

Richtungskorrelation der --Kaskade von Cd¹¹¹

Autor(en): **Aeppli, H. / Frauenfelder, H. / Walter, M.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **24 (1951)**

Heft IV

PDF erstellt am: **20.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112219>

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 der γ - γ -Kaskade von Cd^{111}

von H. Aeppli, H. Frauenfelder und M. Walter*).

Physikalisches Institut der ETH., Zürich.

(17. V. 1951.)

Summary: The influence of the electron shell on the angular correlation of successive nuclear radiations is discussed. The anisotropy $W(180^\circ)/W(90^\circ) - 1$ of the angular correlation of the γ -rays depends in the case of Cd^{111} strongly on the nature of the source and varies between 0 and $-0,20$. The consequences of the measurements with sources of maximum anisotropy are the followings: It is impossible to explain the observed angular correlation of Cd^{111} assuming only pure multipole transitions. The first γ -ray has to be a mixture of electric quadrupole and magnetic dipole, the intensity ratio being $|\beta|^2:|\alpha|^2 = 0,01 \pm 0,003$ and the relative nuclear phase $\delta = 180^\circ$.

1. Einfluss der Elektronenhülle auf die Richtungskorrelation.

Die Messung der Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen hat sich in den letzten Jahren als wertvolles Hilfsmittel für die Untersuchung radioaktiver Kerne erwiesen. Die experimentell bestimmte Winkelabhängigkeit³⁾⁴⁾ lässt sich aber nur dann mit den theoretischen Formeln¹⁾²⁾ vergleichen, wenn der Kern im Zustand zwischen den beiden Übergängen der Kaskade durch das Magnetfeld der Hülle nicht gestört wird. GOERTZEL⁵⁾ hat gezeigt, dass der Einfluss der Elektronenhülle dann sicher vernachlässigt werden darf, wenn zwischen der Halbwertszeit T des mittleren Zustandes des Kerns und der Hyperfeinaufspaltung $\Delta\nu$ der Hülle die folgende Beziehung besteht:

$$T \leq (20 \pi c \Delta\nu)^{-1}. \quad (1)$$

Die normalen Hyperfeinaufspaltungen der Spektrallinien, $\Delta\nu$ von $0,01 \text{ cm}^{-1}$ bis 1 cm^{-1} , ergeben entsprechende „kritische“ Halbwertszeiten von $5 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$ bis $5 \cdot 10^{-13} \text{ sec}$. Obwohl Kaskaden mit wesentlich längeren Halbwertszeiten bekannt sind (Cd^{111} , Hg^{197} , Pb^{204}), ist bis vor kurzem keine Beeinflussung der Richtungskorrelation beobachtet worden³⁾⁶⁾.

Wir haben nun in zwei Mitteilungen darauf hingewiesen, wann eine Störung zu erwarten ist und haben die gesuchte Beeinflussung

*) Jetzt am Physikalischen Institut der Universität Zürich, Zürich.

bei Cd^{111} experimentell bestätigt⁷⁾⁸⁾. Wir wiederholen hier von jenen Ausführungen kurz die für das Verständnis der vorliegenden Arbeit wesentlichen Punkte. Für eine ausführlichere Diskussion verweisen wir jedoch auf die beiden zitierten Arbeiten.

Bei den Elementen, deren Richtungskorrelation trotz langer Lebensdauer des mittleren Niveaus gemessen werden konnte, besitzt die Elektronenhülle im Grundzustand kein magnetisches Moment und sie kann deshalb die Korrelation auch nicht stören. Nach einem radioaktiven Zerfall (K -Einfang oder Betazerfall) ist aber die Hülle in der Regel nicht im Grundzustand, sondern angeregt oder ionisiert; sie besitzt dann im allgemeinen ein magnetisches Moment. Wenn die Hülle nach dem Zerfall lange in einem angeregten Zustand bleibt, ist also eine Störung der Richtungskorrelation zu erwarten. Geht das Atom jedoch sehr rasch in den Grundzustand über, so wird die Winkelverteilung unbeeinflusst bleiben. Die erste Möglichkeit lässt sich verwirklichen durch Einbau der radioaktiven Atome in einen Ionenkristall (Phosphor!), die zweite durch Einbau in ein geeignetes Metall (Vergleiche⁷⁾).

Die Winkelverteilung des zur Untersuchung verwendeten Cd^{111} , $W(\Theta) = 1 + A_1 \cos^2 \Theta$, ist früher von BOEHM und WALTER⁹⁾ zu $A_1 = -0,07 \pm 0,04$ und von ROBERTS und STEFFEN⁶⁾ zu $A_1 = -0,06 \pm 0,02$ bestimmt worden. Mit Hilfe einer „Doppelstrahlmethode“¹⁰⁾ haben wir die Muttersubstanz In^{111} zunächst in Ionenkristalle (LiF , AgCl , SiO) eingebaut. Wie erwartet, verschwindet dabei die Richtungskorrelation von Cd^{111} vollständig. Beim Einbau des In^{111} in Silber vergrössert sich dagegen die Anisotropie über den erwarteten Wert $A_1 = -0,06$ hinaus bis auf $A_1 = -0,16$. Neue Messungen haben weiter gezeigt, dass die Temperatur des beim Aufdampfen verwendeten Auffängers eine wesentliche Rolle spielt. Bei Auffängertemperaturen von 300°C werden die Silberkristalle grösser als bei Zimmertemperatur und die Richtungskorrelation steigt bis auf $A_1 = -0,20$.

Mit einigen solchen Silberquellen haben wir die Richtungskorrelation von Cd^{111} etwas ausführlicher untersucht. In den Abschnitten 2 und 3 sind die Ergebnisse zusammengefasst.

2. Die Richtungskorrelation der γ - γ -Kaskade von Cd^{111} .

Die beim Zerfall von In^{111} in Cd^{111} auftretende γ - γ -Kaskade (Fig. 1a) eignet sich für systematische Untersuchungen der Winkelkorrelation besonders gut. Der Zerfall von Cd^{111} ist oft untersucht worden und auch ohne Heranziehen der Richtungskorrelation ist eine eindeutige Zuordnung der Spins möglich. Die wichtigsten An-

gaben über die beiden uns interessierenden γ -Strahlen entnehmen wir einer Arbeit von Mc GINNIS¹¹⁾ und fassen sie in Tabelle 1 zusammen.

Tabelle 1.
 γ - γ -Kaskade von Cd^{111} .

	Energie	Zuordnung	K - Konversionskoeffizient	
			experimentell	theoretisch
γ_1	172,1 KeV	Magn. Dipol	$0,10 \pm 0,01$	$0,0982 \pm 0,0013$
γ_2	246,6 KeV	El. Quadrupol	$0,054 \pm 0,005$	$0,0544 \pm 0,0008$

Mit dem bekannten Spin des Grundzustandes, $J_1 = 1/2$, den Werten der Tabelle 1 und zusätzlichen Angaben (Lebensdauer des mittleren Zustandes, kein direkter Übergang, Beta-Zerfall von Ag^{111}) folgt für die Drehimpulse der beiden angeregten Zustände $J_2 = 5/2$ und $J_3 = 7/2$. Damit erhält γ_2 den Charakter eines reinen elektrischen Quadrupols, während für γ_1 eine schwache Beimischung eines elektrischen Quadrupols zum magnetischen Dipol nicht ausgeschlossen werden kann¹¹⁾.

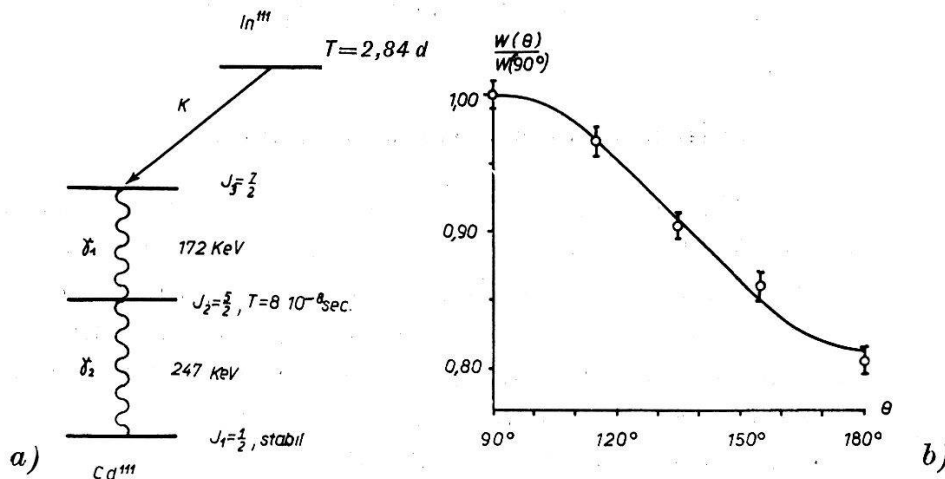


Fig. 1.

Richtungskorrelation von Cd^{111} .

a) Zerfallsschema In^{111} - Cd^{111} . b) Beispiel einer gemessenen Verteilung. Messung 2.

Die Richtungskorrelation der beiden Quanten γ_1 und γ_2 haben wir mit Szintillationszählern*) und „Silber“-Präparaten gemessen. (Fig. 1b.) Nach einer Korrektur auf den Beitrag des langlebigen In^{114} glichen wir die gemessenen Kurven aus unter Annahme einer Verteilung $W(\Theta) = 1 + A_1 \cos^2 \Theta + A_2 \cos^4 \Theta$ und unter gleichzei-

*) Für die Entwicklung des elektronischen Teils möchten wir Herrn F. HUMBEL bestens danken.

tiger Berücksichtigung des endlichen Winkelauflösungsvermögens der beiden Zähler. Zwei Ergebnisse sind in Tabelle 2 dargestellt.

Tabelle 2.

Anisotropiekonstanten in $W(\Theta) = 1 + A_1 \cos^2 \Theta + A_2 \cos^4 \Theta$.

Messung	$\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)} - 1 = A_1 + A_2$	Mittlerer stat. Fehler von $A_1 + A_2$	Wahrscheinlichste Aufspaltung	
			A_1	A_2
1	-0,19	$\pm 0,015$	-0,185	-0,006
2	-0,204	$\pm 0,015$	-0,207	+0,003

Tabelle 2 zeigt sofort, dass sich die gemessenen Kurven sehr gut durch eine reine \cos^2 -Verteilung darstellen lassen. Eine kleine Beimischung eines \cos^4 -Termes lässt sich jedoch nicht ausschliessen, da die Kurvenform auf einen solchen Zusatz sehr unempfindlich ist. Wir werden deshalb für die Diskussion im nächsten Abschnitt die folgende Verteilung benutzen:

$$\begin{aligned} W(\Theta) &= 1 + A_1 \cos^2 \Theta + A_2 \cos^4 \Theta; \\ A_1 + A_2 &= -0,20 \pm 0,01; \quad |A_2| < 0,1 \end{aligned} \quad (2)$$

3. Diskussion der Winkelverteilung.

Nach den Ausführungen von Abschnitt 1 wird die Deutung der gemessenen Winkelverteilung jetzt prinzipiell etwas unsicher. Wir können zwar den Wert (2) benutzen, dürfen aber eine eventuelle weitere Vergrösserung der Anisotropie nicht ausschliessen.

Zur Interpretation entnehmen wir den Kurven und Tabellen von HAMILTON¹⁾ für die Spinzuordnung 7/2, 5/2, 1/2 die Koeffizienten A_1 und A_2 und führen sie in Tabelle 3 auf.

Tabelle 3.

Theoretische Werte von A_1 und A_2 .

Kaskade	A_1	A_2	$A_1 + A_2$
Dipol — Quadrupol	-0,103	0	-0,103
Quadrupol — Quadrupol . .	+0,01	-0,30	-0,29

Die gemessene Winkelverteilung (2) stimmt mit keinem dieser beiden Fälle überein. Es lässt sich ja nicht annehmen, dass das Hüllfeld die Richtungskorrelation vergrössern kann, und ein \cos^4 -

Term von $A_2 = -0,30$ liesse sich experimentell gut nachweisen. Es gibt auch keine andere Spinzuordnung, welche die gemessenen Anisotropiekonstanten (2) oder entsprechend vergrösserte Werte wiedergibt und mit den übrigen experimentellen Daten¹¹⁾ nicht in grobem Widerspruch steht.

Aus dem Zerfallsschema wissen wir aber, dass zwar der zweite Übergang rein elektrischen Charakter besitzt, beim ersten Übergang eine kleine Beimischung von elektrischer Quadrupolstrahlung zur magnetischen Dipolstrahlung nicht ausgeschlossen werden kann. Die Theorie der Richtungskorrelation für Kaskaden, bei denen ein Gammaübergang gemischten Charakter besitzt, ist von LING und FALKOFF¹²⁾ ausgearbeitet worden. Ausser dem Mischungsverhältnis

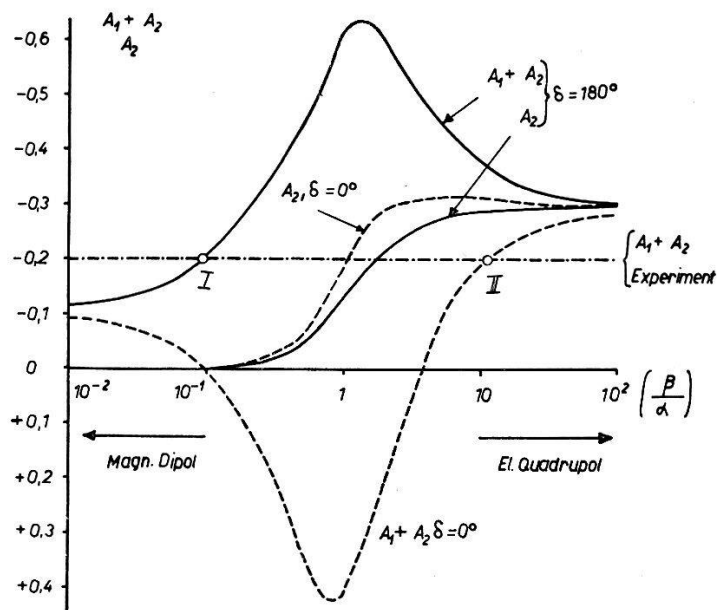


Fig. 2.

Anisotropiekonstanten ($A_1 + A_2$, A_2) als Funktion des Mischungsverhältnisses $|\beta/\alpha|$. Erster γ -Strahl: Mischung aus elektrischem Quadrupol und magnetischem Dipol mit dem Intensitätsverhältnis $|\beta|^2:|\alpha|^2$. Zweiter γ -Strahl: rein elektrischer Quadrupol. Spinzuordnung: $7/2$, $5/2$, $1/2$.

der Amplituden $|\beta/\alpha|$ geht in ihre Formeln noch eine ohne Kernmodell nicht festgelegte Phasenkonstante δ ein. Dabei ist $|\alpha|^2$ die Intensität der magnetischen Dipolstrahlung, $|\beta|^2$ diejenige der elektrischen Quadrupolstrahlung. LLOYD¹³⁾ hat später gezeigt, dass nur die Phasenwerte $\delta = 0^\circ$ und $\delta = 180^\circ$ physikalische Bedeutung haben.

Figur 2 zeigt das Ergebnis der Anwendung der Formeln von LING und FALKOFF, ergänzt durch die Zusatzbedingung von LLOYD, auf den Fall des Cd^{111} .

Von den beiden Schnittpunkten I und II des experimentellen Wertes der Koeffizientensumme $A_1 + A_2$ lässt sich II sofort ausschliessen, weil der experimentell gemessene \cos^4 -Term bedeutend kleiner ist als $|A_2| = 0,31$. Ebenso erlaubt der Konversionskoeffizient (Tabelle 1) keinen so starken Beitrag an elektrischer Quadrupolstrahlung.

Bei Schnittpunkt I ist dagegen der Beitrag des \cos^4 -Gliedes ($A_2 = -0,003$) mit dem experimentell bestimmten Wert ($|A_2| < 0,1$) verträglich. Zur weiteren Diskussion ist in Fig. 3 die Koeffizientensumme $A_1 + A_2$ als Funktion des Intensitätsverhältnisses im Gebiete des ersten Schnittpunktes aufgezeichnet.

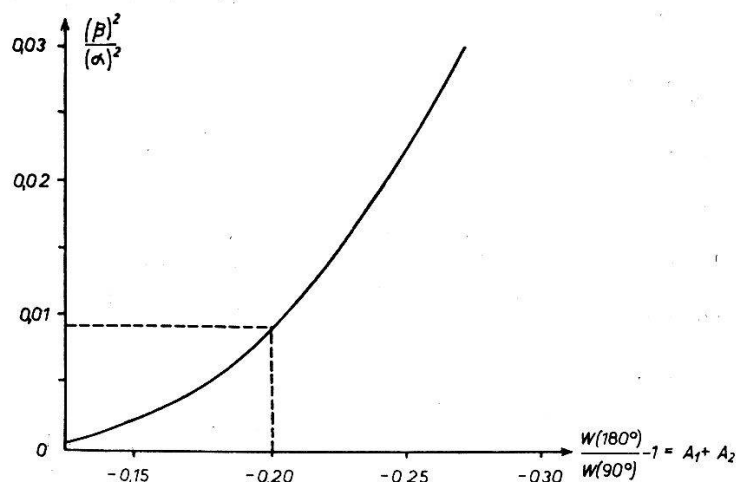


Fig. 3.

Intensitätsverhältnis $|\beta|^2/|\alpha|^2$ als Funktion von $W(180^\circ)/W(90^\circ) - 1 = A_1 + A_2$.

Setzen wir voraus, dass in unsern Quellen ($\text{In}^{111} - \text{Cd}^{111}$, mit Doppelstrahlmethode eingebaut in Silber) die Richtungskorrelation ungestört ist, so folgt aus den Figuren 2 und 3:

1. Der erste Übergang der γ - γ -Kaskade von Cd^{111} hat gemischten Charakter, das Intensitätsverhältnis von elektrischem Quadrupol zu magnetischem Dipol beträgt:

$$|\beta|^2 : |\alpha|^2 = 0,01 \pm 0,003.$$

2. Der Wert der in die Rechnung von LING und FALKOFF eingehenden Kernphase ist:

$$\delta = 180^\circ.$$

(Führen wir die Mischungsrechnung statt für die oben angenommene Spinzunordnung $7/2, 5/2, 1/2$ für die Werte $5/2, 3/2, 1/2$ durch,

so erhalten wir $|\beta|^2:|\alpha|^2 = 0,03$, $\delta = 180^\circ$. Somit lässt sich der Entscheid zwischen diesen zwei Spinzuordnungen mit den Werten der Konversionskoeffizienten und der Richtungskorrelation der beiden γ -Strahlen allein nicht treffen. Erst zusätzliche Angaben, wie die ft -Werte des Betazerfalls von Ag^{111} , das Fehlen eines direkten Übergangs und der Vergleich aller bekannten Niveaux von Cd^{111} mit dem Schalenmodell, sprechen für die Wahl von $(7/2, 5/2, 1/2)$ *)

Trifft die Voraussetzung nicht zu, ist also die wahre Anisotropie noch grösser als $A_1 + A_2 = -0,20$, so bleibt die Kernphase un-geändert. Dagegen verschiebt sich das Mischungsverhältnis zu-gunsten der elektrischen Quadrupolstrahlung.

4. Schlussfolgerungen.

Die hier ausgeführten Untersuchungen an Cd^{111} zeigen, mit welcher Vorsicht Resultate von Richtungskorrelationsmessungen aufgefasst werden müssen. Wir erwähnen im folgenden die wich-tigsten Punkte:

1. Die physikalische Beschaffenheit der Quelle ist in den Fällen in welchen das Kriterium (1) von GOERTZEL nicht erfüllt ist, von ausschlaggebender Bedeutung. Es ist zum Beispiel möglich, dass das bisher ungeklärte Verhalten von Pd^{106} mit der Beeinflussung durch die Hülle zusammenhängt.

2. Selbst ein Übereinstimmen von Richtungskorrelation und andern Messungen darf nicht ohne weiteres als Bestätigung einer Annahme aufgefasst werden. Bei Cd^{111} waren die alten Messungen ⁹⁾ ⁶⁾ ohne Annahme einer Mischung im Einklang mit dem Zerfalls-schemata¹¹⁾. Zur Erklärung der neuen Werte (2) dagegen muss eine Mischung von elektrischer Quadrupolstrahlung und magnetischer Dipolstrahlung angenommen werden.

*) *Anmerkung bei der Korrektur.* Es ist uns in der Zwischenzeit gelungen, Grösse und Vorzeichen des g -Faktors im mittleren Zustand der Kaskade zu messen: g (247 KeV-Zustand) = $-(0,34 \pm 0,09)$. (Eine ausführlichere Mitteilung über diese Messung erscheint in Phys. Rev.) Unter der Annahme, dass das magnetische Mo-ment nur vom letzten Neutron stammt, wird damit die Termzuordnung eindeutig: $g_{7/2}, d_{5/2}, s_{1/2}$. Diese Zuordnung vermag vielleicht auch das gemessene Mischungs-verhältnis $M 1:E 2$ erklären: Nach den Auswahlregeln von AUSTERN und SACHS (Phys. Rev. **81**, 710 [1951]) ist zwischen den als rein angenommenen Zuständen $g_{7/2}$ und $d_{5/2}$ ein $M 1$ nur bei geschwindigkeitsabhängigen Kräften möglich. Da-durch wird die Übergangswahrscheinlichkeit für $M 1$ kleiner, als nach den Rech-nungen mit dem Einteilchenmodell (WEISSKOPF) zu erwarten wäre und nähert sich derjenigen für $E 2$.

3. Wie den Figuren 2 und 3 entnommen werden kann, ist die Richtungskorrelation ausserordentlich empfindlich auf Beimischungen. Damit darf auch in Fällen, in denen etwa der experimentell gemessene Konversionskoeffizient mit demjenigen einer reinen Multipolstrahlung übereinstimmt, nicht ohne weiteres auf das vollständige Verschwinden einer Beimischung geschlossen werden. Eine Richtungskorrelationsmessung kann bei solchen Kaskaden wertvolle zusätzliche Angaben, nämlich Mischungsverhältnis und Phase, liefern.

Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER danken wir besonders für sein stetes und förderndes Interesse an dieser Arbeit, Herrn Prof. Dr. V. WEISSKOPF und Herrn Dr. M. R. SCHAFROTH für viele anregende Diskussionen. Ebenso danken wir Herrn Dr. W. ZÜNTI, Herrn H. ALBERS-SCHÖNBERG und Herrn E. HEER für Diskussionen und experimentelle Mithilfe sowie Herrn Dr. P. MARMIER und Herrn J. P. BLASER für die zahlreichen Bestrahlungen am Zyklotron.

Literaturverzeichnis.

- 1) D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
 - 2) D. L. FALKOFF und G. E. UHLENBECK, Phys. Rev. **79**, 323 (1950).
 - 3) E. L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **78**, 558 (1950).
 - 4) M. WALTER, O. Huber und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta, **23**, 697 (1950).
 - 5) G. GOERTZEL, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).
 - 6) D. M. ROBERTS und R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **82**, 332 (1951).
 - 7) H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. **82**, 549 (1951).
 - 8) H. AEPPLI, A. S. BISHOP, H. FRAUENFELDER, M. WALTER und W. ZÜNTI Phys. Rev. **82**, 550 (1951).
 - 9) F. BOEHM und M. WALTER, Helv. Phys. Acta **22**, 378 (1949).
 - 10) H. FRAUENFELDER, Helv. Phys. Acta **23**, 347 (1950).
 - 11) C. L. MC GINNIS, Phys. Rev. **81**, 734 (1951).
 - 12) D. S. LING und D.L. FALKOFF, Phys. Rev. **76**, 1639 (1949).
 - 13) S. P. LLOYD, Phys. Rev. **81**, 161 (1951).
-