sum_k A_{kk} P_k (\cos \Theta). \quad (1)$$

Dabei bedeutet Θ den Winkel zwischen \vec{k}_1 und \vec{k}_2 . R_1 und R_2 können α , β , γ -Strahlen oder Konversionselektronen sein. Da in der vorliegenden Arbeit nur Experimente der γ - γ -Richtungskorrelation beschrieben werden, beschränken wir uns im folgenden auf den Fall, dass R_1 und R_2 γ -Strahlen sind, wobei im Experiment nur die Richtung, nicht aber die Polarisation der γ -Strahlen beobachtet werden soll.

Die Messung der γ - γ -Richtungskorrelation hat deshalb für die Kernspektroskopie Bedeutung, weil die Koeffizienten A_{kk} von den

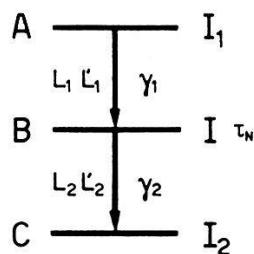


Fig. 1.

Spins I_1 , I , I_2 der drei beteiligten Niveaus und von den im allgemeinen gemischten Multipolordnungen L_1, L'_1 bzw. L_2, L'_2 der γ -Übergänge abhängen. (Vgl. Fig. 1.) Mit Hilfe der Tabellen von BIEDENHARN und ROSE¹²⁾ können die Koeffizienten A_{kk} leicht für alle interessanten Fälle berechnet werden. Bestimmt man die Koeffizienten A_{kk} experimentell, so erhält man durch Vergleich mit der Theorie Aussagen über die Spins der beteiligten Zustände und über den Multipolcharakter der Übergänge. Die A_{kk} hängen meistens empfindlich von den Mischungsverhältnissen der Multipolordnungen

ab, und deshalb ist eine Richtungskorrelationsmessung eine geeignete Methode zur Bestimmung dieser Verhältnisse.

Die Arbeiten verschiedener Autoren²⁾¹⁷⁾²⁶⁾ haben jedoch gezeigt, dass durch Wechselwirkung des magnetischen Momentes bzw. des elektrischen Quadrupolmomentes des Kerns im Zustand *B* der Kaskade mit magnetischen bzw. elektrischen Feldern die Richtungskorrelation verändert werden kann. ALDER⁵⁾, ALDER et al.⁶⁾ und ABRAGAM und POUND¹⁾ haben die Störung der Richtungskorrelation durch äussere Felder theoretisch untersucht, AEPPLI et al.²⁾ haben am Cd¹¹¹ zuerst solche Effekte gefunden.

Die Tatsache, dass die Richtungskorrelation durch Wechselwirkung des Kerns mit äusseren Feldern gestört werden kann, hat aus zwei Gründen grosse Bedeutung:

1. Aus der Existenz von Störungen bei Richtungskorrelationsmessungen ergibt sich die Möglichkeit, durch quantitative Messung der Beeinflussung das magnetische Moment und das elektrische Quadrupolmoment des Kerns im Zustand *B* der Kaskade zu bestimmen. Es ist dies bis heute die einzige Methode, die gestattet, die genannten Momente kurzlebiger Kernzustände zu messen. Experimente zur Bestimmung des elektrischen Quadrupolmomentes des Cd¹¹¹ (247 keV) beschreiben wir in einer separaten Arbeit⁷⁾, Experimente zur Bestimmung des magnetischen Momentes des gleichen Zustandes sind von AEPPLI et al.⁴⁾ durchgeführt worden.

2. Die oben angedeutete Methode, durch Analyse der experimentell bestimmten Richtungskorrelation unbekannte Spinzuordnungen und Multipolordnungen zu finden, kann nur dann das richtige Resultat liefern, wenn die ungestörte Winkelverteilung gemessen wird. Es ist deshalb notwendig, den Mechanismus der Beeinflussung genau zu kennen, damit man durch geeignete Massnahmen erreichen kann, dass im Experiment keine Störung vorliegt.

2. Problemstellung.

Im Laufe der letzten Jahre sind in grosser Zahl Fälle gefunden worden, in denen die beobachtete Winkelkorrelation durch Kernwechselwirkung gestört war. Insbesondere ergab sich, dass die experimentell gemessene Winkelverteilung von der Art der Quellenherstellung und dem physikalischen Zustand der Quelle abhängt. Wir erwähnen als Beispiele die Resultate einiger Arbeiten über Cd¹¹¹:

a) AEPPLI et al.²⁾ haben hauptsächlich Doppelstrahlpräparate¹⁶⁾ verwendet, bei denen die aktiven In¹¹¹-Atome simultan mit einem stabilen Material auf einen Träger aufgedampft und so in verschiedene Substanzen eingebettet werden. Metalle als Umge-

bungsmaterial ergeben verschiedene, nach Schichtdicke und Korngrösse variierende Anisotropie. Nichtmetalle ergeben stets geringe Anisotropie.

b) Für speziell hergestellte Silberdoppelstrahlpräparate finden AEPPLI et al.³⁾ die „maximale“ Anisotropie. Die Autoren begründen nicht, warum sie diesen Wert der ungestörten Winkelverteilung zuordnen.

c) KLUYVER und DEUTSCH²⁷⁾ und STEFFEN^{33) 34)} verwenden chemische Verbindungen des Indiums als Quellen. Die Präparate zeigen nur schwach anisotrope Winkelverteilungen, die wässerigen Lösungen solcher Verbindungen ergeben im allgemeinen die „ungestörte“ Korrelation.

Ähnliche Effekte sind auch an anderen Kernen gefunden worden, z. B. an Pb²⁰⁴¹⁸⁾ und an Ta¹⁸¹²³⁾.

Bis vor kurzem war nur bekannt, dass die Störungen der Winkelkorrelation durch Wechselwirkung des Kernes mit elektrischen oder magnetischen Feldern verursacht wird; ein genaueres Verständnis der beobachteten Effekte war jedoch nicht möglich und die Verwendbarkeit der Richtungskorrelationsmessungen bei kernspektroskopischen Untersuchungen schien in Frage gestellt. Wir haben deshalb Untersuchungen durchgeführt, um genaueren Einblick in den Mechanismus der Beeinflussung zu gewinnen. FRAUENFELDER¹⁷⁾ machte den ersten Versuch, die Frage nach der Natur der Wechselwirkung zu beantworten, indem er magnetische Kopplung des Kerns mit der Hülle annahm. Der Misserfolg dieser Hypothese veranlasste uns²⁶⁾, die elektrische Quadrupolwechselwirkung mit den elektrischen Feldern am Ort des Kerns als Ursache der Störung in Betracht zu ziehen.

Das Ziel unserer Untersuchungen war infolgedessen ein dreifaches:

1. abzuklären, ob und wann die Hypothese der magnetischen $I-J$ -Kopplung nach FRAUENFELDER oder die Hypothese der elektrischen Kernquadrupolwechselwirkung²⁶⁾ die beobachteten Erscheinungen erklären kann,

2. zu untersuchen, wie man Quellen herstellen kann, die die ungestörte Winkelverteilung zu messen gestatten,

3. eine Methode zu entwickeln, mit der man entscheiden kann, ob eine Störung vorliegt oder nicht.

Da (vgl. Abschnitt 4) die $\gamma - \gamma$ -Kaskade des Cd¹¹¹ besonders geeignet ist zur Untersuchung der Beeinflussung von Winkelkorrelationsmessungen, haben wir uns auf diese Kaskade beschränkt. Die Ergebnisse lassen sich aber in natürlicher Weise auf andere Fälle übertragen²¹⁾.

3. Allgemeines zur Theorie.

Die grundlegenden Arbeiten über den Einfluss kernfremder Felder auf die Richtungskorrelation sind von GOERTZEL²²⁾, ALDER⁵⁾, ALDER et al.⁶⁾ und von ABRAGAM und POUND¹⁾ veröffentlicht worden. Wir zitieren hier das Ergebnis in der von ALDER verwendeten Form: Falls eine Störung der Richtungskorrelation durch Wechselwirkung des Kerns mit axialsymmetrischen äusseren Feldern vorliegt, so ist (1) zu ersetzen durch:

$$W(\vec{k}_1 \vec{k}_2 t) = \sum_{k_1 k_2} A_{k_1 k_2} \mathcal{G}_{\mu}^{k_1 k_2}(t) \frac{1}{\sqrt{2 k_1 + 1}} \frac{1}{\sqrt{2 k_2 + 1}} Y_{k_1}^{\mu}(\vec{k}_1) Y_{k_2}^{-\mu}(\vec{k}_2). \quad (2)$$

Die Koeffizienten $A_{k_1 k_2}$ hängen von den Spins der drei beteiligten Kernzustände und von den Multipolordnungen der γ -Strahlen ab und können den Tabellen von BIEDENHARN und ROSE¹²⁾ entnommen werden. Die Schwächungsfaktoren $\mathcal{G}_{\mu}^{k_1 k_2}(t)$ berücksichtigen die Störung; t bedeutet die Zeit, während welcher der Kern im mittleren Zustand der Kaskade existiert. Falls durch die Störung keine Richtung in der Quelle ausgezeichnet wird, lässt sich die geschwächte Winkelverteilung immer als

$$W(\Theta, t) = \sum_k A_{kk} G^{kk}(t) P_k(\cos \Theta) \quad (3)$$

mit den reellen Schwächungsfaktoren $G^{kk}(t)$ schreiben. Werden alle Koinzidenzen registriert, so hat man

$$W(\Theta) = \int_0^\infty W(\Theta, t) e^{-t/\tau_N} dt / \int_0^\infty e^{-t/\tau_N} dt$$

zu bilden und erhält aus (3)

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

mit den Schwächungsfaktoren

$$G^{kk} = \int_0^\infty G^{kk}(t) e^{-t/\tau_N} dt / \int_0^\infty e^{-t/\tau_N} dt. \quad (5)$$

Arbeitet man mit Koinzidenzverstärkern mit endlichem Auflösungsvermögen, so werden solche Kerne nicht erfasst, deren Aufenthaltszeit im mittleren Niveau länger ist als die Auflösungszeit τ_R des Koinzidenzverstärkers. Dies bedeutet, dass an Stelle von (5) ein

*

Ausdruck gesetzt werden muss, in welchem das Integral von $t = 0$ bis $t = \tau_R$ erstreckt wird⁶⁾.

Die Faktoren $\mathcal{G}_\mu^{k_1 k_2}(t)$ bzw. $G^{kk}(t)$ müssen für jeden Spezialfall berechnet werden. Sie sind charakteristisch für die Art der Wechselwirkung und für viele interessante Fälle bekannt^{1) 5) 6)}. Wir werden die speziellen Werte der Schwächungskoeffizienten in den entsprechenden Abschnitten angeben, soweit wir sie zur Diskussion unserer Experimente brauchen, und wollen im folgenden noch eine allgemeine Diskussion der störenden Wechselwirkungen anfügen.

Grundsätzlich ist zu bemerken, dass mit der Beeinflussung der Richtungskorrelation stets dann gerechnet werden muss, wenn die Aufspaltung der magnetischen Niveaus B_m des Zustandes B der Kaskade infolge Wechselwirkung des Kerns mit äusseren elektrischen oder magnetischen Feldern vergleichbar wird mit \hbar/τ_N , wenn τ_N die Lebensdauer des Zustandes B bedeutet. Zwei wichtige Kopplungstypen können eine solche Aufspaltung hervorrufen: Die magnetische Dipolkopplung und die elektrische Quadrupolkopplung.

Wir unterscheiden zunächst stationäre und instationäre Wechselwirkungen. Bei der stationären Wechselwirkung sind die mit dem Kern in Wechselwirkung tretenden Felder sowohl dem Betrage als auch der Richtung nach zeitlich konstant, während sie bei instationärer Wechselwirkung in statistischer Weise ändern. Den wesentlichen Unterschied zwischen stationärer und instationärer Wechselwirkung sieht man am leichtesten ein, wenn man das klassische Bild der Präzession des Kernspins um die Symmetrieachse eines magnetischen oder elektrischen Feldes betrachtet: Bei stationärer Wechselwirkung handelt es sich um eine wirkliche periodische Präzessionsbewegung, während bei instationärer Wechselwirkung keine feste Präzessionsachse existiert. Für stationäre und instationäre Wechselwirkung gilt $G^{kk} \ll 1$.

A. Stationäre Wechselwirkung.

a) *Freie Atomkerne.* Bringt man freie Atomkerne in ein Magnetfeld, so wird eine Kopplung zwischen dem magnetischen Moment μ_N des Kernes und dem Felde H auftreten. Die Messung des Einflusses dieser Kopplung auf die Richtungskorrelation liefert das magnetische Moment des Zustandes B . AEPPLI et al.⁴⁾ konnten diese Methode zur Bestimmung des magnetischen Momentes des Cd¹¹¹ (247 keV) verwenden, da Cd den Hüllenspin $J_H = 0$ besitzt und deshalb der Cd-Kern als frei betrachtet werden konnte. Der analoge Fall der elektrischen Quadrupolwechselwirkung ist nicht realisier-

bar, da die Herstellung genügend inhomogener elektrischer Felder im Laboratorium nicht möglich ist.

b) *Freie Atome*. Sobald die Atomhülle ein von Null verschiedenes magnetisches Moment hat, ist magnetische Kopplung mit der Hülle möglich. Die normalen Hyperfeinaufspaltungen zwischen 10^{-3} und 1 cm^{-1} ergeben Präzessionsfrequenzen ω_L des Kernspins zwischen 10^{10} und 10^7 sec^{-1} . Ein merklicher Einfluss der Kopplung tritt auf, sobald $\omega_L \tau_N \sim 1$. Für sehr kurze Lebensdauer τ_N wird man im allgemeinen die ungestörte Korrelation messen, für $\tau_N > 10^{-10} \text{ sec}$ muss jedoch mit störenden Effekten gerechnet werden. Komplizierter wird die Wechselwirkung bei Anwesenheit äusserer Magnetfelder. Für kleine Felder kann man die direkte Kopplung von μ_N an das Magnetfeld vernachlässigen und muss nur die Kopplung an das magnetische Moment der Hülle betrachten. Wird H so gross, dass die Zeemanaufspaltung der Hülle gross wird gegen die Kopplung Hülle-Kern, so bricht die letztere und man kann die Hülle ausser Betracht lassen. Im Übergangsgebiet sind die Verhältnisse unübersichtlich.

Die Hyperfeinaufspaltung durch elektrische Wechselwirkung des Kernquadrupolmomentes Q_N mit dem Quadrupolmoment Q_H der Hülle ist im allgemeinen kleiner als die magnetische Hyperfeinaufspaltung.

c) *Atome in einem Kristallgitter*. Befinden sich Atome in einem Kristallgitter, so überlagern sich verschiedene Wechselwirkungen: Erstens ist $\mu_N - \mu_H$ -Kopplung vorhanden, zweitens koppelt das Quadrupolmoment Q_N des Kerns mit den elektrischen Feldern des Kristalls und drittens besteht Wechselwirkung des Kernquadrupolmomentes mit dem Quadrupolmoment Q_H der Hülle, welches seinerseits an die elektrischen Felder des Kristallgitters gekoppelt ist. Dieser allgemeine Fall ist schwer quantitativ zu erfassen. Es tritt jedoch eine Vereinfachung ein, wenn $\mu_N = 0$ ist. In diesem Falle kann man die direkte Q_N -Gitter-Kopplung und die indirekte $Q_N - Q_H$ -Gitter-Kopplung zusammenfassen.

Bringt man zusätzlich zur elektrischen Wechselwirkung noch ein externes Magnetfeld H an, so werden die Verhältnisse, von wenigen Spezialfällen abgesehen^{7) 9)}, ausserordentlich kompliziert.

Allgemein gilt, dass die Schwächungskoeffizienten G^{kk} der Pulverquellen im stationären Fall mit grösser werdender Wechselwirkung einem nicht verschwindenden Grenzwert zustreben. Dies bedeutet, dass die Anisotropie auch für grosse Wechselwirkungen nicht gänzlich zerstört werden kann, sondern den Grenzwert der Minimalkorrelation annimmt (hard core).

B. Instationäre Wechselwirkung.

Es ist bekannt, dass in Flüssigkeiten starke elektrische Felder existieren können, welche zu einer Wechselwirkung mit dem Kernquadrupolmoment Anlass geben. Wegen der Brown'schen Bewegung der Flüssigkeitsteilchen ist diese Wechselwirkung notwendigerweise instationär. Die Schwächungsfaktoren G^{kk} streben für diesen Fall mit zunehmender Wechselwirkung dem Grenzwert Null zu; die Anisotropie der Winkelverteilung wird für grosse Wechselwirkung vollständig zerstört.

Instationäre Wechselwirkung kann auch in festen und flüssigen Quellen nach einem K -Einfang durch die sich sukzessive auffüllende Elektronenhülle oder infolge des Rückstosses nach der Emission vorhergehender Strahlungen hervorgerufen werden. Die thermischen Gitterschwingungen in fester Materie sind dagegen wegen ihrer hohen Frequenz bei normalen Temperaturen von geringer Bedeutung.

4. Das Zerfallsschema des Cd¹¹¹.

Unsere Arbeit befasst sich mit dem Studium der Schwächungserscheinungen, welche bei Messungen der Richtungskorrelation der $\gamma - \gamma$ -Kaskade des Cd¹¹¹ auftreten (vgl. Fig. 2). AEPPLI et al.³⁾

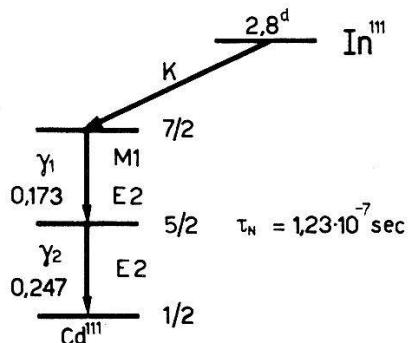


Fig. 2.
Zerfallsschema des Cd¹¹¹.

haben mit Hilfe von Winkelkorrelationsmessungen diese Kaskade untersucht und gefunden, dass sich die Winkelverteilung durch die Funktion $W(\Theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos \Theta)$ darstellen lässt. Neuere Messungen ergeben $A_{22} = -0.170$, $A_{44} \ll A_{22}$. Wir werden im folgenden den Koeffizienten A_{22} als die Anisotropie bezeichnen. Der Vergleich der Koeffizienten mit der Theorie ergibt die Spinzuordnung

$$\frac{7/2}{\text{99% M1}} \xrightarrow{\text{1% E2}} \frac{5/2}{\text{E2}} \longrightarrow \frac{1/2}{},$$

welche gut mit dem Zerfallsschema und den übrigen Daten zu-

sammenpasst. Die Lebensdauer des mittleren Zustandes der Kaskade ist von DEUTSCH¹⁵⁾, McGOWAN²⁴⁾ und STEFFEN³²⁾ gemessen worden und beträgt $\tau_N = 1.23 \cdot 10^{-7}$ sec, d. h. die Lebendauer ist so gross, dass im allgemeinen mit einer Beeinflussung gerechnet werden muss und nur bei besonderen Vorsichtsmassnahmen die ungestörte Winkelverteilung gemessen werden kann. Diese Kaskade ist deshalb ausserordentlich geeignet für das Studium der Schwächungserscheinungen bei Richtungskorrelationsexperimenten.

5. Präparatherstellung.

Wir erzeugen das aktive Indium durch Bestrahlen von stabilem Cadmium mit 7 MeV Protonen des Cyclotrons. Das Indium wird auf chemischem Wege vom Cadmium getrennt. Dazu wurde das folgende Verfahren benutzt:

1. Auflösen des Targetmaterials in HNO_3 conc.
2. Hinzufügen von 10 Mikrogramm stabilem InCl_3 pro Quelle als Träger.
3. Zugeben von NH_3 . Es bildet sich ein Niederschlag von $\text{In}(\text{OH})_3$ und $\text{Cd}(\text{OH})_2$. Im Überschuss des NH_3 ist jedoch das $\text{Cd}(\text{OH})_2$ unter Komplexbildung leicht löslich. Durch Erwärmen wird der weisse Niederschlag des $\text{In}(\text{OH})_3$ gut ausgefällt. Zentrifugieren und weg-pipettieren der Lösung.
4. Rückstand wieder in HNO_3 aufnehmen und 3. wiederholen.
5. Niederschlag mit H_2O dest. gut waschen.

Das so erhaltene $\text{In}(\text{OH})_3$ diente als Ausgangsmaterial für die weitere Präparierung der Quellen. Für die Herstellung der Salze $\text{In}_2(\text{SO}_4)_3$, InCl_3 , InJ_3 , $\text{In}(\text{NO}_3)_3$ wurde das $\text{In}(\text{OH})_3$ in der entsprechenden Säure gelöst und die Lösung zur Trockne eingedampft. In_2O_3 erhält man durch Erhitzen des Hydroxyds unter Luftzutritt auf 950°C als gelbliches Pulver. Für die Herstellung der metallischen Präparate wurde das $\text{In}(\text{OH})_3$ in Ameisensäure gelöst und die Indiumionen auf metallischem Indium elektrolytisch niedergeschlagen. Das nach der Elektrolyse In^{111} enthaltende Indium wurde im Hochvakuum und unter Wasserstoff geäuft und reduziert; dadurch wurde ein hellweiss glänzendes metallisches Kückelchen erhalten, welches als Präparat diente. Für die Herstellung der Galliumpräparate wurde analog verfahren, statt stabilen Indiums wurde stabiles Gallium als Träger verwendet, welches sich durch den gleichen Arbeitsgang vom Cadmium trennen lässt. Die Züchtung und Orientierung der Einkristalle wird in ref.⁷⁾, die Herstellung der Doppelstrahlpräparate in ref.²⁾¹⁶⁾ beschrieben.

6. Entkoppelungsversuche.

A. Einleitung.

Als einen ersten Versuch zur Erklärung der starken Abhängigkeit der gemessenen Winkelverteilung des Cd¹¹¹ vom physikalischen Zustand der Quellen stellte FRAUENFELDER¹⁷⁾ die folgende Hypothese auf: Die Hülle des Cd besitzt den Grundterm 1S_0 und damit kein magnetisches Moment. Eine magnetische Wechselwirkung Hülle—Kern ist deshalb nicht möglich, solange die Hülle im Grundzustand ist. Der K-Einfang des In¹¹¹ führt jedoch zu einer ionisierten und angeregten Hülle des Cadmiums und es ist möglich, dass während der Lebensdauer τ_H der angeregten Hülle ein magnetisches Moment μ_H existiert. Falls τ_H von der Größenordnung $\tau_A + \tau_B$ ist, wo τ_A und τ_B die Lebensdauer der Kernzustände *A* bzw. *B* bedeuten, wird die Wechselwirkung Hülle—Kern die Winkelkorrelation beeinflussen. Nimmt man an, dass τ_H eine Funktion der physikalischen Struktur der Umgebung des Cd-Atoms ist, so kann man damit eine Abhängigkeit der Störung vom verwendeten Quellenmaterial erklären.

Die Theorie des Einflusses der magnetischen *I*—*J*-Kopplung auf die Winkelkorrelation ist zuerst von GOERTZEL²²⁾ und ALDER⁵⁾ angegeben worden. Da in der Quelle keine Richtung bevorzugt ist, gilt (4). Die Schwächungskoeffizienten sind durch

$$G^{kk} = \sum_{FF'} \frac{(2F+1)(2F'+1)W^2(IJkF|F'I)}{1 + (\omega_{FF'}\tau_N)^2}$$

gegeben. $\omega_{FF'} = a/2 [F(F+1) - F'(F'+1)]$ ist die magnetische Hyperfeinaufspaltung; a hängt von der Elektronenkonfiguration der Hülle und vom magnetischen Moment des Kernes ab und ist von KOPFERMANN²⁹⁾ berechnet worden. Für $\omega_{FF'}\tau_N \gg 1$ gilt

$$G^{kk} \geq \frac{1}{2k+1},$$

es tritt eine nicht verschwindende Minimalkorrelation auf.

Mit dem von GOERTZEL angegebenen Entkoppelungsexperiment ist es leicht, zu verifizieren, ob die Hypothese der $\mu_N - \mu_H$ -Kopplung die beobachtete Schwächung erklären kann. Bringt man die Quelle in ein Magnetfeld, welches parallel zur Emissionsrichtung eines der beiden Quanten ist und so stark sein soll, dass die Zeemanaufspaltung der Hülle gross wird verglichen mit der Hyperfeinaufspaltung, $\omega_{FF'}\hbar \ll H\mu_H$, so bricht die $\mu_N - \mu_H$ -Kopplung. Die ungestörte

Winkelverteilung wird wieder hergestellt; die Kopplung des magnetischen Kernmomentes mit dem Magnetfeld ruft keine Schwächung hervor, da das Feld parallel zur Richtung eines der Quanten gelegt wurde.

Durch ein solches Entkoppelungsfeld kann aber die Schwächung nur dann aufgehoben werden, wenn die magnetische $I-J$ -Kopplung die einzige vorhandene Wechselwirkung ist und falls es sich um freie Atome handelt.

ABRAGAM und POUND¹⁾ haben gezeigt, dass ein Entkoppelungseffekt nicht auftreten kann, sobald die $I-J$ -Kopplung im festen kristallinen Körper vorliegt, da infolge elektrostatischer Wechselwirkung der Hüllenelektronen mit dem Gitter die vom Bahndrehimpuls herkommende Komponente μ_L des totalen Hüllenmomentes nicht die normale Larmorpräzession um die Richtung des Feldes ausführen kann.

Liegt elektrische Kernquadrupolwechselwirkung mit dem Gitter vor (ω_Q) und erzeugt man zusätzlich durch ein externes Magnetfeld H magnetische Kopplung (ω_L), so dass $\omega_Q\tau_N \gg \omega_L\tau_N \gg 1$, dann nimmt die Winkelkorrelation entsprechend der Quadrupolwechselwirkung den Wert der Minimalkorrelation an, unabhängig von der Richtung des Magnetfeldes; auch in diesem Falle existiert demnach kein Entkoppelungseffekt.

Für den Fall instationärer Quadrupolwechselwirkung in Flüssigkeiten ergibt sich, dass $\omega_L\tau_c \sim 1$ sein muss (τ_c =Relaxationszeit der Flüssigkeit), wenn ein merklicher Entkoppelungseffekt auftreten soll.

B. Messtechnik.

Da bei einem Entkoppelungsexperiment die Emissionsrichtung des einen Quants mit der Richtung des Magnetfeldes zusammenfallen muss, ist es notwendig, einen Magneten mit durchbohrten Polschuhen zu benutzen. Das Feld im Zentrum des Luftspaltes unseres Magneten betrug maximal $2 \cdot 10^4$ Oersted. Infolge des endlichen Raumwinkels der Detektoren sind die Emissionsrichtungen der meisten Quanten nur angenähert parallel mit der Richtung des Magnetfeldes. Nach BIEDENHARN und ROSE¹²⁾ und nach eigenen Abschätzungen ist die dadurch bedingte Verschmierung des Effektes zu vernachlässigen. Die Empfindlichkeit der Photomultiplier gegenüber dem Magnetfeld wurde untersucht. Wir haben festgestellt, dass eine Verfälschung der Ergebnisse dadurch nicht hervorgerufen werden konnte. Wegen der unsymmetrischen Streuverhältnisse ist es nicht möglich die Winkelverteilung zu messen. Es wurde daher folgendermassen verfahren:

1. Messung der Koinzidenzrate (KR) unter 180° mit und ohne Entkoppelungsfeld.

2. Messung der Korrelationsfunktion ohne Magnet.

Wir nennen G_H^{22} den bei Anwesenheit des Entkoppelungsfeldes gültigen Schwächungsfaktor, G^{22} den Schwächungsfaktor für $H=0$. Mit m bezeichnen wir einen Zahlenfaktor, der die Verschmierung der Anisotropie durch apparative Streuung und endliche Grösse der Raumwinkel beschreibt. Dann gilt nach (4)

$$KR_0 = \mu(1 + m A_{22} G^{22} P_2); \quad KR_0(180^\circ) = \mu(1 + m A_{22} G^{22})$$

$$KR_H = \lambda(1 + m A_{22} G_H^{22} P_2); \quad KR_H(180^\circ) = \lambda(1 + m A_{22} G_H^{22}).$$

Aus den Normierungsbedingungen $\int KR_0 \delta\Omega = \int KR_H \delta\Omega$ folgt $\lambda = \mu$. Wir bilden $\varepsilon = KR_0(180^\circ)/KR_H(180^\circ)$ und erhalten

$$\varepsilon = \frac{1 + m A_{22} G^{22}}{1 + m A_{22} G_H^{22}} = 1 + \delta.$$

Es kann somit G_H^{22} aus G^{22} und δ berechnet werden.

C. Ergebnisse.

Wir haben Entkoppelungsversuche mit verschiedenen Quellen, hauptsächlich Doppelstrahlpräparaten (DS) durchgeführt. Die Messung der Schwächung ohne Anlegen des Entkoppelungsfeldes ergibt die Schwächungskoeffizienten G^{22} . Aus der Messung von $\varepsilon = KR_0(180^\circ)/KR_H(180^\circ)$ haben wir den Schwächungskoeffizienten G_H^{22} berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Man sieht, dass die Entkoppelungsversuche in den meisten Fällen nur einen kleinen Anstieg der Schwächungskoeffizienten ergeben.

Mit dem von AEPPLI et al.⁴⁾ bestimmten magnetischen Moment des Cd¹¹¹ (247 keV) und mit $H = 2 \cdot 10^4$ Oe wird die magnetische Wechselwirkung $\omega_L = 2,8 \cdot 10^7$ sec⁻¹; die Grössenordnung einer elektrischen Quadrupolwechselwirkung ω_Q lässt sich aus den Schwächungsfaktoren G^{22} abschätzen, das Ergebnis ist in Tabelle 1 eingetragen. Ein Entkoppelungseffekt kann aber nur auftreten, wenn $\omega_L \gg \omega_Q$; für die Präparate 1–3 ist diese Bedingung knapp erfüllt. Für die Präparate 4–8 ergibt sich $\omega_L \sim \omega_Q$, eine Entkoppelung kann bei diesen Präparaten überhaupt nicht stattfinden, wie es das Experiment auch ergibt.

Das negative Ergebnis der Entkoppelungsversuche mit polykristallinen Präparaten kann also durch die Annahme erklärt werden, dass in diesen Quellen die Schwächung hauptsächlich durch

elektrische Quadrupolwechselwirkung hervorgerufen wird. Prinzipiell kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass die Schwächung teilweise durch magnetische $I-J$ -Kopplung erzeugt wird.

Tabelle 1.

Art des Präparates		G^{22}	G_H^{22}	$G_H^{22} - G^{22}$	ω_Q
1 Ag	polykristallin DS	0,814	1,025	0,211	$0,3 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$
2 Ag	„ DS	0,705	1,012	0,307	0,6
3 Ag	„ DS	0,579	0,740	0,161	0,7
4 Ag	„ DS	0,393	0,424	0,031	1,2
5 Fe	„ DS	0,206	0,228	0,022	2,8
6 Fe	„ DS	0,129	0,284	0,155	—
7 SiO	„ DS	0,172	0,310	0,138	—
8 InCl_3	chem.	0,240	0,250	0,010	2,3
9 InCl_3 in Glyzerin flüssig		0,089	0,120	0,031	$\omega_L \tau_e \sim 5 \cdot 10^{-3}$

Das negative Ergebnis des Entkoppelungsversuches mit flüssigen Quellen (Präparat 9 Tab. 1) lässt sich ebenfalls leicht interpretieren. Für die Relaxationszeiten in Flüssigkeiten gilt $10^{-12} < \tau_e < 10^{-8} \text{ sec}$. Da $\omega_L = 2,8 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ ist, bekommt man $10^{-5} < \omega_L \tau_e < 10^{-1}$. Man bemerkt, dass die Bedingung $\omega_L \tau_e \sim 1$ nicht erfüllt ist, es kann also gar keine Entkopplung eintreten.

Da die Hypothese der magnetischen $I-J$ -Kopplung die beobachteten Erscheinungen demnach nicht erklären kann, haben wir Versuche unternommen, um die Hypothese der elektrischen Quadrupolkopplung zu prüfen. Diese Versuche werden im folgenden beschrieben.

7. Stationäre elektrische Quadrupolwechselwirkung.

A. Einleitung.

Der Einfluss der stationären Quadrupolwechselwirkung des Kernes mit inhomogenen elektrischen Feldern auf die Richtungskorrelation ist von ALDER et al.⁶⁾ unter Beschränkung auf axialsymmetrische Felder untersucht worden. Es zeigt sich, dass für diese Kopplung die Schwächungsfaktoren $\mathcal{G}_{\mu}^{k_1 k_2}$ bzw. G^{kk} im wesentlichen durch den Schwächungsparameter x beschrieben werden⁶⁾:

$$x = -\frac{e Q_N}{4 \hbar} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{\tau_N}{(2I-1) \cdot I} f \quad (6)$$

$f = 3$ für ganzzahlige I , $f = 6$ für halbzahlige I

Q_N = Kernquadrupolmoment

$\partial E_z / \partial z$ = Feldgradient bezüglich der Symmetriearchse

τ_N = Lebensdauer des Zustandes B der Kaskade.

Man kann im Laboratorium nicht genügend starke inhomogene elektrische Felder erzeugen. Deshalb tritt in der Praxis diese Art Wechselwirkung nur dann auf, wenn die Atome, deren Kernstrahlungen untersucht werden sollen, in kristallinem Quellenmaterial eingebettet sind.

Es treten zwei wichtige Spezialfälle auf:

a) *Der Einkristall.* Besteht die Quelle aus einem Einkristall, so ist für alle Punkte der Quelle $\partial E_z / \partial z$ dem Betrage nach gleich und die Symmetriearchse des Feldes hat überall die gleiche Richtung. In diesem Falle folgt aus (2), dass $W(\vec{k}_1 \vec{k}_2)$ stark von der geometrischen Anordnung der Symmetriearchse relativ zu den Detektoren abhängt. Durch spezielle Wahl der Geometrie kann die komplizierte Funktion stark vereinfacht werden. Man bemerkt, dass die Bestimmung von x bei bekannter Lebensdauer des mittleren Zustandes der Kaskade das Produkt $Q_N \cdot \partial E_z / \partial z$ liefert, aus dem man das Quadrupolmoment des Zustandes B bestimmen kann, sofern der Wert des Feldgradienten bekannt ist. Die Theorie des Einkristallexperimentes ist in ref.⁶⁾⁷⁾ im einzelnen diskutiert. Die elektrische Quadrupolwechselwirkung im Einkristall stellt das elektrische Analogon zur magnetischen Wechselwirkung in einem äusseren Magnetfelde dar.

b) *Die Pulverquelle.* Als Pulverquelle bezeichnen wir eine Quelle, die aus einer sehr grossen Anzahl von Kristalliten mit statistisch verteilter Orientierung besteht. Die einzelnen Kristallite sollen jedoch so gross sein, dass man sie für die Berechnung des Feldgradienten als unendlich gross betrachten darf. Um die Winkelverteilung für diesen Fall zu erhalten, muss man über alle möglichen Richtungen der Symmetriearchse mitteln, das Ergebnis ist wieder (4). Die Schwächungsfaktoren sind gegeben durch die Beziehungen

$$G^{kk} = \frac{1}{2k+1} \left[1 + 2 \sum_{\mu=1}^k G_{\mu}^{kk} \right] \quad (7)$$

$$G_{\mu}^{kk} = \sum_m S_{m\mu}^{kk} \frac{1}{1 + (mx)^2}.$$

Die Zahlfaktoren $S_{m\mu}^{kk}$ sind in ref.⁶⁾ tabelliert. Für grosse Wechselwirkung ergibt sich die Minimalkorrelation aus den Grenzwerten der Schwächungskoeffizienten.

B. Experimente.

a) *Das Einkristallexperiment.* Da Cd¹¹¹ aus In¹¹¹ durch K -Einfang entsteht, haben wir als Quelle einen In¹¹¹ enthaltenden metallischen Indiumeinkristall benutzt. Die In¹¹¹-Atome befinden sich in Gitterpunkten. Die Winkelkorrelation wurde als Funktion der Orientie-

rung des Einkristalls bezüglich der Detektorgeometrie gemessen und das Ergebnis mit Gleichung (2) verglichen. Nach Anpassen des Parameters x konnte quantitative Übereinstimmung mit der Theorie festgestellt werden. Die Ausgleichsrechnung ergab $x = 1,60 \pm 0,02$.

Dieses Experiment beweist, dass in kristallinen Quellen die Störung durch Quadrupolwechselwirkung des Kerns mit den elektrischen Feldern des Kristallgitters hervorgebracht wird. Wir berichten über die Einkristallexperimente ausführlich in einer separaten Arbeit⁷⁾.

In kubischen Kristallen ist der elektrische Feldgradient kugelsymmetrisch. Bringt man die aktiven Atome in Gitterpunkte eines kubischen Kristalls, so sollte deshalb keine Beeinflussung der Richtungskorrelation durch die Quadrupolwechselwirkung stattfinden. Um dies zu verifizieren hat RÜETSCHI³¹⁾ In¹¹¹-Atome in einem Silbereinkristall eingelagert und die Winkelverteilung beobachtet. Es zeigte sich in der Tat, dass die Winkelverteilung innerhalb der Fehlergrenzen unabhängig von der Orientierung des Kristalls die ungestörte Anisotropie ergab.

b) *Die metallische Indium-Pulverquelle.* In einem zweiten Experiment wurde als Quelle eine polykristalline metallische Indiumquelle verwendet und die Schwächung gemessen. Falls die Voraussetzungen über Pulverquellen zutreffen, sollte dieses Experiment den gleichen Schwächungsparameter x ergeben wie der Einkristall. Da Indium leicht Einkristalle bildet, ist es schwierig, polykristalline Quellen herzustellen. Die mit verschiedenen Quellen erhaltenen Werte streuen deshalb etwas; dagegen ist der Mittelwert mehrerer Messungen mit beliebig orientierten Quellen ($x = 1,6 \pm 0,1$) in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis des Einkristallexperimentes.

c) *Schmelzen.* In einem weiteren Experiment haben wir die Winkelverteilung einer In¹¹¹ enthaltenden metallischen Indiumquelle (Pulverquelle) in Funktion der Temperatur gemessen⁸⁾. In festem Zustand ergibt sich mit $x = 1,6$ und bei Berücksichtigung des Auflösungsvermögens ein Schwächungskoeffizient $G^{22} = 0,38$. Die Schwächung bleibt konstant bis zum Schmelzpunkt des Indiums. Oberhalb des Schmelzpunktes wird die ungestörte Anisotropie beobachtet. Der Effekt ist in Fig. 3 dargestellt.

Auch das Ergebnis dieses Versuches ist ein deutlicher Beweis dafür, dass die Schwächung in kristallinen Quellen durch elektrische Quadrupolwechselwirkung mit dem Kristallgitter hervorgerufen wird. Am Schmelzpunkt wird die Gitterstruktur der Quelle zer-

stört und die Quadrupolwechselwirkung aufgehoben. Bei Einlagerung von In¹¹¹ in Gallium zeigte sich die gleiche Erscheinung; da die Schwächung jedoch in festem Gallium wegen der hohen Symmetrie der hexagonalen Packung klein ist, war in diesem Falle der Effekt weniger deutlich. Da Gallium einen sehr niedrigen Schmelzpunkt hat und sich die Schmelze leicht unterkühlen lässt, haben wir flüssige Galliumquellen benutzt um die ungestörte Winkelverteilung zu messen²¹⁾.

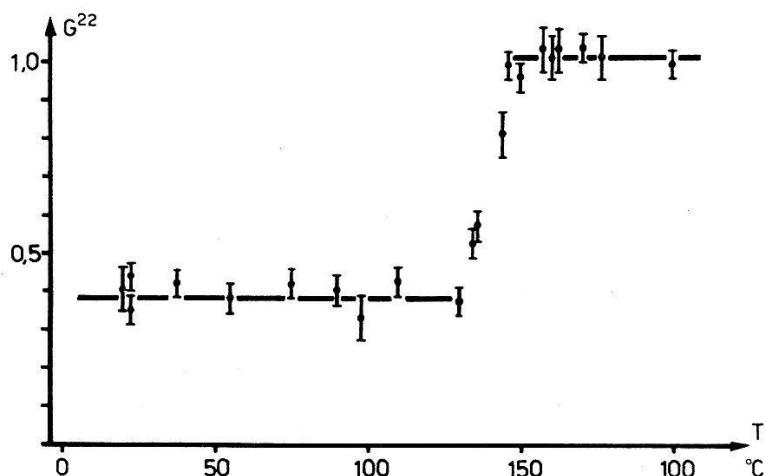


Fig. 3.

Aufhebung der Schwächung in einer metallischen Indium-Pulverquelle durch Schmelzen. Der Schwächungskoeffizient ist als Funktion der Temperatur aufgetragen.

Ein ganz analoges Experiment wurde von FRAUENFELDER¹⁸⁾ mit Pb²⁰⁴ durchgeführt, welches in metallischem Thallium eingelagert war.

Die unter a), b), c) beschriebenen Versuche beweisen das Vorhandensein einer die Winkelkorrelation störenden elektrischen Quadrupolwechselwirkung. Weitere Ergebnisse lassen sich ebenfalls durch die Annahme einer elektrischen Quadrupolwechselwirkung zwangslässig erklären:

d) *Metallische Pulverquellen.* Es ist aus Arbeiten von AEPPLI et al.²⁾³⁾ und eigenen Experimenten bekannt, dass Doppelstrahlpräparate, bei denen In¹¹¹ in Silber oder Kupfer eingelagert wurde, unter günstigen Herstellungsbedingungen die ungestörte Winkelkorrelation ergeben, dass hingegen Präparate bei denen andere Substanzen als Umgebungsmaterial dienten (In, Cd, Te, Sn, Au, Fe) immer eine geschwächte Korrelation zeigen. Präparate, bei denen durch Elektrolyse das In¹¹¹ in metallischem Trägermaterial eingelagert wird, zeigen ähnliche Resultate³⁵⁾. Diese Ergebnisse lassen sich leicht verstehen: In kubisch kristallisierenden Substanzen ergibt sich die

ungestörte Korrelation, falls die In¹¹¹-Atome in Gitterpunkten sitzen und die Kristallite genügend gross sind, so dass Effekte der Korngrenzen vernachlässigbar werden. In Substanzen, die mit niedrigerer Symmetrie kristallisieren, wird hingegen die Richtungsverteilung durch Quadrupolwechselwirkung gestört. Diese Annahme wird gestützt durch die Tatsache, dass keine dieser metallischen Quellen einen Schwächungskoeffizienten liefert, der kleiner als der hard core ist.

e) *Nichtmetallische Pulverquellen.* Sowohl von uns, als auch von anderen Autoren wurden verschiedene nichtmetallische Pulverquellen untersucht^{2) 27) 34)}. Es zeigte sich, dass viele der nichtmetallischen Quellen Anisotropien ergeben, die kleiner sind als die Minimalkorrelation $A_{22}/5$, insbesondere findet STEFFEN³⁴⁾ für verschiedene chemische Verbindungen des Indiums nahezu Isotropie. Anisotropien unterhalb der Minimalkorrelation sind jedoch mit der Annahme stationärer Quadrupolwechselwirkung nicht verträglich. Wir haben deshalb die Schwächung einiger chemischer Verbindungen neu gemessen, das Ergebnis ist in Tabelle 2 dargestellt. Das Resultat

Tabelle 2.

Quellenmaterial	G_{exp}^{22}
$\text{In}_2(\text{SO}_4)_3$	0,194 \pm 0,01
	0,170
	0,181
InCl_3	0,149
	0,183
	0,180
$\text{In}(\text{NO}_3)_3$	0,136
	0,147
In_2O_3	0,208
	0,216
Minimalkorrelation	1/5 = 0,2000

ist, dass diese Präparate zwar alle eine starke Schwächung aufweisen, jedoch keine Isotropie zeigen. Dagegen liegen die Schwächungskoeffizienten der meisten Präparate unter dem hard core; sie können daher nur durch eine instationäre Wechselwirkung erklärt werden. Als solche kommt in kristallinen Quellen die von FRAUENFELDER¹⁷⁾ vorgeschlagene Wechselwirkung der Kerne mit der nach dem K-Einfang angeregten Hülle in Frage. Wie wir in

Abschnitt 6 dargestellt haben, sind die Entkoppelungsexperimente nicht im Widerspruch zu dieser Hypothese; eine weitere Evidenz dafür, dass die magnetische $I-J$ -Kopplung in manchen Fällen eine Störung hervorruft, werden wir in Abschnitt 9 besprechen.

8. Instationäre Quadrupolwechselwirkung.

A. Einleitung.

Es ist vielfach beobachtet worden, dass flüssige Quellen, insbesondere wässrige Lösungen, nahezu die ungestörte Korrelation zeigen.

Unsere Untersuchungen¹⁰⁾ und gleichzeitig Experimente von STEFFEN²⁸⁾ haben jedoch gezeigt, dass auch in flüssigen Quellen Schwächungen auftreten können. Die Ursache ist, dass in Flüssigkeiten lokale Felder hoher Feldstärke auftreten. Unter dem Einfluss der BROWNSCHEN Bewegung ändern diese Felder ständig Richtung und Betrag, die entsprechende Wechselwirkung ist instationär. ABRAGAM und POUND¹⁾ haben diese Art der Wechselwirkung untersucht; da in flüssigen Quellen keine Richtung ausgezeichnet ist, gilt wiederum (4). Für die zeitabhängigen bzw. integrierten Schwächungskoeffizienten finden die Autoren

$$G^{kk}(t) = e^{-\lambda_k t}; \quad G^{kk} = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau_N}. \quad (8) \quad (9)$$

Dabei ist

$$\lambda_k = \frac{3}{80} \left(\frac{e Q_N}{\hbar} \right)^2 \left\langle \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)^2 \right\rangle_{av} \tau_c \frac{k(k+1)[4I(I+1)-k(k+1)-1]}{I^2(2I-1)^2} \quad (10)$$

τ_c bedeutet die Relaxationszeit der Flüssigkeit, $\left\langle \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)^2 \right\rangle_{av}$ das mittlere Quadrat des Feldgradienten. Mit

$$\Delta v = e Q_N / \hbar \cdot \left[\left\langle \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)^2 \right\rangle_{av} \right]^{1/2}$$

wird für $I = 5/2$ im Fall des Cd¹¹¹

$$\lambda_2 = 0,063 (2\pi \Delta v)^2 \tau_c .$$

Diese Darstellung der Schwächungskoeffizienten gilt nur, wenn $2\pi \Delta v \tau_c \ll 1$ ist.

B. Experimente.

a) *Glyzerinquellen.* Wir beschreiben im folgenden Experimente, die zur Untersuchung der elektrischen Quadrupolwechselwirkung in Flüssigkeiten durchgeführt wurden; insbesondere sollte die Abhängigkeit des Wechselwirkungsparameters λ_k von der Relaxationszeit τ_c untersucht werden. Als Quellen benützten wir in Wasser-Glyzerin-Mischungen gelöstes InCl_3 .

Um die Ergebnisse auszuwerten machen wir zunächst folgende Annahmen:

1. Die Relaxationszeit τ_c ist durch

$$\tau_c = \frac{1}{3} \tau_D = \frac{4\pi}{3kT} a^3 \eta \quad (11)$$

gegeben. a ist eine für das Medium charakteristische Länge (scheinbarer Molekülradius), η die Viskosität des Mediums. τ_D ist die von DEBYE¹⁴⁾ eingeführte Relaxationszeit. Der Faktor 1/3 steht deshalb, weil in den Ausdruck für die Quadrupolwechselwirkung $\cos^2 \varphi$ als charakteristische Funktion eingeht¹³⁾.

2. Für die Temperaturabhängigkeit der Viskosität nehmen wir einen Exponentialansatz an:

$$\eta = A \exp E_\eta / kT. \quad (12)$$

Dabei bedeutet E_η die Aktivierungsenergie.

3. Wir nehmen an, dass $\langle (\partial^2 V / \partial z^2) \rangle_{av}^2$ für die Glyzerin-Wasser-Gemische unabhängig von der Konzentration ist.

In einem ersten Experiment variieren wir die Konzentration des Glyzerin-Wasser-Gemisches und damit die Relaxationszeit. Wir führen

$$\sigma_2 = \lambda_2 \tau_N = 0,063 (2\pi \Delta\nu)^2 \tau_c \tau_N \quad (13)$$

ein und erhalten für unendlich grosse Auflösungszeit

$$G^{22} = \frac{1}{1 + \sigma_2}.$$

Wir haben die Schwächungsfaktoren G^{22} für verschiedene Konzentrationen der Mischung gemessen und daraus unter Berücksichtigung der endlichen Auflösungszeit des Koinzidenzverstärkers σ_2 berechnet. Es zeigte sich, dass innerhalb der Fehlergrenzen σ_2/τ_c konstant ist. Die Relaxationszeit wurde aus der Viskosität der Mischung und

aus einem mittleren Molekülradius berechnet. Den mittleren Molekülradius haben wir mit Hilfe der Formel

$$\bar{a} = \frac{N_{\text{Glyz}} a_{\text{Glyz}} + N_{\text{Wass}} a_{\text{Wass}}}{N_{\text{Glyz}} + N_{\text{Wass}}}$$

bestimmt, wo N_{Glyz} und N_{Wass} die Anzahl der Glyzerin- bzw. Wassermoleküle in der Lösung bedeuten; a_{Glyz} und a_{Wass} sind die scheinbaren Molekülradien des Glyzerins und des Wassers. Aus σ_2 und der so berechneten Relaxationszeit erhalten wir für die Frequenz der Wechselwirkung $\Delta\nu = 450$ Mhz. Die auf Grund von (11) und

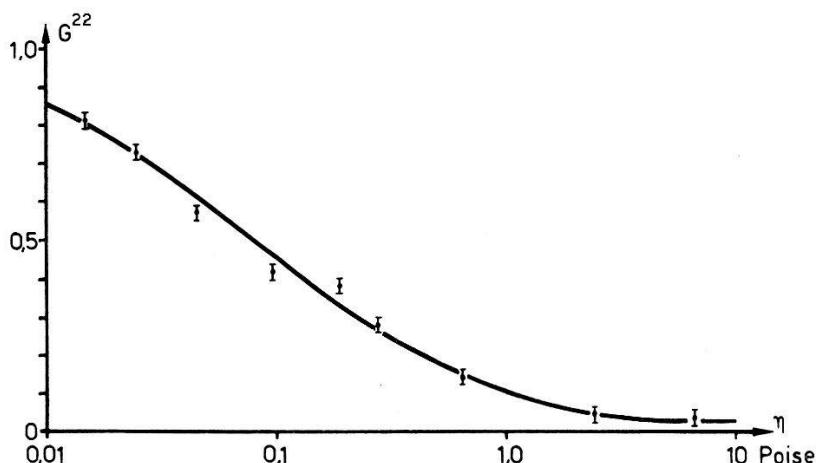


Fig. 4.

InCl_3 gelöst in Glyzerin-Wasser-Gemischen verschiedener Konzentration. Der Schwächungskoeffizient ist als Funktion der Viskosität der Mischung aufgetragen.

Annahme 3. berechnete Kurve in Fig. 4 gibt das Ergebnis der Versuche in befriedigender Weise wieder. Die Konstanz von $\langle (\partial^2 V / \partial z^2)_{\text{av}}^2 \rangle$ kann man mit der Annahme deuten, dass sich die In^+ -Ionen mit einer Hydratationshülle umgeben, welche unabhängig von der Konzentration ist. Dies scheint plausibel, da die Anzahl der OH-Gruppen je cm^3 für Wasser und Glyzerin nahezu gleich ist (Glyzerin $2,5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, Wasser $3,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$).

In einem zweiten Experiment haben wir InCl_3 in einer konstanten Glyzerin(75%)-Wasser(25%)-Mischung gelöst und die Temperatur zwischen -5°C und $+145^\circ \text{C}$ variiert. Die Messung ergab eine starke Abhängigkeit von σ_2 von der Temperatur. Zur Auswertung führen wir (11) und (12) in (13) ein:

$$\sigma_2 = 0,063 (2\pi\Delta\nu)^2 \tau_N \cdot \frac{4\pi\bar{a}^3}{3k} \cdot A \cdot \frac{1}{T} \exp E_\eta/kT. \quad (14)$$

Wir haben in Fig. 5 die experimentell erhaltenen Werte von σ_2 als Funktion von $1/T$ aufgetragen. Unterhalb 5°C ist $2\pi\Delta\nu\tau_e$ nicht

mehr klein gegen die Einheit; dies erklärt das abweichende Verhalten der σ_2 -Werte bei niedrigen Temperaturen. Aus den Punkten $T \geq 5^\circ\text{C}$ wurde der Exponent der e -Funktion bestimmt und $E_\eta/k = 2870$ Grad erhalten. Gemäß (11) sollte die Temperaturabhängigkeit von τ_e und η durch die gleiche Exponentialfunktion beschrieben werden, da $\log 1/T \ll E_\eta/kT$ ist. Man entnimmt jedoch aus LANDOLT-BÖRNSTEIN³⁰⁾ für die Zähigkeit $\eta = 5 \cdot 10^{-7} \exp 4070/T$. Wir deuten diese Abweichung durch die Annahme, dass bei Erwärmung die Relaxation der Hydratationshülle nicht mehr durch die Viskosität allein bestimmt ist, sondern dass sich ein Mechanismus kleinerer Aktivierungsenergie überlagert, z. B. ein Umklappen der OH-Gruppen in der Hydratationshülle. Da ein solcher Mechanismus auch bei konstanter Temperatur wirksam sein muss, folgt, dass der Wert für $\Delta\nu$ höchstens der Größenordnung nach richtig sein kann.

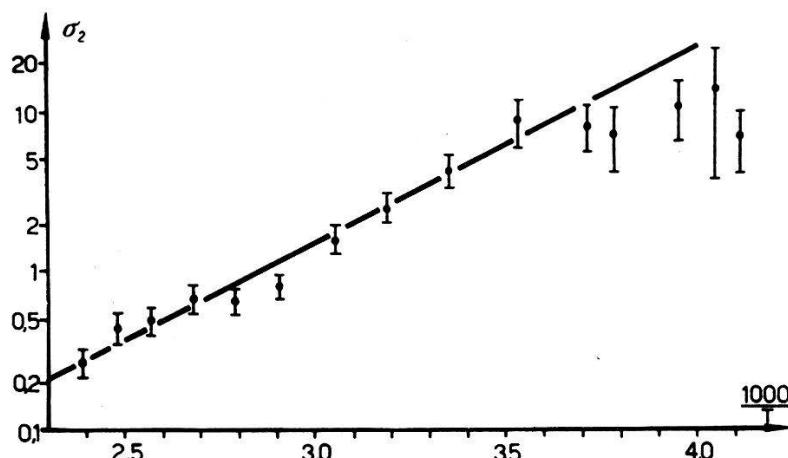


Fig. 5.

InCl_3 gelöst in einer Glyzerin(75%)-Wasser(25%)-Mischung. Der Schwächungsparameter $\sigma_2 = \lambda_2 \tau_N$ ist als Funktion von $1/T$ dargestellt.

Wir bemerken, dass die von ABRAGAM und POUND¹⁾ entwickelte Theorie der Quadrupolwechselwirkung in Flüssigkeiten die Ergebnisse der Experimente erklären kann, dass jedoch der Ansatz (11) für die Relaxationszeit den Tatsachen nur teilweise gerecht wird.

b) *Lösungen und Schmelzen.* Es hat sich gezeigt, dass polykristalline nichtmetallische Pulverquellen wegen elektrischer Quadrupolwechselwirkung stark gestörte Winkelverteilungen zeigen. Bringt man jedoch die genannten Substanzen in wässrige Lösungen, so erhält man oft eine fast ungestörte Korrelation, da in wässrigen Lösungen τ_e so klein ist, dass die instationäre Wechselwirkung keine starke Schwächung hervorrufen kann. In metallischen Schmelzen ist τ_e ebenfalls kurz und überdies sind die elektrischen Felder klein. Flüssige metallische Quellen eignen sich deshalb gut für die Messung

der ungestörten Winkelkorrelation. Da in solchen Quellen viele Metallelektronen vorhanden sind, darf man annehmen, dass auch die Wechselwirkung mit der angeregten Elektronenhülle auf ein Minimum reduziert wird. Der im vorigen Abschnitt beschriebene Schmelzversuch mit einer metallischen Indium-Pulverquelle ist unter diesem Gesichtspunkt zu deuten.

9. Delayexperimente.

Bei den in den vorigen Abschnitten beschriebenen Experimenten wurde ein Koinzidenzverstärker benutzt, dessen Auflösungszeit $\tau_R = 3 \cdot 10^{-7}$ sec betrug, also etwa das Zweieinhalfache der Lebensdauer des Kerns im mittleren Niveau der Kaskade. Aus den experimentell bestimmten Werten der Schwächungskoeffizienten

$$G_{\text{exp}}^{kk} = \left(\int_0^{\tau_R} G^{kk}(t) e^{-t/\tau_N} dt \right) / \int_0^{\tau_R} e^{-t/\tau_N} dt$$

haben wir durch Rechnung den durch (5) definierten Schwächungsfaktor erhalten.

Es ist aber ganz offensichtlich, dass der durch (5) definierte Schwächungskoeffizient nur beschränkte Auskunft über die vorhandene Wechselwirkung geben kann. Liegt aus dem Experiment ein einziger Wert G^{kk} vor, so kann man im allgemeinen über den Charakter der Funktion $G^{kk}(t)$, d. h. über den Typ der vorliegenden Wechselwirkung überhaupt keine Aussagen machen. Grundsätzlich folgt aus den integrierten Schwächungskoeffizienten nur dann eine genaue Kenntnis der Wechselwirkung, wenn es möglich ist, einen für den Einfluss der Wechselwirkung auf die Richtungskorrelation charakteristischen Parameter zu variieren. Bei der Durchführung des oben skizzierten Einkristallexperimentes wurde ein geometrischer Parameter variiert und deshalb konnte der Typ der Wechselwirkung genau analysiert werden; bei der Bestimmung des magnetischen Momentes des Zustandes B der Kaskade haben AEPPLI et al.⁴⁾ die Stärke der Wechselwirkung durch Verändern des Magnetfeldes variieren können.

Liegt jedoch — was meistens der Fall sein wird — eine Quelle vor, welche eine Störung unbekannter Herkunft zeigt und in der keine Richtung des Raumes ausgezeichnet ist (Pulverquelle), so gestattet die Kenntnis des integrierten Schwächungskoeffizienten keine Analyse der Schwächung.

Die einzige Möglichkeit, in einem solchen Falle genaue Information über den Wechselwirkungstyp zu bekommen, ist die Durch-

führung eines Delayexperimentes. Unter einem Delayexperiment verstehen wir ein Experiment, bei dem ausschliesslich Koinzidenzen zwischen solchen Quanten registriert werden, die von Kernen vor gegebener Lebensdauer im mittleren Zustand emittiert werden. Die ideale Apparatur für ein solches Delayexperiment ist eine Koinzidenzschaltung mit einer Delayline in einem Kanal und mit einer Auflösungszeit τ_R , die klein ist gegen die Verzögerungszeit τ_D . Bedeutet ΔE die Energie der störenden Wechselwirkung, so soll τ_D von der Grössenordnung $\hbar/\Delta E$ sein.

Führt man mit dieser Apparatur ein Richtungskorrelations experiment durch, so wird man nur Koinzidenzen von solchen Kernen registrieren, die während der Zeit τ_D im Zustand B gelebt haben. Die Messung der Schwächungskoeffizienten als Funktion der Delayzeit liefert also gerade die gewünschte Funktion $G^{kk}(\tau_D)$, die die Wechselwirkung eindeutig charakterisiert.

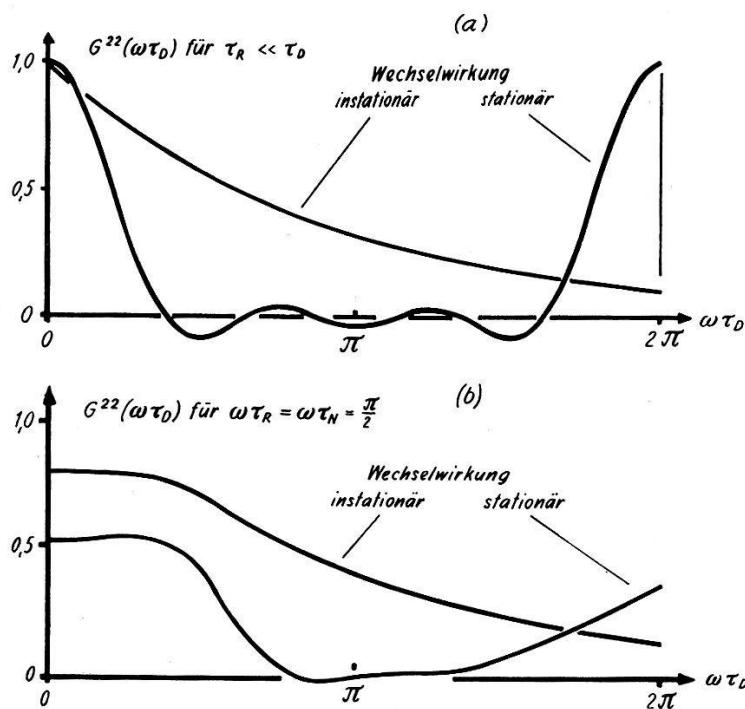


Fig. 6.

- (a) Theoretische Schwächungskoeffizienten für stationäre und instationäre Quadrupolwechselwirkung. G^{22} ist für $I = 5/2$ gegen $\omega \tau_D$ aufgetragen. $\tau_D \gg \tau_R$.
 (b) Wie (a), jedoch für $\omega \tau_R = \omega \tau_N = \pi/2$.

Delayexperimente sind aus zwei Gründen schwierig durchzuführen:

1. Wegen der mit e^{-t/τ_N} abnehmenden Anzahl der Kerne im Zustand B nimmt für grosse Delayzeiten τ_D die Zahl der wahren Koinzidenzen rasch ab, während die Zahl der zufälligen Koinzidenzen konstant bleibt. Damit man überhaupt innerhalb vernünftiger Zeiten messen kann, muss man die Anzahl der Kerne im Zustand B so gross machen, dass die Zufallskoinzidenzen einen vernachlässigbaren Anteil an der Gesamtkoinzidenzanzahl bilden.

tiger Messzeiten Resultate erzielen kann, muss man deshalb stark von der idealen Anordnung abweichen und zulassen, dass $\tau_R \sim \tau_D$ wird. Daraus resultiert eine starke Verschmierung, die rechnerisch korrigiert werden muss.

2. Zur Durchführung der Experimente benötigt man eine Apparatur, deren elektronischer Teil ausserordentlich rasch arbeiten muss. Um saubere Delayexperimente zu machen bei Verzögerungszeiten von der Grössenordnung 10^{-7} sec, sollten die Verstärker Anstiegszeiten von höchstens 10^{-8} sec haben, damit die Delayzeit genügend scharf definiert ist.

Eine Anwendung der Delayexperimente wäre z. B. die Demonstration des grundsätzlichen Unterschiedes zwischen der statio-nären und der instationären Wechselwirkung in Pulverquellen. Für

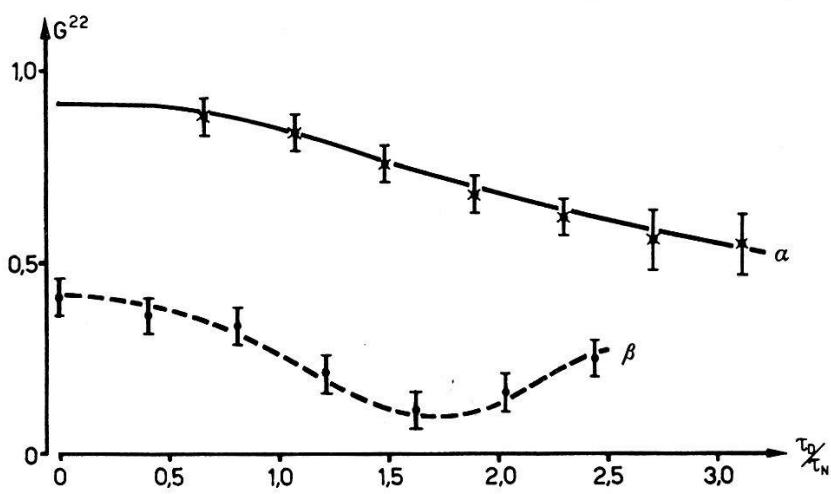


Fig. 7.

Ergebnis des Delayexperimentes mit gestörten Quellen. G^{22} als Funktion von τ_D/τ_N .

Kurve α : Instationäre Quadrupolwechselwirkung,
 InCl_3 in Glyzerin-Wasser-Gemisch.

Kurve β : Stationäre Quadrupolwechselwirkung.
Metallische Indium-Pulverquelle.

den Fall instationärer Wechselwirkung nehmen die Schwächungskoeffizienten mit zunehmender Delayzeit monoton gegen Null ab, während bei stationärer Wechselwirkung die Schwächungskoeffizienten periodische Funktionen der Delayzeit werden. In Fig. 6a ist der theoretisch zu erwartende Verlauf der Funktion $G^{22}(\omega \cdot \tau_D)$ für stationäre und instationäre Wechselwirkung aufgetragen, wo bei $\tau_R \ll \tau_D$ vorausgesetzt ist. Der bei endlicher Auflösungszeit auftretende Verschmierungseffekt ist in Fig. 6b dargestellt.

Wegen der angedeuteten Schwierigkeiten haben wir keine quantitative Übereinstimmung unserer Experimente mit der Theorie gefunden. Qualitativ ist die monoton zunehmende Schwächung für instationäre Wechselwirkung und eine Andeutung der Periodizität bei stationärer Wechselwirkung beobachtet worden (Fig. 7).

Eine typische und zugleich die wichtigste Anwendung der Delay-experimente ist die Untersuchung der Frage, ob eine gemessene Winkelverteilung durch Wechselwirkung des Kerns mit äusseren Feldern gestört ist oder nicht. Es ist leicht einzusehen, dass, was immer die spezifische Art der Wechselwirkung sein möge, die Schwächungskoeffizienten stark von t abhängen. Der einzige Fall zeitunabhängiger Schwächungsfaktoren ist derjenige verschwindender Wechselwirkung. Findet man also in einem Experiment zeitunabhängige Schwächungsfaktoren, so kann man sicher sein, dass die gemessene Winkelverteilung ungestört ist. Wir haben diese Anwendung des Delayexperimentes mit Quellen durchgeführt, von denen angenommen werden konnte, dass sie nur extrem kleine Störungen aufweisen. Wir haben gefunden, dass InCl_3 in wässriger Lösung und Indiummetall in flüssigem Gallium eingelagert tatsäch-

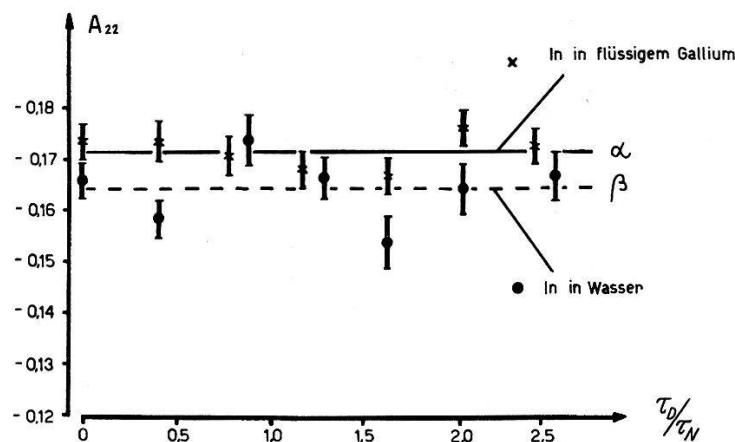


Fig. 8.

A_{22} als Funktion der Delayzeit:

Kurve α : Metallisches Indium in flüssigem Gallium,

Mittelwert $A_{22} = -0,171$. Mittelwert aller Messungen $A_{22} = -0,170$.

Kurve β : InCl_3 in wässriger Lösung.

Mittelwert $A_{22} = -0,164$. Mittelwert aller Messungen $A_{22} = -0,158$.

lich zeitunabhängige Schwächungskoeffizienten ergeben (vgl. Fig. 8). Daraus würde zunächst unmittelbar folgen, dass die gemessene Korrelation in beiden Fällen ungestört ist. Dies ist jedoch nicht möglich, da die Anisotropie in den beiden Fällen etwas verschiedene Werte annimmt (A_{22} (Galliumquelle) = $-0,170$, $A_{22}(\text{InCl}_3)$ = $-0,158$). Diesen Widerspruch erklären wir durch die Annahme einer ausserordentlich rasch abklingenden, jedoch sehr starken Wechselwirkung, hervorgerufen durch die nach dem K -Einfang angeregte Hülle (Hypothese von FRAUENFELDER¹⁷)). Ist die Abklingzeit einer solchen Wechselwirkung klein gegen die von uns verwendete Delayzeit, so kann sie in unserem Experiment nicht erfasst werden. Experimente von FRASER und MILTON²⁰) mit einer bedeu-

tend schneller arbeitenden Koinzidenzapparatur deuten darauf hin, dass bei $\tau_D < 2 \cdot 10^{-8}$ sec die Anisotropie einer InCl_3 -Quelle grösser ist als der konstante Wert für $\tau_D > 2 \cdot 10^{-8}$ sec. Der Unterschied zwischen der Galliumquelle und der InCl_3 -Quelle erklärt sich zwangslässig in der von FRAUENFELDER vorgeschlagenen Weise. Bei der Durchführung des Versuches kam uns zu Hilfe, dass der Einfluss der Verschmierung, die aus der endlichen Auflösungszeit der Koinzidenzschaltung und der endlichen Anstiegszeit der Verstärker resultiert, verschwindet, falls die Schwächungskoeffizienten nicht von der Zeit abhängen. Es zeigt sich also, dass es auch mit weniger anspruchsvollen Apparaturen möglich ist durch ein Delayexperiment eine grobe Prüfung auf Störeffekte durchzuführen. Es ist jedoch deutlich zu bemerken, dass schnell abklingende Störungen existieren können, deren Einfluss mit den üblichen Koinzidienzanordnungen nicht entdeckt würde.

Eine weitere interessante Anwendung eines verzögerten Koinzidenzexperimentes ist die Untersuchung solcher Quellen, die Anisotropien unter dem hard core zeigen³⁴⁾. Wie wir oben festgestellt haben, kann im Falle der stationären Quadrupolwechselwirkung in polykristallinen Quellen auch für beliebig grosse Wechselwirkung die Anisotropie nicht völlig zerstört werden, sondern es wird der Wert der Minimalkorrelation erreicht. Der Grenzwert des Schwächungskoeffizienten ist z. B. für Cd^{111} $G^{22} = 1/5$. Die elektrische Quadrupolwechselwirkung kann somit die beobachtete Winkelverteilung nicht erklären. Nur eine Untersuchung mit verzögerten Koinzidenzen wird genaue Aussagen über den Charakter der in diesen Fällen vorliegenden Wechselwirkung liefern. Wir vermuten, dass die unter dem hard core liegenden Werte der Anisotropie auf instationäre Wechselwirkung mit der durch den *K*-Einfang angeregten Hülle zurückzuführen sind.

10. Schlussfolgerungen.

Zu Beginn der Arbeit hatten wir uns die Aufgabe gestellt, zu entscheiden, ob die beobachteten Störungen der Winkelkorrelation der Cd^{111} -Kaskade mit der Hypothese der magnetischen *I—J*-Kopplung nach FRAUENFELDER¹⁷⁾ erklärt werden können, oder ob die Annahme der elektrischen Kernquadrupolwechselwirkung nach HEER²⁶⁾ die Beobachtungen zu erklären gestattet. Als Resultat unserer Arbeit haben wir gefunden, dass die elektrische Quadrupolwechselwirkung im allgemeinen stark überwiegt. Insbesondere das Einkristallexperiment und die ausgeprägte Temperaturabhängigkeit

keit metallischer Pulverquellen lassen sich quantitativ mit der Theorie der elektrischen Quadrupolwechselwirkung erfassen. Auch die Experimente mit flüssigen Quellen stehen im Einklang mit der Theorie der elektrischen Quadrupolwechselwirkung in Flüssigkeiten nach ABRAGAM und POUND¹⁾. Die Übereinstimmung von Theorie und Experiment ist jedoch in diesem Falle nicht vollständig: 1. Es ergibt sich eine andere Temperaturabhängigkeit des Effekts als das verwendete Modell der Flüssigkeit voraussagt. 2. Die den Experimenten angepasste Funktion $G^{22}(\eta)$ (Fig. 4) ergibt für Wasser bei Zimmertemperatur (25° C, $\eta_{H_2O} = 0,894$ Centipoise) einen Schwächungsfaktor $G^{22} = 0,87$. Dies steht im Widerspruch mit den Messungen des magnetischen Momentes⁷⁾ und mit dem Ergebnis des Delayexperimentes. Man muss daraus schliessen, dass eine Extrapolation von (13) für reines Wasser nicht gestattet ist, solange man $\langle (\partial^2 V / \partial z^2) \rangle_{av}^2$ als konstant annimmt. Diese Abweichungen scheinen uns jedoch nicht grundsätzlicher Natur zu sein, sie zeigen vielmehr, dass das zur Ausdeutung der Experimente benutzte Modell der Flüssigkeiten eine allzu grobe Annäherung der Wirklichkeit darstellt.

Die Experimente zur Entkoppelung der magnetischen $I-J$ -Kopplung ergaben, dass diese Kopplung in einigen Fällen vorhanden zu sein scheint, jedoch klein sein muss. Die Delayexperimente ergaben einen Hinweis auf den Einfluss der magnetischen Wechselwirkung mit der Hülle im Falle der $InCl_3$ -Quellen. Eine genaue Untersuchung erfordert eine sehr rasch arbeitende Delayapparatur, welche uns nicht zur Verfügung stand. Deshalb musste auf ein weiteres Studium dieser Wechselwirkung verzichtet werden.

Die Beeinflussung der Winkelkorrelation durch kernfremde Felder ist — soweit man nicht auf die Bestimmung der elektrischen oder magnetischen Momente angeregter Zustände abzielt — als unerwünschte Störung bei kernspektroskopischen Untersuchungen anzusehen. Daher war die Frage nach Methoden zur Herstellung ungestörter Quellen eine weitere Aufgabe. Es hat sich indessen gezeigt, dass es im allgemeinen schwierig ist, gänzlich ungestörte Quellen herzustellen. Dagegen lassen sich Methoden angeben, mit denen man auch bei Anwesenheit von Störungen die Koeffizienten A_{kk} der ungestörten Korrelation erhalten kann. Wir haben einige Methoden in Tabelle 3 zusammengestellt. Voraussetzung für alle angeführten Beispiele ist die Verwendung diamagnetischer Substanzen als Quellenmaterial, weil dadurch der Einfluss eines eventuell vorhandenen magnetischen Moments der Hülle ausgeschaltet wird. Störungen durch den vorhergehenden Kernzerfall (K-Einfang usw.) sind natürlich immer möglich und können nicht vermieden

Tabelle 3.

Art der Quelle	Typ der vorhandenen Wechselwirkung	Art des Experimentes und gemessene Grösse	Bemerkungen
flüssig	zeitabhängige, jedoch sehr schwache elektrische Quadrupolkopplung	Übliche Messung der Winkelkorrelation $W(\Theta)$	Bedingung: $\lambda_k \tau_N \ll 1$.
kubischer Kristall	keine Störung	Übliche Messung der Winkelkorrelation $W(\Theta)$	Der kubische Kristall muss sehr rein gezüchtet sein; er muss so gross sein, dass Randeffekte vernachlässigbar werden.
beliebig	beliebig	Delayexperiment nach Abschnitt 9 $W(\Theta, \tau_D)$	Extrapolation nach $\tau_D = 0$.
flüssig	zeitabhängige elektrische Quadrupolkopplung	Anlegen eines externen Magnetfeldes $W(\Theta, H)$	Bedingung: Mindestens zwei der A_{kk} nicht Null, z. B. $A_{22} \neq 0, A_{44} \neq 0$.
flüssig	zeitabhängige elektrische Quadrupolkopplung	Variation der Zähigkeit der Lösung $W(\Theta, \eta)$	In die notwendig gebrauchte Beziehung $\tau_e(\eta)$ geht ein Modell der Flüssigkeit ein. Vgl. Abschnitt 8.
flüssig	zeitabhängige elektrische Quadrupolkopplung	Variation von λ_k durch Wahl verschiedener flüssiger Quellen $W(\Theta, \lambda_k)$	Bedingung: Mindestens zwei der A_{kk} nicht Null, z. B. $A_{22} \neq 0, A_{44} \neq 0$, dann jedoch sehr allgemeine Methode.
Einkristall mit axialer Symmetrie	statische elektrische Quadrupolkopplung	Variation geometrischer Parameter $W(\Theta, \vartheta, \varphi)$	Vgl. ref. 7.
Polykristallin	statische elektrische Quadrupolkopplung	Anlegen eines externen Magnetfeldes $W(\Theta, H)$	Für diesen Fall ist die Theorie prinzipiell bekannt, jedoch noch nicht im Detail durchgerechnet.
Polykristallin	beliebig	Messung der (γ, γ) - und der (γ, e^-) -Korrelation $W(\Theta)_{\gamma\gamma}$ und $W(\Theta)_{\gamma e^-}$	Bedingung: der konvertierte γ -Strahl muss eine Mischung aus zwei Multipolstrahlungen sein.

werden. Die Tabelle erhebt nicht den Anspruch, vollständig zu sein, es mögen noch andere experimentelle Anordnungen geeignet sein. Wie weit die angeführten Beispiele tatsächlich die Bestimmung der A_{kk} mit befriedigender Genauigkeit gestatten, hängt von dem speziellen Fall ab und lässt sich nicht allgemein sagen.

Die beiden ersten in der Tabelle angeführten Beispiele beruhen darauf, direkt die Koeffizienten A_{kk} zu messen ($G^{kk} = 1$), in diesem Falle ist es unerlässlich, sich mit einem Delayexperiment nach Abschnitt 9 davon zu überzeugen, dass tatsächlich keine Störung existiert. Hierbei ist wiederum zu beachten, dass kurzlebige Störungen nur bei sehr genauen Delayexperimenten mit kurzen Delayzeiten beobachtet werden. Dies bedingt einen erheblichen experimentellen Aufwand.

Die Kaskade des Cd¹¹¹ bot uns Gelegenheit, die Störungen der Winkelkorrelation durch kernfremde Felder zu studieren. Auch andere Autoren haben das Cd¹¹¹ benutzt um Schwächungserscheinungen zu untersuchen, und man ist heute weitgehend über die Schwierigkeiten orientiert, die bei Richtungskorrelationsmessungen auftreten können. Dies wird es in Zukunft erleichtern, Richtungskorrelationsexperimente für kernspektroskopische Forschungen in stärkerem Masse als bisher heranzuziehen.

Wir danken den Herren P. DEBRUNNER und F. HÄNNI für ihre Mitarbeit bei den Experimenten, den Herren Dr. H. SCHNEIDER, Dr. M. SEMPERT und M. MARTIN für die vielen mit dem Cyclotron ausgeführten Bestrahlungen und den Herren F. GIMMI und R. RÜETSCHI für Diskussionen und Mithilfe bei den Messungen. Ganz besonderen Dank schulden wir den Herren K. ALDER und Dr. T. B. NOVEY für ihre wertvolle Mitarbeit.

Literatur.

- ¹⁾ A. ABRAGAM und R. V. POUND, Phys. Rev. **92**, 943 (1953).
- ²⁾ H. AEPPLI, A. S. BISHOP, H. FRAUENFELDER, M. WALTER und W. ZÜNTI, Phys. Rev. **82**, 550 (1951).
- ³⁾ H. AEPPLI, H. FRAUENFELDER und M. Walter, Helv. Phys. Acta **24**, 335 (1951).
- ⁴⁾ H. AEPPLI, H. ALBERS-SCHÖNBERG, H. FRAUENFELDER und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **25**, 339 (1952).
- ⁵⁾ K. ALDER, Helv. Phys. Acta **25**, 235 (1952).
- ⁶⁾ K. ALDER, H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER und T. B. NOVEY, Helv. Phys. Acta **26**, 761 (1953).
- ⁷⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **27**, 547 (1954).
- ⁸⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY und R. RÜETSCHI, Phys. Rev. **91**, 199 (1953).

- ⁹⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, Proc. Phys. Soc. A **66**, 952 (1953). (London.)
 - ¹⁰⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, F. GIMMI und T. B. NOVEY, Helv. Phys. Acta **26**, 599 (1953).
 - ¹¹⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, O. BRAUN und E. HEER, Phys. Rev. **91**, 1287 (1953).
 - ¹²⁾ L. C. BIEDENHARN und M. E. ROSE, Revs. Modern Phys. **25**, 729 (1953).
 - ¹³⁾ N. BLOEMBERGEN, E. M. PURCELL und R. V. POUND, Phys. Rev. **73**, 679 (1948).
 - ¹⁴⁾ P. DEBYE, Polar Molecules, Dover Publications, New York 1945.
 - ¹⁵⁾ M. DEUTSCH und D. T. STEVENSON, Phys. Rev. **76**, 184 (1949).
 - ¹⁶⁾ H. FRAUENFELDER, Helv. Phys. Acta **23**, 347 (1950).
 - ¹⁷⁾ H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. **82**, 549 (1951).
 - ¹⁸⁾ H. FRAUENFELDER, J. S. LAWSON, W. JENTSCHKE und G. DE PASQUALI, Phys. Rev. **92**, 1241 (1953).
 - ¹⁹⁾ H. FRAUENFELDER, Ann. Reviews of Nuclear Science 1953.
 - ²⁰⁾ J. S. FRASER und J. D. C. MILTON, Phys. Rev. **94**, 795 (1954).
 - ²¹⁾ F. GIMMI, E. HEER und P. SCHERRER, Z. Physik **138**, 394 (1954).
 - ²²⁾ G. GOERTZEL, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).
 - ²³⁾ F. K. McGOWAN, Phys. Rev. **93**, 471 (1954).
 - ²⁴⁾ F. K. McGOWAN, ORNL **366**, 34 (1949).
 - ²⁵⁾ D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
 - ²⁶⁾ ERNST HEER, Physica **18**, 1215 (1952).
 - ²⁷⁾ J. C. KLUYVER und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **87**, 203 (1952).
 - ²⁸⁾ P. B. HEMMIG und R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **92**, 832 (1953).
 - ²⁹⁾ H. KOPFERMANN, Kernmomente, Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig 1940.
 - ³⁰⁾ LANDOLT-BÖRNSTEIN, 5. Auflage, EG I 85.
 - ³¹⁾ R. RÜETSCHI, nicht veröffentlichte Messungen.
 - ³²⁾ R. M. STEFFEN, persönliche Mitteilung.
 - ³³⁾ R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **89**, 903 (1953).
 - ³⁴⁾ R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **90**, 1119 (1953).
 - ³⁵⁾ R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **86**, 632 (1952).
-