

Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen

Autor(en): **Heer, Ernst**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **33 (1960)**

Heft [5]: **Supplementum 5. Beiträge zur Entwicklung der Physik**

PDF erstellt am: **21.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-513245>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

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

Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen

Von ERNST HEER (Universität Rochester, Rochester, N. Y., USA)

1. Einleitung

Richtungskorrelation (RK) kann immer dann gemessen werden, wenn ein Kern bei seinem radioaktiven Zerfall zwei Strahlungen kurz nacheinander emittiert. Figur 1a zeigt als Beispiel eines solchen Kerns den Zerfall von ^{111}In , bei welchem sukzessive zwei γ -Strahlen emittiert werden.

Die Richtungskorrelation zwischen den beiden γ -Strahlen wird in einer Anordnung gemäss Figur 1b gemessen. Die radioaktive Quelle befindet sich im Zentrum der Apparatur, die im wesentlichen aus zwei Detektoren besteht, die mit der Quelle den variablen Winkel ϑ einschliessen. Der Koinzidenzanalysator gibt nur dann am Ausgang einen Impuls ab (Koinzidenz), wenn gleichzeitig (das heisst innerhalb des Auflösungsvermögens τ_R des Koinzidenzanalysators) sowohl ein Impuls vom ersten Detektor als auch ein Impuls vom zweiten Detektor an den beiden Eingängen eintreffen. Die Zahl der gemessenen Koinzidenzen als Funktion des Winkels ϑ nennt man die Korrelationsfunktion, $W(\vartheta)$. Figur 1c zeigt als Beispiel die γ - γ -Richtungskorrelationsfunktion der Kaskade des ^{111}Cd .

Die Korrelationsfunktion $W(\vartheta)$ kann als Summe Legendrescher Polynome geschrieben werden:

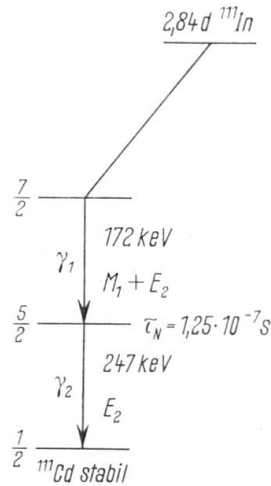
$$W(\vartheta) = \sum_k A_k P_k(\cos \vartheta), \quad (1)$$

wobei in allen Fällen von praktischer Bedeutung nur die Koeffizienten A_0 , A_2 und A_4 verschieden von Null sind. Aus praktischen Gründen wird die Korrelationsfunktion manchmal auch in den beiden folgenden Weisen geschrieben:

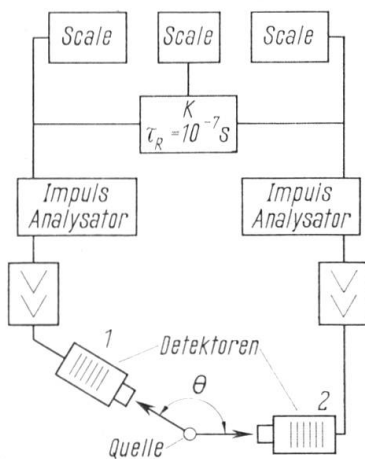
$$W(\vartheta) = \sum_k a_k \cos^k \vartheta = \sum_k b_k \cos k \vartheta. \quad (2)$$

Die Messung einer solchen Richtungskorrelationsfunktion $W(\vartheta)$ ist nun ein bedeutendes Hilfsmittel zur Erforschung der Kernstruktur. Sie gestattet nämlich die Bestimmung der Spins der drei Kernniveaus und die Bestimmung der Eigenschaften der beiden emittierten Strahlungen. Wir werden uns im folgenden im wesentlichen auf den Fall beschränken, bei dem beide Strahlungen γ -Strahlen sind (γ - γ -Richtungskorrelation).

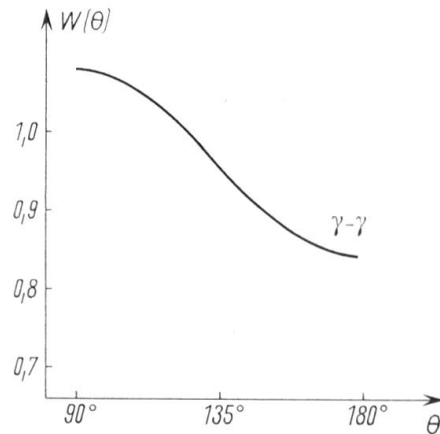
In diesem Fall können die Multipolordnungen der emittierten γ -Quanten gemessen werden. Vielfach sind die γ -Strahlen Mischungen verschiedener Multipolordnungen, und die RK-Messung bestimmt dann die Mischungsverhältnisse. Magnetische und elektrische Felder können unter bestimm-



a Zerfallschema von ^{111}In . Der radioaktive Kern ^{111}In zerfällt durch Einfang eines Elektrons aus der K -Schale des Atoms in einen angeregten Zustand des Kerns ^{111}Cd . Dieser zerfällt durch sukzessive Emission von zwei γ -Quanten in den Grundzustand. Die beiden γ -Quanten folgen einander sehr rasch, die Lebensdauer τ_N des mittleren Niveaus der γ -Kaskade beträgt nur $1,25 \cdot 10^{-7}$ s.



b Schema einer Richtungskorrelations-Messanordnung.



c Beispiel einer gemessenen Richtungskorrelationsfunktion (γ - γ -Kaskade des ^{111}Cd).

Figur 1

Beispiel einer Richtungskorrelationsmessung

ten Bedingungen die RK beeinflussen. Die Beeinflussung kann einerseits eine unerwünschte Erschwerung der RK-Messung verursachen, kann aber andererseits die Bestimmung des magnetischen und des elektrischen Kernmomentes des sehr kurzlebigen mittleren Zustandes der γ - γ -Kaskade ermöglichen.

Es ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, die Theorie der Richtungskorrelation – welche sehr gut ausgearbeitet ist – auch nur zu skiz-

zieren. Wir müssen den Leser auf die Originalarbeiten verweisen, wollen jedoch hier nicht unerwähnt lassen, dass wesentliche Beiträge zur Theorie am Physikalischen Institut der ETH geleistet worden sind [9–11]¹⁾.

Im folgenden zweiten Teil werden wir versuchen, die Entwicklung der Richtungskorrelationsforschung am physikalischen Institut der ETH zu beschreiben. Die Beschränkung auf Arbeiten von einem einzigen Institut muss notgedrungen ermassen einige Lücken offen lassen. Zu deren Überbrückung möchten wir dem Leser die im Literaturverzeichnis erwähnten Übersichtsarbeiten [1–4] empfehlen.

2. Historischer Überblick über die Entwicklung der Richtungskorrelationsforschung am physikalischen Institut der ETH

2.1 Vorgeschichte

Die Richtungskorrelation ist ein relativ junges Gebiet der Kernphysik. 1940 wurde das erstmalig von DUNWORTH [33] bemerkt, dass die RK sukzessiver Kernstrahlungen anisotrop sein könnte. Im gleichen Jahr hat HAMILTON [34] in seiner Pionierarbeit die γ - γ -RK für einfache Fälle berechnet. Er hat damit aufgezeigt, dass die RK ein nützliches Werkzeug zur Bestimmung von Spins und Multipolordnungen sein könnte. 1946 untersuchte GOERTZEL [35] theoretisch den Einfluss der Elektronenhülle auf die RK. Interessante experimentelle Resultate traten erstmals 1948 auf, als BRADY und DEUTSCH [36] die gegenüber den Geigerzählern viel besseren Szintillationszähler in die RK-Messung einführten.

Die eigentliche Ära der Richtungskorrelation begann etwa mit dem Jahre 1950. Einen bedeutenden Beitrag zur Entwicklung der Methode der RK hat das physikalische Institut der ETH erbracht. Im ganzen sind bis zum Abschluss dieser Arbeit unseres Wissens 28 Publikationen über die RK in Zürich erfolgt; nicht gezählt sind dabei 10 Tagungsberichte der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft. 17 Diplomarbeiten und 6 Dissertationen hatten die RK als Thema.

Der Arbeiten sind zu viele, als dass sie einzeln behandelt werden könnten. Wir müssen uns daher im folgenden auf die bedeutendsten beschränken, und wir werden versuchen, diese so gut wie möglich in historischer Reihenfolge aufzuführen.

2.2 Frühe Arbeiten [5]

In der ersten Arbeit [5] wurden zunächst die experimentellen Probleme, die bei der RK-Messung auftreten, diskutiert. Insbesondere wurden die Korrekturen berechnet, die wegen der endlichen Ausdehnung der Quelle und der endlichen Grösse der Detektoren an den Messergebnissen ange-

¹⁾ Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 167.

bracht werden müssen. Bei der Messung der Winkelkorrelation von Elektronen (β -Teilchen und e^- -Konversionselektronen) muss auch die Streuung der Elektronen in der Quelle berücksichtigt werden. Für diesen Fall haben die Autoren ein Nomogramm angegeben, welches die Abschätzung des Streueinflusses bequem erlaubt.

Neben weiteren experimentellen Gesichtspunkten sind dann einige Experimente beschrieben. Die β - γ -Korrelation von ^{76}As , ^{56}Mn und ^{198}Au wurden gemessen, wobei nur die erste eine messbare Anisotropie zeigte. Die e^- - e^- -Korrelation von ^{197}Hg wies eine grosse Anisotropie auf, die aber leider zu diesem Zeitpunkt nicht für die Bestimmung von Spins herangezogen werden konnte, weil die theoretischen Koeffizienten noch nicht berechnet waren. Die γ - γ -Korrelation von ^{111}Cd , die später eine grosse Rolle spielen wird, wurde erstmals gemessen.

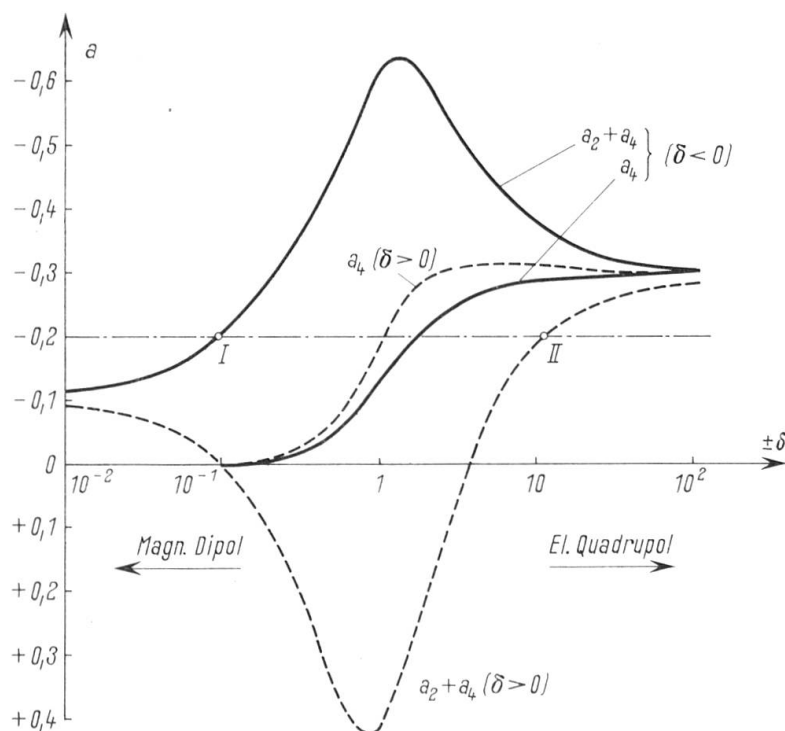
Damit war die RK-Technik in Zürich eingeführt, und die nächsten Resultate kamen nun in rascher Folge.

2.3 *Mischung von Multipolstrahlungen und Beeinflussung der RK von ^{111}Cd [6–9]*

Die zweite Gruppe von Arbeiten [6–9] befasst sich mit der Richtungskorrelation von ^{111}Cd und ist in zwei Beziehungen von grosser Bedeutung. Einerseits wurde zum erstenmal eine Beeinflussung der RK durch äussere Felder nachgewiesen. Zerfallsschema und RK sind in Figur 1 wiedergegeben. Die Autoren fanden, dass die Grösse der Anisotropie, das heisst der Koeffizient a_2 von Formel (2) sehr stark von der Art der Herstellung des radioaktiven Präparates abhängt. Mit Hilfe der sogenannten Doppelstrahl-Aufdampf-Methode wurden die radioaktiven Indium-Atome in metallisches Silber eingebaut, und ein RK-Koeffizient $a_2 = -0,20$ wurde gemessen. Indium, in Ionenkristalle (LiF, AgCl, SiO) eingebaut, ergab dagegen praktisch isotrope Korrelationen. Die Autoren erklären diesen Effekt in folgender Weise: ^{111}In zerfällt durch Einfang eines Elektrons aus der K -Schale in den zweiten angeregten Zustand von ^{111}Cd . Nach einem K -Einfang ist aber die Elektronenhülle des radioaktiven Atoms in der Regel nicht in einem Grundzustand, sondern angeregt oder ionisiert; sie besitzt dann im allgemeinen ein magnetisches Moment, welches durch seine Wechselwirkung mit dem Kernmoment zur Beeinflussung der RK Anlass geben kann. In Metallen erwartet man nun, dass die Hülle rasch (innert 10^{-12} s) in den Grundzustand zurückgeht. Diese Zeit ist zu kurz, um eine merkbare Beeinflussung der RK zu erlauben. In Ionenkristallen können aber die angeregten Zustände sehr lange Lebensdauern aufweisen, daher die Beeinflussung der RK. Diese Interpretation hat sich später zum grössten Teil als richtig herausgestellt, indem durch direkte Messungen (RK mit verzögerten Koinzidenzen [37]) der Einfluss der angeregten

Hülle nachgewiesen werden konnte. Andererseits hat sich später auch herausgestellt, dass neben dem Einfluss der angeregten Hülle auch die Quadrupolwechselwirkung hätte in Betracht gezogen werden müssen [26].

Neben der Entdeckung, dass die Beeinflussung durch äussere Felder eine bedeutende Rolle bei der RK spielen kann, sind die obengenannten Arbeiten noch in einer zweiten Hinsicht von Bedeutung. Mit den beschriebenen Messungen wurde zum erstenmal eine Mischung von Multipolstrahlungen mit Sicherheit nachgewiesen. Die gemessene RK ist $W(\vartheta) = 1 - 0,20 \cos^2 \vartheta$. Die Spins der drei Zustände ($7/2 - 5/2 - 1/2$) sind aus andern Messungen bekannt. Mit allen möglichen Kombinationen von reinen Multipolordnungen kann nun die RK nicht erklärt werden, und aus den Experimenten musste der Schluss gezogen werden, dass der erste γ -Übergang eine Mischung von 99% magnetischem Dipol- und 1% elektrischem Quadrupol-Strahlung sein muss. Figur 2 zeigt die theoretischen Koeffizienten ($a_2 + a_4$) und a_4 als Funktion des Mischungsverhältnisses und das experimentelle Ergebnis $a_2 = -0,20$, $a_4 \ll 0,01$, welches nur die mit *I* bezeichnete Interpretation zulässt.



Figur 2

Beispiel einer Bestimmung eines Mischungsverhältnisses (^{111}Cd). Aufgetragen sind $a_2 + a_4$ und a_4 der Funktion $W(\vartheta) = 1 + a_2 \cos^2 \vartheta + a_4 \cos^4 \vartheta$ als Funktion des Mischungsverhältnisses δ im ersten γ -Strahl ($\delta^2 = \text{Intensität } E 2 / \text{Intensität } M 1$). Der zweite γ -Strahl ist reine elektrische Quadrupolstrahlung $E 2$. Zerfallsschema siehe Figur 1 ([8], Figur 2).

2.4 *Das magnetische Moment des ersten angeregten Zustandes
von ^{111}Cd [10—13]*

Nachdem im ^{111}Cd eine γ - γ -Kaskade gefunden war, deren Eigenschaften gut bekannt waren, deren RK sich offenbar durch externe Felder beeinflussen liess, war es naheliegend, zu versuchen, die RK durch die Anlegung eines externen Magnetfeldes zu beeinflussen. Da in diesem Fall die Grösse des Magnetfeldes leicht bestimmt werden kann, kann die Beeinflussung quantitativ erfasst und das magnetische Moment des mittleren Zustandes der γ -Kaskade gemessen werden. Eine derartige Messung ist von erheblicher Bedeutung, ist doch die Kenntnis des magnetischen Momentes eines Zustandes sehr wichtig bei der Interpretation eines Kernschemas.

Die Theorie der Messung des magnetischen Moments sagt, dass man die gestörte aus der ungestörten RK bekommt, wenn man die Korrelationskoeffizienten mit sogenannten Schwächungsfaktoren multipliziert [10, 11]. Im Falle der Beeinflussung durch ein externes, axiales Magnetfeld senkrecht zur Ebene der Zähler ergibt sich die folgende Formel für die gestörte RK:

$$W(\vartheta) = 1 + b_2 g_2 \cos 2 \vartheta + b_4 g_4 \cos 4 \vartheta, \quad (3)$$

wobei b_2, b_4 die in der Formel (2) auftretenden Koeffizienten der ungestörten RK sind. Dabei ist

$$g_2 = \frac{1}{1 + (\omega_L \tau_N)^2}. \quad (4)$$

ω_L ist die Frequenz der Larmorpräzession $\omega_L = g \mu_n \cdot H/\hbar$ und τ_N die Lebensdauer des mittleren Zustandes. Es ist dabei angenommen, dass das Auflösungsvermögen τ_R des Koinzidenzanalysators gross gegenüber der Lebensdauer τ_N ist, und dass beide Detektoren auf beide γ -Strahlen gleich ansprechen.

Die Formel (3) kann leicht durch klassische Überlegungen hergeleitet werden [13]. Klassisch gesehen präzediert das magnetische Moment des Kernes und damit seine Spinrichtung in einem Magnetfeld H mit der Larmorfrequenz ω_L . Wenn alle Kerne im mittleren Zustand genau eine Zeit t verweilen würden, so würde die Richtungskorrelation genau um den Winkel $\alpha = \omega_L t$ rotiert, man hat dann

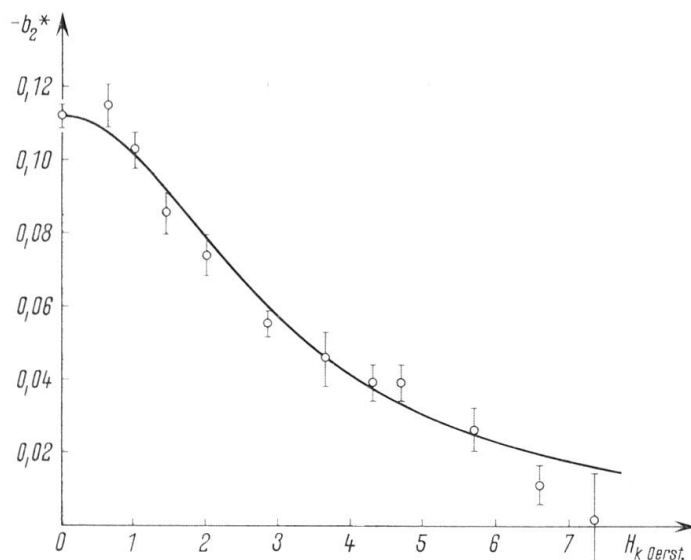
$$W(H, \vartheta, t) = 1 + b_2 \cos(2 \vartheta \pm 2 \omega_L t). \quad (5)$$

Mittelt man nun über die verschiedenen Lebenszeiten der individuellen Kerne mit dem Gewichtsfaktor e^{-t/τ_N} , so erhält man Formel (3).

Figur 3 zeigt das Ergebnis der Messungen an ^{111}Cd . Aufgetragen ist der gemessene Koeffizient $b_2^* = b_2 g_2$ als Funktion des Magnetfeldes. Durch eine Ausgleichsrechnung wurde das magnetische Moment zu

$$\mu = -0,70 \pm 0,12$$

Kernmagnetonen bestimmt. Seit dieser ersten, bahnbrechenden Messung sind eine ganze Reihe weiterer magnetischer Momente mit dieser Methode gemessen worden, zum Beispiel auch dasjenige von ^{181}Ta [29, 31].



Figur 3

Beispiel einer Messung eines magnetischen Momentes (^{111}Cd). $b^* = b_2 g_2$ der RK-Funktion $W(\vartheta) = 1 + b_2 \cdot g_2 \cos 2\vartheta$ ist aufgetragen als Funktion des Magnetfeldes ([13] Figur 10).

2.5 Die Beeinflussung der RK durch die Quadrupolwechselwirkung in nichtkubischen Kristallen [17—20, 25, 26]

In einer nächsten Gruppe von Publikationen wurde in eindrücklicher Weise gezeigt, dass die Quadrupolwechselwirkung eine bedeutende Rolle in der RK spielen kann. Diese Wechselwirkung besteht zwischen dem elektrischen Quadrupolmoment des Kerns und dem Gradienten der elektrischen Felder der Umgebung, wie sie in allen nichtkubischen Kristallen auftreten. Folgendes Experiment leistete den Nachweis: Das radioaktive ^{111}In wurde in stabiles, metallisches Indium eingebaut. Daraus wurde ein tetragonaler Einkristall von der Grösse eines Kubikmillimeters gezüchtet. Dieser Einkristall wurde geröntgt und die Orientierung der Symmetrieachse auf diese Weise festgestellt. Dann wurde der Einkristall in die RK-Messapparatur gebracht und die RK als Funktion der Orientierung der Symmetrieachse gemessen.

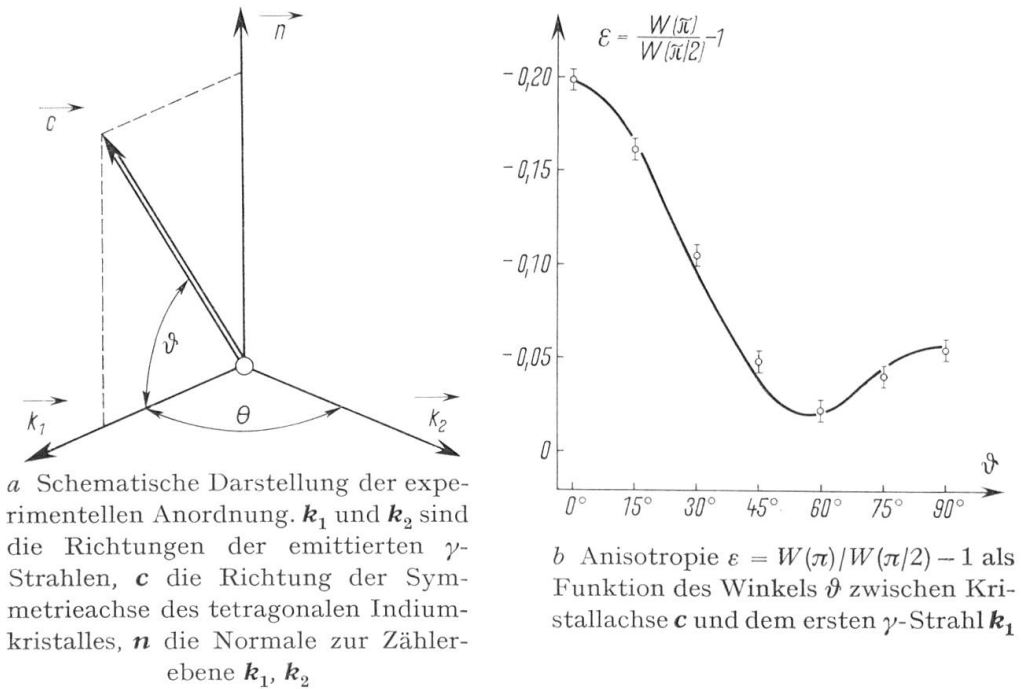
Figur 4 zeigt schematisch die Messanordnung und das experimentelle Ergebnis. Die Resultate sind mit den theoretischen Rechnungen verglichen worden [21]. Leider lässt sich aus einer solchen Messung nicht direkt das Quadrupolmoment des Kerns bestimmen, da man die internen elektrischen Feldgradienten in Metallkristallen nur sehr ungenau berechnen kann.

Die Quadrupolwechselwirkung ist natürlich auch in polykristallinen Quellen vorhanden. In solchen kann man die RK wie folgt schreiben [21]:

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos \vartheta) + A_4 G_4 P_4(\cos \vartheta), \quad (6)$$

$$G_2, G_4 \sim \sum_m \frac{\text{coeff.}}{(1 + m^2 \omega^2 \tau_N^2)}.$$

Die Quadrupolwechselwirkung in polykristallinen Quellen reduziert also (schwächt) die RK-Koeffizienten, wenn $\omega \tau_N \sim 1$. Da in Ionenkristallen sehr häufig Quadrupolwechselwirkungen von der Grösse $\omega \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$ auftreten, muss man üblicherweise mit einer Schwächung rechnen, sobald $\tau_N \sim 10^{-9} \text{ s}$. Experimentelle Resultate, die in polykristallinen Quellen erhalten wurden, müssen daher vorsichtig bewertet werden. (Siehe zum Beispiel die Erfahrungen, die bei der Messung der RK von ^{181}Ta gesammelt wurden [31].)



Figur 4

Messung der Quadrupolwechselwirkung mit Hilfe eines Einkristallexperimentes (^{111}Cd). ([25] Figuren 5a und 7a)

2.6 Die Beeinflussung der RK in flüssigen Quellen [18, 26, 31]

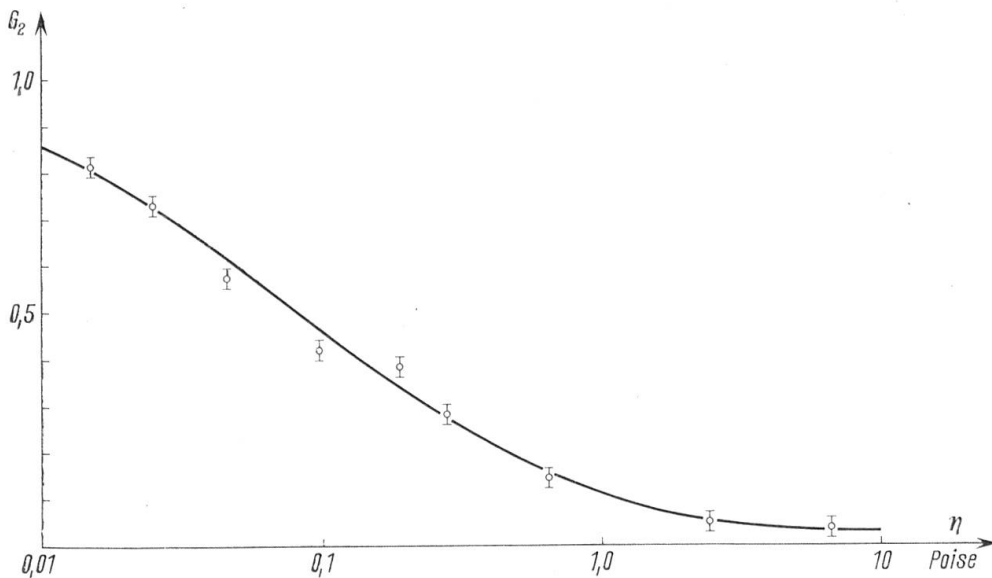
Neben der stationären Quadrupolwechselwirkung, wie sie in Kristallen auftritt, wurde auch die zeitabhängige Quadrupolwechselwirkung erforscht. Diese tritt in Flüssigkeiten auf, wo sich die elektrischen Felder infolge der Brownschen Bewegung dauernd ändern. Die Geschwindigkeit, mit der diese Änderungen erfolgen, wird durch die Relaxationszeit τ_C

beschrieben, welche in Wasser von der Grösse $\tau_C \sim 10^{-11}$ s ist. Nach der Theorie von ABRAGAM und POUND [38] hat die durch die zeitabhängige Quadrupolwechselwirkung gestörte RK die folgende Form:

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos \vartheta) + A_4 G_4 P_4(\cos \vartheta) \quad (7)$$

mit $G_2, G_4 \sim 1/(1 + \langle \omega^2 \rangle \tau_C \tau_N)$. Dabei ist $\hbar \sqrt{\langle \omega^2 \rangle}$ der Mittelwert der Quadrupolwechselwirkungsenergie.

Folgende Schlüsse sind aus Rechnungen und Experimenten gezogen worden. Die Beeinflussung in flüssigen Quellen ist üblicherweise geringer als in festen Medien (bei etwa gleichstarker Quadrupolwechselwirkung, das heisst gleichem ω). Zum Beispiel muss, damit man bei einer Quadrupolwechselwirkung von 10^9 s^{-1} keine Beeinflussung in einer kristallinen Quelle erhält, die Bedingung $\omega^2 \tau_N^2 \ll 1$ erfüllt sein, das heisst $\tau_N \ll 10^{-9}$ s. In flüssigen Quellen andererseits hat man die Bedingung $\langle \omega^2 \rangle \tau_C \tau_N \ll 1$, was mit $\tau_C = 10^{-11}$ s $\tau_N \ll 10^{-7}$ s ergibt. Flüssige Quellen sind daher sehr gut geeignet zur Messung der ungestörten RK. Flüssige Metallquellen zeigen eine besonders kleine Schwächung der RK, da sie einerseits eine sehr kurze Relaxationszeit und andererseits eine relativ kleine mittlere Quadrupolwechselwirkung aufweisen. In flüssigen Metallquellen kann üblicherweise die Störung vernachlässigt werden, solange $\tau_N < 10^{-5}$ s ist, das heisst in fast allen Fällen, die für die RK-Messung von praktischer Bedeutung sind.



Figur 5

Richtungskorrelation in flüssigen Quellen (^{111}Cd)

InCl_3 wurde gelöst in Glycerin-Wasser-Gemisch verschiedener Konzentrationen. Der Schwächungsfaktor ist als Funktion der Viskosität der Mischung aufgetragen und mit der Theorie verglichen ([26] Figur 4).

Quantitative Experimente zeigten, dass die Formel (7) auf eine flüssige Quelle, nämlich auf InCl_3 , gelöst in Glycerin-Wasser-Gemisch, angewendet werden kann. Die RK wurde als Funktion der Glycerinkonzentration gemessen. Diese verändert die Viskosität der Lösung und damit die Relaxationszeit, die in Formel (7) eingeht. Die Figur 5 zeigt, dass ganz annehmbare Übereinstimmung mit der Theorie gefunden wurde. Flüssige Quellen wurden auch mit Erfolg angewandt zur Messung der RK von ^{181}Ta [29, 31].

2.7 Konversionselektronenkorrelation [23, 24, 30]

Neben der γ - γ -Korrelation wurde auch die Konversionselektronenkorrelation in Zürich untersucht. Erste Experimente sind schon 1950 gemacht worden [5]. Bei der Konversionselektronenkorrelation wird bei mindestens einem γ -Übergang das anstelle des γ -Quants emittierte Konversionselektron gezählt. Im Falle der Kaskade des ^{111}Cd kann neben der γ - γ - die γ - e^- , e^- - e^- -Korrelation gemessen werden. Dabei muss man noch spezifizieren, ob das Elektron aus der K - oder aus der L -Schale stammt. Die Konversionselektronenkorrelationsmessung gibt die gleiche Aussage über Spin und Multipolordnungen wie die γ - γ -RK; zusätzlich kann aber noch entschieden werden, ob ein Multipol elektrischer oder magnetischer Natur ist.

Gegenüber der γ - γ -RK ist die Konversionselektronenkorrelation erheblich erschwert durch die Tatsache, dass wegen der Streuung der Elektronen in der Quelle die Dicke der Quelle möglichst klein gehalten werden muss. Diese Bedingung macht es dann sehr schwer, geeignete ungestörte Quellen herzustellen, da solche vorzugsweise flüssige Metallquellen sind.

Die in Zürich durchgeführten Experimente setzten sich zum Ziele, die γ - γ -, e^- - γ -, γ - e^- - und e^- - e^- -Korrelationen bei der Kaskade des ^{111}Cd zu messen. Die Messungen konnten durchgeführt werden dank der Entwicklung einer Technik, dünne ($\leq 400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) flüssige Metallquellen auf dünnen Trägerfolien herzustellen. Als Metall wurde in diesem Fall Gallium gewählt, weil sich Indium darin leicht löst und es sich leicht auf Zimmertemperatur unterkühlen lässt. Sämtliche Koeffizienten $A_2(\gamma\text{-}\gamma)$, $A_2(\gamma\text{-}e^-)$, $A_2(e^-\text{-}\gamma)$ und $A_2(e^-\text{-}e^-)$ wurden mit derartigen Quellen gemessen und gute Übereinstimmung mit der Theorie wurde gefunden. Obwohl das Anwendungsgebiet der Konversionselektronenkorrelation bedeutend kleiner ist als dasjenige der γ - γ -RK, war es von Bedeutung, aufzuzeigen, dass man in der Lage ist, Quellen herzustellen, die sowohl der Bedingung der Ungestörtheit als auch der Bedingung kleiner Streuung genügen.

2.8 Schlussbetrachtungen

Damit haben wir die wesentlichsten Punkte der Entwicklung der RK-Technik in Zürich skizziert. Innert der Frist von rund 10 Jahren haben

die verschiedenen Arbeitsgruppen wesentliche Beiträge liefern können, als deren wichtigste wohl die theoretischen Arbeiten einerseits und die Entwicklung einer Methode zur Messung der Kernmomente andererseits genannt werden können. Besonders auf dem Gebiet der Messung der Kernmomente wird die RK auch in Zukunft noch viele wertvolle Beiträge liefern können. Auch sind hier noch einige Probleme offen, nämlich die Messung der magnetischen Momente von Kernen paramagnetischer Atome. In diesem Fall hat man neben dem extern angelegten Magnetfeld auch die internen Felder der Elektronenhülle in Rechnung zu stellen, was die Interpretation der Messergebnisse erschwert. Messungen als Funktion der Temperatur können aber über diese Schwierigkeiten weg-helfen. Es ist kaum zu zweifeln, dass die sich in Zürich auf diesem Gebiet im Gange befindlichen Untersuchungen auch diese Probleme bewältigen werden.

LITERATURVERZEICHNIS

Übersichtsarbeiten

- [1] H. FRAUENFELDER, *Beta and Gamma Ray Spectroscopy* (Ed. K. SIEGBAHN), Kap. XIX (I) (North Holland Publishing Co., Amsterdam 1955).
- [2] R. M. STEFFEN, *Adv. Physics* (Phil. Mag. Suppl.) *4*, 293 (1955).
- [3] S. DEVONS und L. J. B. GOLDFARB, *Handbuch der Physik*, Band XLII (Berlin 1957).
- [4] ERNST HEER und TH. B. NOVEY, *Solid State Physics*, Band 9 (Ed. F. SEITZ und D. TURNBULL) (Academic Press, New York 1959).

Arbeiten am Physikalischen Institut der ETH, ohne Tagungsberichte der SPG

- [5] M. WALTER, O. HUBER und W. ZÜNTI, *Experimente zur Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen*, *Helv. phys. Acta* *23*, 697 (1950).
- [6] H. FRAUENFELDER, *Influence of the Atomic Shell on Nuclear Angular Correlation*, *Phys. Rev.* *82*, 549 (1951).
- [7] H. ÄPPLI, A. S. BISHOP, H. FRAUENFELDER, M. WALTER und W. ZÜNTI, *Influence of the Atomic Shell on Nuclear Angular Correlation*, *Phys. Rev.* *82*, 550 (1951).
- [8] H. ÄPPLI, H. FRAUENFELDER und M. WALTER, *Richtungskorrelation der γ - γ -Kaskade des Cd^{111}* , *Helv. phys. Acta* *24*, 335 (1951).
- [9] K. ALDER, *Phys. Rev.* *83*, 1266 (1951). *A Note on the Theory of Directional Correlation*.
- [10] K. ALDER, *Beiträge zur Theorie der Richtungskorrelation*, *Helv. phys. Acta* *25*, 235 (1952).
- [11] K. ALDER, *Angular Correlation in Magnetic Fields*, *Phys. Rev.* *84*, 369 (1951).
- [12] H. ÄPPLI, H. ALBERS-SCHÖNBERG, A. S. BISHOP, H. FRAUENFELDER und E. HEER, *The Determination of the Magnetic Moment of an Excited Nuclear Level (Cd^{111} , 247 KeV)*, *Phys. Rev.* *84*, 370 (1951).
- [13] H. ÄPPLI, H. ALBERS-SCHÖNBERG, H. FRAUENFELDER und P. SCHERRER, *Bestimmung des magnetischen Momentes eines angeregten Kernes Cd^{111}* , *Helv. phys. Acta* *25*, 339 (1952).
- [14] H. ÄPPLI, H. FRAUENFELDER, E. HEER und R. RUETSCHI, *The Directional Correlation of the Ni^{60} γ - γ Cascade*, *Phys. Rev.* *87*, 379 (1952).

- [15] E. HEER, *The Influence of External Fields on Angular Correlation*. Physica 18, 1215 (1952).
- [16] H. FRAUENFELDER, *Angular Correlation of Nuclear Radiation*, Annual Rev. Nuclear Sci. 2, 129 (1953).
- [17] H. ALBERS-SCHÖNBERG, F. HÄNNI, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, *Effect of the Electric Quadrupole Interaction on the γ - γ Directional Correlation in Cd^{111} (I)*, Phys. Rev. 90, 322 (1953).
- [18] H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY und R. RUETSCHI, *Effect of the Electric Quadrupole Interaction on the Gamma-Gamma Directional Correlation in Cd^{111} (II)*, Phys. Rev. 91, 199 (1953).
- [19] H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, *The Influence of Combined Electric and Magnetic Interaction on Gamma-Gamma Directional Correlation*, Proc. phys. Soc. 66, 952 (1953).
- [20] H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, O. BRAUN, E. HEER und T. B. NOVEY, *Effect of the Electric Quadrupole Interaction on the Gamma-Gamma Directional Correlation in Cd^{111} (III)*, Phys. Rev. 91, 1287 (1953).
- [21] K. ALDER, H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER und T. B. NOVEY, *The Measurements of Nuclear Moments of Excited States by Angular Correlation Methods*, Helv. phys. Acta 26, 761 (1953).
- [22] E. HEER, *Influence des électrons périphériques de l'atome sur la corrélation angulaire de rayonnements nucléaires successifs*, J. Phys. Radium 16, 605 (1955).
- [23] E. HEER, *Sur les corrélations angulaires des électrons de conversion, avec une étude particulière de la cascade du Cd^{111}* , J. Phys. Radium 16, 600 (1955).
- [24] F. GIMMI, E. HEER und P. SCHERRER, *Die Winkelkorrelation der Konversions-elektronen von Cd^{111}* , Z. Physik 138, 394 (1954).
- [25] H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY und P. SCHERRER, *Die Messung des Kernquadrupolmoments des ersten angeregten Zustandes des Cd^{111} mit Hilfe der gamma-gamma-Richtungskorrelation*, Helv. phys. Acta 27, 547 (1954).
- [26] H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER und P. SCHERRER, *Der Einfluss der elektrischen Quadrupolwechselwirkung auf die Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen*, Helv. phys. Acta 27, 637 (1954).
- [27] H. ALBERS-SCHÖNBERG und E. HEER, *Richtungskorrelationsmessungen in supraleitenden Metallen*, Helv. phys. Acta 28, 389 (1955).
- [28] E. HEER und R. RUETSCHI, *Ein Versuch zum Nachweis des elektrischen 16-Pol-Moments von Cd^{111}* , Helv. phys. Acta 28, 525 (1955).
- [29] E. HEER, R. RUETSCHI und P. SCHERRER, *Das magnetische Moment des 480-KeV-Niveaus von Ta^{181}* , Z. Naturforschung 10a, 834 (1955).
- [30] F. GIMMI, E. HEER und P. SCHERRER, *Beiträge zur Konversionselektronenkorrelation*, Helv. phys. Acta 29, 147 (1956).
- [31] P. DEBRUNNER, E. HEER, W. KÜNDIG und R. RUETSCHI, *Das Niveauschema des Ta^{181}* , Helv. phys. Acta 29, 463 (1956).
- [32] T. LINDQUIST und E. HEER, *Directional Correlation Measurements in Fe^{57}* , Nuclear Physics 2, 680 (1956).

Weitere in der vorliegenden Arbeit zitierte Publikationen

- [33] J. W. DUNWORTH, Rev. Sci. Instruments 2, 167 (1940).
- [34] D. R. HAMILTON, Phys. Rev. 58, 122 (1940).
- [35] G. GOERTZEL, Phys. Rev. 70, 897 (1946).
- [36] E. L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. 74, 1541 (1948).
- [37] P. LEHMANN und J. MILLER, J. Phys. Radium 17, 526 (1956).
- [38] A. ABRAGAM und R. V. POUND, Phys. Rev. 92, 943 (1956).