

# Messungen über den Zerfall von Ti<sup>51</sup>, Al<sup>28</sup>, Mg<sup>27</sup> und Cl<sup>34</sup> mit Szintillationsspektrometern

Von Th. MAYER-KUCKUK \*

Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 9a, 338—346 [1954]; eingegangen am 20. Januar 1954)

Es wird eine Anordnung von zwei Szintillationszählern beschrieben, die zur Aufnahme von  $\gamma$ -Spektren und zur Ausführung von  $\beta$ - $\gamma$ - und  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen geeignet ist. Damit wurden Untersuchungen an folgenden Isotopen ausgeführt: Ti<sup>51</sup>. Beim Zerfall von Ti<sup>51</sup> wurde eine  $\gamma$ -Strahlung von 0,32 MeV gefunden<sup>15</sup>. — Al<sup>28</sup>. Eine beim Zerfall von Al<sup>28</sup> vermutete  $\gamma$ -Strahlung von 2,4 MeV<sup>22</sup> konnte nicht gefunden werden. — Mg<sup>27</sup>. Für den Zerfall von Mg<sup>27</sup> wurde in Zusammenarbeit mit Daniel und Koester ein neues Zerfallsschema aufgestellt, wonach eine  $\beta$ -Komponente von 1,6 MeV mit einer  $\gamma$ -Strahlung von 1,0 MeV und eine  $\beta$ -Komponente von 1,7 MeV mit einer  $\gamma$ -Strahlung von 0,84 MeV koinzidiert<sup>25</sup>. — Cl<sup>34</sup>. Die Existenz eines kürzlich beim Zerfall von Cl<sup>34</sup> gefundenen isomeren Zustandes<sup>41—42</sup> konnte bestätigt werden.

## 1. Methodisches

Im folgenden werden Spektral- und Koinzidenzmessungen beschrieben, die mit Hilfe zweier Szintillationszähler ausgeführt wurden. Für  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen wurde ein dünnes Präparat des zu untersuchenden Stoffes zwischen zwei dicht aufeinanderliegende Scheiben eines Szintillationskristalls gebracht, so daß sich praktisch alle entstehenden Elektronen im Leuchtstoff totliefen. Mit diesem Kristall wurden die  $\beta$ -Spektren aufgenommen, wobei nur diejenigen Impulse registriert wurden, die in Koinzidenz mit einer  $\gamma$ -Strahlung bestimmter Energie auftraten. Diese wurde mit einem zweiten dickeren Szintillationskristall nachgewiesen und der interessierende Energierbereich aus dem gesamten  $\gamma$ -Spektrum durch einen Einkanaldiskriminator ausgebendet.

$\gamma$ -Strahlung, die auf einen Szintillationskristall trifft, wird durch die dort ausgelösten Photo- oder Compton-Elektronen gezählt. Nach vielen Erfahrungen<sup>1</sup> ist die Intensität der Lichtblitze für die meisten Leuchtstoffe, insbesondere aber für NaJ(Tl), der Elektronenenergie streng proportional. Daher wird man für monochromatische  $\gamma$ -Strahlung vom Vervielfacher eine Impulsverteilung erwarten, die einer leidlich scharfen Photolinie und einer Compton-Verteilung entspricht. Eine Aufspaltung der Photolinie in eine *K*- und *L*-Linie tritt nicht auf, weil das dem Photoeffekt folgende Röntgenquant seinerseits mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit im Kristall Licht-

emission erzeugt, die sich mit der durch das Photoelektron hervorgerufenen praktisch immer zur vollen  $\gamma$ -Energie  $h\nu$  ergänzt. Die Paarbildung schließlich, die bei  $h\nu > 1$  MeV einsetzt, kann bei den hier behandelten Fällen vernachlässigt werden.

Für die Breite der vom Vervielfacher für eine  $\gamma$ -Linie gelieferten Impulsverteilung sind im allgemeinen folgende Faktoren maßgebend:

1. Größe und Form des Leuchtstoffs.

2. Die Gleichmäßigkeit der Lichtausbeute über das ganze Leuchtstoffvolumen. Bei NaJ(Tl) ist über räumlich ungleichmäßige Aktivierung der Kristalle berichtet worden<sup>2</sup>.

3. Unabhängigkeit der Zahl der durch eine Szintillation an der Kathode des Vervielfachers ausgelösten Photoelektronen vom Entstehungsort des Lichtes. Die Schwierigkeit, diese zu erreichen, wird durch den Umstand vergrößert, daß die meisten Photokathoden nicht über ihre ganze Oberfläche gleichmäßig empfindlich sind.

4. Die Konstanz der Betriebsbedingungen während der Messung. Es können auch bei konstanten äußeren Bedingungen zeitliche Änderungen der Empfindlichkeit des Vervielfachers auftreten, z. B. nach einer Vorbelichtung der Photokathode. Das wird in Ziff. 4 gezeigt.

5. Die statistischen Schwankungen im Vervielfachersystem. Allgemein gilt, daß relative Streuung  $\sigma$  und Impulshöhe  $E$  der Impulsverteilung für eine Photolinie am Vervielfacherausgang nach der Be-

\* Dissertation Heidelberg 1953.

<sup>1</sup> A. Krebs, Erg. exakt. Naturwiss. 27, 361 [1953].

<sup>2</sup> Th. D. Strickler u. W. G. Wadey, Rev. Sci. Instrum. 24, 13 [1953].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

ziehung  $\sigma = k/V/E$  zusammenhängen,  $k$  ist ein Proportionalitätsfaktor<sup>3-5</sup>.

Das Verhältnis der Intensitäten von Photolinie und zugehöriger Compton-Verteilung hängt sehr wesentlich von geometrischen Faktoren ab. Das kommt daher, daß von den Compton-Streuquanten eine von Größe und Form des Leuchtstoffs abhängiger Anteil im Leuchtstoff selbst absorbiert wird. Dadurch wird die Intensität der Photolinie auf Kosten der Compton-Verteilung erhöht. Für einige spezielle Fälle ist dieses Problem von Maeder und Wintersteiger gerechnet worden<sup>6</sup>.

Die totale Ansprechwahrscheinlichkeit eines Szintillationszählers für eine bestimmte  $\gamma$ -Strahlung ergibt sich u. a. aus den Absorptionseigenschaften des Leuchtstoffs. Für NaJ(Tl) sind die Absorptionsquerschnitte für  $\gamma$ -Strahlung veröffentlicht<sup>7</sup>. Der Streuquerschnitt für den Compton-Effekt muß dabei eine Korrektur erfahren. Denn da immer nur Impulse oberhalb einer gewissen Größe gezählt werden, ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers für den Compton-Effekt durch geeignete Integration der differentiellen Klein-Nishina-Formel für verschiedene  $\gamma$ -Energien und Diskriminierungen<sup>8</sup>.

Die Energiemessung von  $\beta$ -Strahlung mit einem Szintillationszähler ist weniger kompliziert. Es muß dafür Sorge getragen werden, daß die Elektronen ohne Energieverlust den Kristall erreichen, und daß die rückgestreuten Elektronen für die Zählung nicht verloren gehen<sup>9</sup>. Diese Bedingungen sind hier weitgehend erfüllt.

## 2. Allgemeine Anordnung

Zur Aufnahme eines  $\gamma$ -Spektrums werden die Vervielfacherimpulse mit einem Einkanaldiskriminator registriert, siehe Abb. 1a.

Gleichzeitig kann das Spektrum nach der Methode von Hofstadter und McIntyre<sup>10</sup> mit einem „Synchroskop“ registriert werden. Jeder Impuls wird dabei über einen raschen Verstärker auf die  $Y$ -Platten einer Oszillographenröhre gegeben und löst gleichzeitig ein Kippgerät für die  $X$ -Ablenkung und die Hellsteuerung aus. Es werden so viele Impulse auf einer Aufnahme photographiert, daß sich eine kontinuierliche Schwärzungsverteilung ergibt. Bei kurzlebigen Präparaten ist diese Registriermethode die einzige mögliche. Eine Modifikation dieser Registrierung entsteht, wenn nur die-

jenigen Impulse das Kippgerät auslösen, die den Ein-kanal diskriminatoren passiert haben. (Abb. 1b). Dann wird nur ein scharf begrenzter Ausschnitt des Spektrums abgebildet. Das ist zur raschen Kontrolle der Kanaleinstellung sehr bequem.

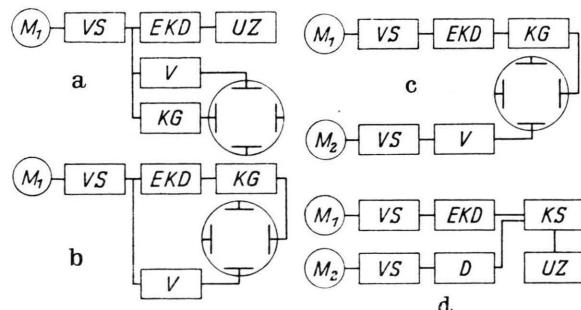


Abb. 1. Schaltung der Anordnung bei verschiedenen Betriebsweisen.  $M_1$ ,  $M_2$  Vervielfacher; VS Vorstufen; EKD Einkanal diskriminatoren; KG Kippgeräte; V Verstärker; UZ Untersetzer-Zählwerk; D Diskriminatoren; KS Koinzidenzstufe. a) Anordnung zur Aufnahme des  $\gamma$ -Spektrums durch Zählung oder mit dem Synchroskop. Die Hellsteuerung ist nicht mit eingezeichnet. b) Schaltung zur oszillographischen Kontrolle der Kanaleinstellung. c) Schaltung zur Koinzidenzmessung mit dem Synchroskop. d) Schaltung zur Zählung von Koinzidenzen.

Koinzidenzmessungen können nach dem Schema 1c erfolgen. Es lösen wieder nur die Impulse aus dem Einkanal diskriminatoren den Kippvorgang aus, aber auf die  $Y$ -Ablenkplatten werden die Impulse des anderen Vervielfachers gegeben. So erscheinen nur die mit dem ausgebündelten Teil des Spektrums von  $M_1$  koinzidierenden Impulse von  $M_2$  auf dem Leuchtschirm. — Bei hinreichend langlebigen Präparaten kann die Registrierung mit dem Zählwerk erfolgen. Dazu wird der eine Vervielfacher mit dem Einkanal diskriminator, der andere mit einem Integral diskriminatoren verbunden. Die Ausgangsimpulse der Diskriminatoren werden direkt oder ihre Koinzidenzen über eine Koinzidenzstufe gezählt, siehe Abb. 1d.

## 3. Einzelheiten der Anordnung

Die zwei 18-stufigen Vervielfacher mit Cs-Sb-Kathode wurden an der ETH Zürich von Dr. Schaetti hergestellt<sup>11-12</sup>. Sie werden im allgemeinen mit einer Spannung von 3500 bis 4500 Volt betrieben, das entspricht einem Verstärkungsfaktor von  $10^7$  bis  $10^8$ . Unter normalen Betriebsbedingungen ändert sich der Verstärkungsfaktor um 8 % bei einer Spannungsschwankung von 1 %. Das macht eine sorgfältig sta-

<sup>3</sup> F. Sauter, Z. Naturforsch. **4a**, 682 [1949].

<sup>4</sup> G. E. J. Garlick u. G. T. Wright, Proc. Phys. Soc. Lond. B **65**, 415 [1952].

<sup>5</sup> F. Seitz u. D. W. Mueller, Phys. Rev. **78**, 605 [1950].

<sup>6</sup> D. Maeder u. V. Wintersteiger, Phys. Rev. **87**, 537 [1952].

<sup>7</sup> W. H. Jordan, Ann. Rev. Nucl. Sci. **1**, 207 [1952].

<sup>8</sup> H. Piatier, C. R. Acad. Sci., Paris **234**, 939 [1952].

<sup>9</sup> B. H. Ketelle, Phys. Rev. **80**, 758 [1950].

<sup>10</sup> R. Hofstadter u. J. A. McIntyre, Phys. Rev. **80**, 631 [1950].

<sup>11</sup> N. Schaetti, Helv. Phys. Acta **23**, 108 [1950].

<sup>12</sup> N. Schaetti, W. Baumgartner u. Ch. Flury, Helv. Phys. Acta **26**, 380 [1953].

bilisierte Hochspannungsquelle notwendig. Sie besteht aus einem im Institut entwickelten Hochfrequenz-Hochspannungsgerät mit elektronischer Regelung und einer Batterie als Vergleichsspannungsquelle. Das Gerät wird mit einer vorstabilisierten Netzspannung gespeist und liefert eine Spannung, die über mehrere Stunden auf mindestens 0,1 % konstant ist. Jeder Vervielfacher besitzt einen eigenen Spannungsteiler mit einem Querstrom von 0,4 bis 0,5 mA. Der Strom in den Spannungsteilern wird über eine Kompensationsschaltung mit Ablesung durch ein Spiegelgalvanometer dauernd kontrolliert. Durch Vorschaltwiderstände vor dem Spannungsteiler kann der Vervielfachungsfaktor und damit der Meßbereich geändert werden. Die Ausgangszeitkonstante der Vervielfacher ist so bemessen, daß Impulse von 1  $\mu$ sec Dauer entstehen. Diese gelangen in eine Umkehrstufe und in eine Kathodenfolgestufe, die beide unmittelbar am Vervielfacher angebracht sind. Diese Stufen sind bis zu Ausgangsimpulsen von + 120 Volt linear.

Die Kontrolle der Diskriminatoren wurde mit einem Impulsgeber für exakt meßbare positive Impulse<sup>13</sup> vorgenommen. Die Diskriminatoren sind für Eingangsimpulse zwischen 12 und 130 Volt linear. Schwankungen der Kanalhöhe sind in einem Zeitraum von mehreren Tagen sicher kleiner als 0,1 Volt. Die Kanalbreite kann unabhängig davon auf mindestens 1 % konstant gehalten werden. Die Auflösezeit der Koinzidenzstufe wurde durch Messung von zufälligen Koinzidenzen bestimmt. Sie betrug 2,5  $\mu$ sec. Die Messung wird unter Ziff. 7 genauer beschrieben.

Das Synchroskop zur oszillographischen Registrierung wurde von Beug in unserem Institut gebaut<sup>14</sup>. Es besteht aus einem Kippgerät, das auf Anstoß Ablenkimpulse bis herab zu 10<sup>-7</sup> sec liefert, einem raschen Verstärker und einer Kathodenstrahlröhre (Typ 5 CP1), die mit einer Nachbeschleunigungsspannung von 4,5 kV betrieben wird. Die Impulse werden mit einem Objektiv F 1:1,4 auf Agfa-Fluorapidfilm photographiert. Jeder Impuls ergibt eine gerade noch erkennbare Schwärzung auf dem Film. Zur Erzielung einer kontinuierlichen Schwärzungsverteilung beträgt die normale Belichtungszeit, je nach Präparatstärke, 1 bis 10 Minuten. Unmittelbar vor dem Leuchtschirm befindet sich ein Stufen-Graufilter, das bei einem Spektrum mit großen Intensitätsunterschieden jeden Teil desselben in einem günstigen Bereich der Schwärzungskurve zu photographieren gestattet. Die Auswertung der Aufnahmen erfolgt durch Vergleich mit bekannten Eichspektren. Aus den durch das Filter erzeugten Schwärzungsstufen auf der Aufnahme läßt sich für jedes photometrierte Bild die Schwärzungskurve des Films annähernd bestimmen, so daß die Photometerkurven zu einer Kurve für die relativen Intensitäten entzerrt werden können.

Die NaJ(Tl)-Kristalle\* wurden an der Oberfläche stets in P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-trockener Atmosphäre blank poliert und zum Schutz gegen Feuchtigkeit in innen verspiegelte

Küvetten mit trockener Luft oder Paraffinöl eingeschlossen. Bei Messung von  $\gamma$ -Strahlung wird dabei eine Anzahl von Compton-Elektronen, die in der Küvette oder im Paraffinöl ausgelöst werden, in den Kristall gelangen. Diese Störung ist nicht ganz zu vermeiden. Die geometrische Anordnung der Kristalle wird bei den einzelnen Experimenten beschrieben.

Der Nulleffekt der Schaettischen Vervielfacher ohne Bestrahlung und ohne Kristall ist außerordentlich gering und kann bei fast allen Messungen vernachlässigt werden. Da der Nulleffekt nach Bestrahlung mit Tageslicht erheblich ansteigt, wurden die Photokathoden ständig im Dunkeln gehalten. Das Aufbringen der Kristalle wurde bei dem Licht einer orangefarbenen Dunkelkammerlampe vorgenommen, das keinen merklichen Anstieg des Nulleffektes bewirkt. Eine ganz erhebliche Erhöhung des Nulleffektes trat auf, sobald ein Leuchtstoff auf den Vervielfacher gebracht wurde. Umkleidung des Kristalls und Vervielfachers mit 5 cm Blei reduzierte den Effekt auf einen Bruchteil, er wurde also von den Zimmerwänden verursacht. Auch dieser Effekt spielte bei Messungen oberhalb 0,5 MeV gegenüber der vom Präparat ausgelösten Streustrahlung meistens keine Rolle.

#### 4. Eichmessungen, Konstanz der Anordnung

Zum Ausprobieren der Anordnung dienten Po- $\alpha$ -Teilchen. Das dünne Po-Präparat lag unmittelbar auf einer frischen Spaltfläche von KJ(Tl), das sich hier als geeigneter erwies als das hygroskopische NaJ(Tl), von dem es sich im übrigen in seinen Szintillationseigenschaften praktisch nicht wesentlich unterscheidet. Die schwache  $\beta$ -Aktivität störte hier nicht. Die gemessene Halbwertbreite betrug sowohl auf dem Synchroskopschirm als auch mit dem Einkanaldiskriminator etwa 5%.

Zur Gewinnung eines Eichspektrums für  $\gamma$ -Strahlung wurde meistens Na<sup>22</sup> benutzt. Na<sup>22</sup> hat eine  $\gamma$ -Linie von 1,28 MeV und Vernichtungsstrahlung von 0,51 MeV. Zur Aufnahme des  $\gamma$ -Spektrums diente ein Kristallwürfel aus NaJ(Tl) von 1 cm Kantenlänge wie L<sub>1</sub> in Abb. 6. Das Na<sup>22</sup>-Präparat befand sich in 5 cm Abstand seitlich vom Kristall. Das Meßergebnis zeigen die Abbildungen 2\*\* und 3: Abb. 2 die Synchroskopaufnahme, Abb. 3a die entzerrte Photometerkurve und Abb. 3b das Ergebnis der direkten Zählung mit dem Einkanaldiskriminatator. Bei allen drei Bildern ist die 1,28 MeV Photolinie durch Pfeil 1, ihre Compton-Verteilung durch Pfeil 2 und die 0,51 MeV Photolinie durch Pfeil 3

<sup>13</sup> W. C. Elmore u. M. Sands, Electronics Experimental Techniques, Verlag McGraw-Hill Book Company, New York 1949, S. 320.

<sup>14</sup> L. Beug, Diplomarbeit Heidelberg 1952.

\* Bezogen von Firma Korth in Kiel.

\*\* Abb. 2, 3 und 7, 8 auf Tafel S. 340 a.

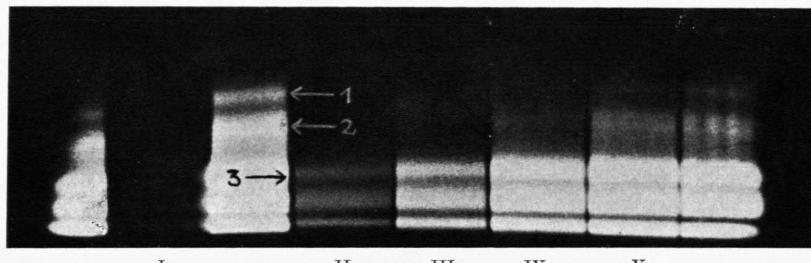


Abb. 2. Synchroskopaufnahme des  $\gamma$ -Impulsspektrums von  $Na^{22}$  nach dem Schema von Abb. 1 a. Die römischen Ziffern bezeichnen die einzelnen Streifen des Stufenfilters. Zwischen Streifen I und II ist das Filter unterbrochen. Die arabischen Ziffern entsprechen der Bezeichnung der einzelnen Linien in Abb. 3.

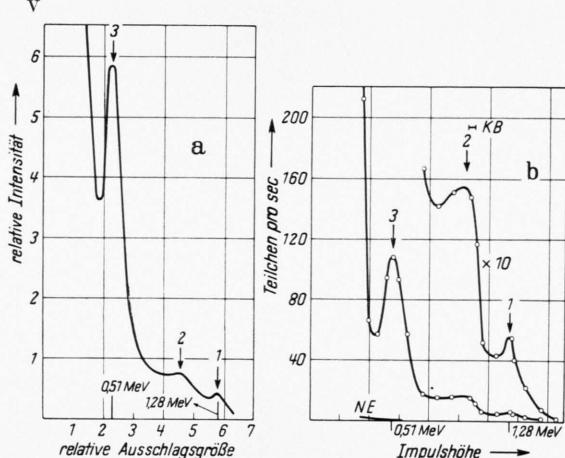


Abb. 3.  $\gamma$ -Impulsspektrum von  $Na^{22}$ ; a) entzerrte Photometerkurve; b) Diskriminatorkurve. Die nähere Erläuterung wird im Text gegeben. NE Nulleffekt; 1,3 Photolinien; 2 Compton-Verteilung; KB Kanalbreite.

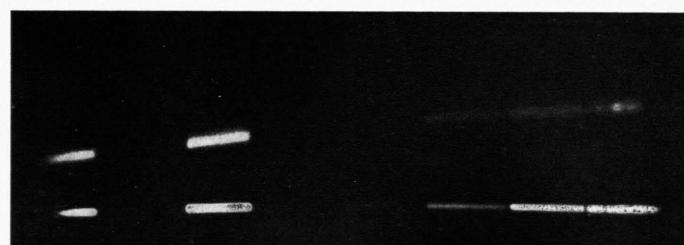
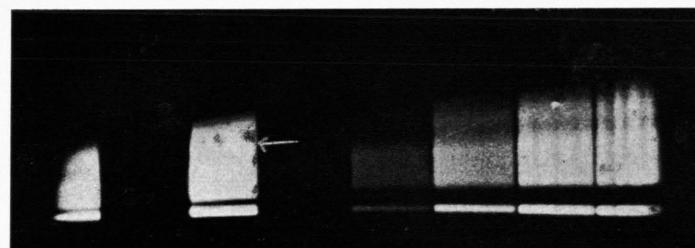


Abb. 7. a)  $\gamma$ -Impulsspektrum von  $Mg^{27}$  nach Abbildung 1 b aufgenommen. b) Ausgeblendeter Kanal bei 0,84 MeV (in Bild a durch einen Pfeil markiert). Die 1,0 MeV- $\gamma$ -Linie ist im Bild schlecht zu erkennen.

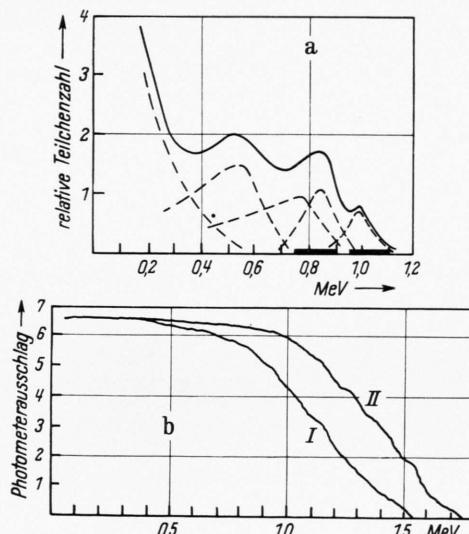


Abb. 8. a)  $\gamma$ -Impulsspektrum von  $Mg^{27}$ , entzerrte Photometerkurve. b) Photometerkurven der  $\beta$ -Spektren, die mit dem in a schwarz gekennzeichneten Bereichen des  $\gamma$ -Spektrums koinzidieren. I:  $E_\gamma = 0,96 - 1,1$  MeV; II:  $E_\gamma = 0,75 - 0,9$  MeV.

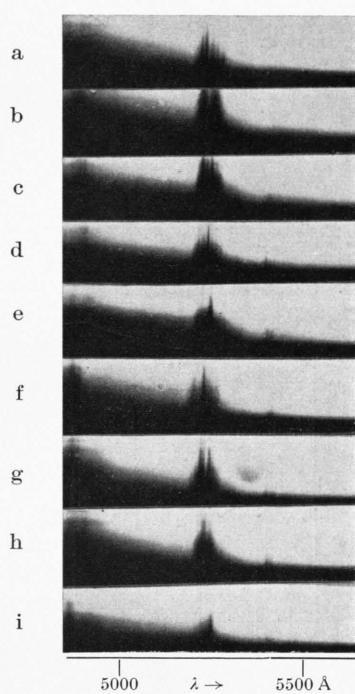


Abb. 1. Termaufspaltung des  $\text{Er}^{+++}$  durch Komplexbildung.  
Komplexbildung mit: a) Citronensäure, b)  $p$ -, c)  $m$ -Cyclohexandiamin-tetraessigsäure, d) Äthylenglykol-bis- $\beta$ -amino-äthyläther-tetraessigsäure, e)  $\beta$ ,  $\beta'$ -Diaminodiäthyläther-tetraessigsäure, f)  $o$ -Cyclohexandiamin-tetraessigsäure, g) Äthylendiamin-tetraessigsäure, h) Nitrilo-triessigsäure, i)  $\text{Er}^{\dots\dots}$ .  
Komplexbildnerüberschub in ammoniakalischer Lösung.

K. R. Dixit, Four  $\tau$ -Mesons observed on Kilimanjaro (S. 355).

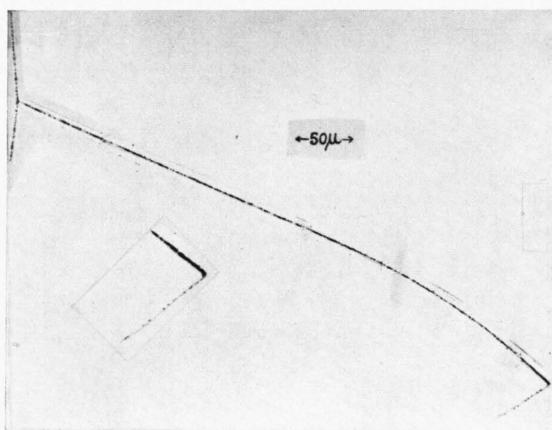


Fig. 2. The three disintegration products of the  $\tau$ -meson event No. 1. (In the main figure the exposure of the electron track is 3 times that of the  $\mu$ -meson track, whereas in the inset, which is at a still greater magnification the two tracks are of identical exposure.)

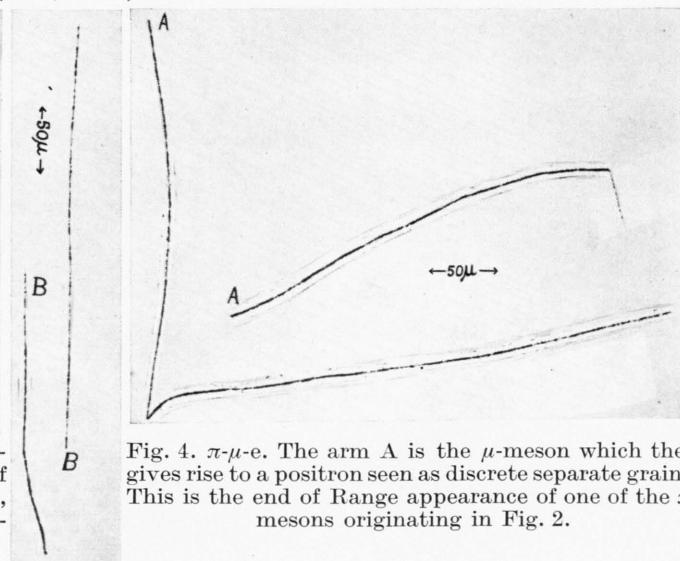


Fig. 4.  $\pi\mu\text{-e}$ . The arm A is the  $\mu$ -meson which then gives rise to a positron seen as discrete separate grains. This is the end of Range appearance of one of the  $\pi$ -mesons originating in Fig. 2.

Fig. 3. A typical  $\pi$ -meson coming to rest. This is the end of Range appearance of another particle in Fig. 2.

markiert. Das photographisch gewonnene Ergebnis ist dem durch direkte Zählung erhaltenen durchaus vergleichbar. Die 0,51 MeV-Strahlung hat die doppelte Intensität der 1,28 MeV-Strahlung. Nach den Photoabsorptionsquerschnitten für NaJ müßten sich danach die Intensitäten der beiden Photolinien 1 und 3 wie 1:22 verhalten. Das ist mit der Messung verträglich.

Die Konstanz der Eichung wurde wieder mit  $\alpha$ -Teilchen geprüft und erwies sich über mehrere Stunden als voll ausreichend, sofern die Querströme an den Vervielfachern auf 0,1% konstant gehalten wurden, wie in Ziff. 3 beschrieben.

Es hat sich gezeigt, daß noch eine andere Erscheinung zu einer Veränderung der Impulsgrößen führen kann. Das Rotlicht, das während der Verrichtungen an der Photokathode gebraucht wurde, ändert zwar den Nulleffekt nicht merklich, gibt aber zu einer deutlichen Sensibilisierung der Photokathode Anlaß, die während einiger Stunden wieder abklingt. Aus diesem Grunde wurden die Meßpräparate stets bei völliger Dunkelheit auf den  $\beta$ -Kristall gebracht.

### 5. $\gamma$ -Energiemessungen an Ti<sup>51</sup>

Die bereits früher mitgeteilte Untersuchung<sup>15</sup> der  $\gamma$ -Strahlung des  $\beta$ -instabilen Isotops Ti<sup>51</sup> (Halbwertzeit 6 min) ist mit der hier beschriebenen Anordnung ausgeführt worden. Das  $\gamma$ -Spektrum wurde oszillographisch aufgenommen, wie bei Na<sup>22</sup> unter Ziff. 4 beschrieben. Die Kristallanordnung war wie bei L<sub>1</sub> in Abb. 6; das Präparat befand sich in 5 bis 10 cm Abstand seitlich vom Kristall.

Die Präparate wurden im Zyklotron durch Bestrahlen von TiO<sub>2</sub> mit schnellen Deuteronen hergestellt. Dabei entstand neben Ti<sup>51</sup> noch V<sup>47</sup> (Halbwertzeit 33 min), das aus chemischen Gründen nicht völlig abgetrennt werden konnte und Vernichtungsstrahlung von 0,51 MeV liefert. Die verwendeten TiO<sub>2</sub>-Präparate hatten zu Beginn der Messung durchschnittlich eine Aktivität von 5  $\mu$  Curie. Die Belichtungszeit für eine Synchroskopaufnahme betrug 3 bis 5 min, wobei etwa 10<sup>4</sup> bis 10<sup>5</sup> Impulse registriert wurden. Das Spektrum wurde jeweils wenigstens über zwei Stunden verfolgt, um die 6 min-Aktivität des Ti<sup>51</sup> aus dem Untergrund herausanalysieren zu können.

Das Ergebnis ist in Abb. 4 wiedergegeben. Darstellte sind die aus den Photometerkurven erhaltenen relativen Intensitäten in Abhängigkeit von der  $\gamma$ -Energie für verschiedene Zeiten nach Untersuchungsbeginn. Man erkennt rechts zunächst die

Photolinie der Vernichtungsstrahlung von V<sup>47</sup>. Daneben wird eine zeitlich schneller abfallende Linie bei etwa  $\frac{2}{3}$  der Energie der Vernichtungsphotolinie beobachtet. Sie ist dem Ti<sup>51</sup> zuzuschreiben. Die gestrichelte Kurve wurde dadurch erhalten, daß die Kurve bei 120 min für den Abfall von V<sup>47</sup> korrigiert und von der Kurve 4 bis 7 min abgezogen wurde;

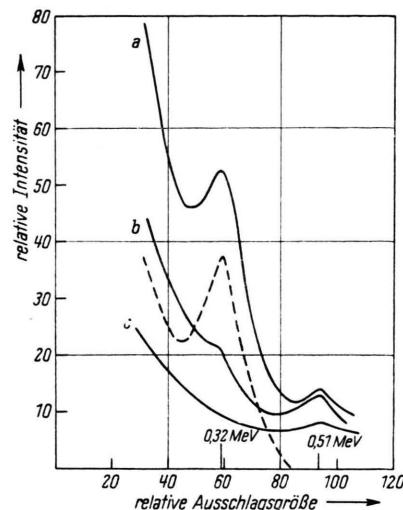


Abb. 4.  $\gamma$ -Impulsspektrum von Ti<sup>51</sup> und V<sup>47</sup> zu verschiedenen Zeiten. a: 4—7 min; b: 22—25 min; c: 120 min. Gestrichelt: mit Hilfe der Kurven 4—7 min und 120 min berechnete Energieverteilung für Ti<sup>51</sup> allein.

sie entspricht also dem reinen Ti<sup>51</sup> und zeigt die Existenz einer  $\gamma$ -Linie von 0,32 MeV an. Eine  $\gamma$ -Linie von 0,32 MeV ist auch beim Zerfall von Cr<sup>51</sup>, das ebenso wie Ti<sup>51</sup> zu V<sup>51</sup> führt, beobachtet worden<sup>16</sup>. Die Messung ist im Zusammenhang mit den gleichzeitig im Institut ausgeführten Absorptions- und Koinzidenzmessungen diskutiert worden<sup>15</sup>. Die gefundene Zerfallsenergie von Ti<sup>51</sup> paßt besser zum Schalenmodell als die bisher angenommene.

### 6. $\gamma$ -Energiemessungen an Al<sup>28</sup>

Der Zerfall von Al<sup>28</sup> (Halbwertzeit 2,3 min) ist zuletzt von Motz und Alburger<sup>17</sup> untersucht worden. Danach geht das Al<sup>28</sup> mit einem  $\beta$ -Spektrum von 2,86 MeV und anschließender  $\gamma$ -Strahlung von 1,78 MeV in Si<sup>28</sup> über. Bei einer früheren Untersuchung hatten Maier-Leibnitz und Gentner<sup>18</sup>

<sup>15</sup> L. Koester, H. Maier-Leibnitz, Th. Mayer-Kuckuk, K. Schmeiser u. G. Schulze-Pillot, Z. Phys. **133**, 319 [1952].

<sup>16</sup> H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, M. Medicus, P. Preiswerk u. P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 259 [1945].

<sup>17</sup> H. T. Motz u. D. E. Alburger, Phys. Rev. **86**, 165 [1952].

<sup>18</sup> W. Gentner u. H. Maier-Leibnitz, unveröffentlichtes Manuskript 1944, Notiz in Fiat Review of German Science Bd. 13, S. 158 der deutschen Ausgabe (1948).

auf Grund von Absorptions- und Koinzidenzmessungen vermutet, daß noch eine  $\gamma$ -Strahlung von 2,4 MeV mit etwa 6% Intensität auftritt, die mit einem weicheren  $\beta$ -Teilspektrum gekoppelt ist. Nach dieser  $\gamma$ -Linie von 2,4 MeV ist hier mit der gleichen Anordnung wie in Ziff. 5 nochmals gesucht worden. Die Präparate wurden durch Beschuß von reinstem Aluminium mit Deuteronen im Zyklotron gewonnen. Störende Isotope entstehen dabei nicht. Die Messungen ergaben lediglich eine  $\gamma$ -Linie von 1,8 MeV. Mit Hilfe des Stufen-Graufilters ließ sich eine obere Grenze für die relative Intensität einer 2,4 MeV  $\gamma$ -Linie gewinnen. Danach könnte sicher nicht mehr als 1% aller Zerfälle über eine 2,4 MeV-Strahlung gehen. Die Messung bestätigt also das Schema von Motz und Alburger.

### 7. Der Zerfall von $Mg^{27}$

Der  $\beta$ -Zerfall von  $Mg^{27}$  (Halbwertzeit 9,5 min) ist mehrfach untersucht worden<sup>19-23</sup>. Zuletzt haben Beneš, Hedgran und Hole<sup>22</sup> auf Grund von Spektrometermessungen der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Energien das

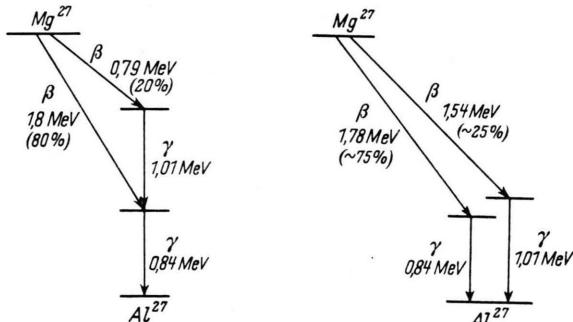


Abb. 5. Altes Zerfalls-schemavon  $Mg^{27}$  nach Beneš u. a.

Abb. 9. Neues Zerfalls-schemavon  $Mg^{27}$ .

in Abb. 5 wiedergegebene Zerfallsschema vorgeschlagen, nachdem vorhergegangene Koinzidenzmessungen von Bleuler und Zünti gezeigt hatten, daß jeder  $\beta$ -Zerfall zu einem angeregten Zustand des Folgekerns führt<sup>23</sup>. Indessen haben Messungen von Koester<sup>24</sup> nach der Absorptionsmethode ergeben, daß das  $\beta$ -Spektrum aus zwei Komponenten mit  $1,72 \pm 0,06$  MeV und  $1,5 \pm 0,1$  MeV Grenzenergie besteht, und daß außerdem die im Mittel pro Zerfall ausgesandte  $\gamma$ -Energie  $0,88 \pm 0,08$  MeV beträgt,

<sup>19</sup> B. L. Moore, Phys. Rev. **57**, 355 [1940].

<sup>20</sup> J. Itoh, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **23**, 605 [1941].

<sup>21</sup> S. Eklund u. N. Hole, Ark. Mat. Astr. Fys. A **29**, Nr. 26 [1943].

während nach dem Schema von Abb. 5 1,04 MeV zu erwarten wären. Koester hat daraufhin das in Abb. 9 abgebildete Zerfallsschema zur Diskussion gestellt. Dieses Schema wurde hier durch Koinzidenzmessungen nach zwei Methoden nachgeprüft: Erstens durch  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzversuche nach dem eingangs beschriebenen Prinzip und zweitens durch Messungen von  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen, die nach dem alten Zerfallsschema Abb. 5 bei etwa 20% aller Zerfälle zu erwarten sind.

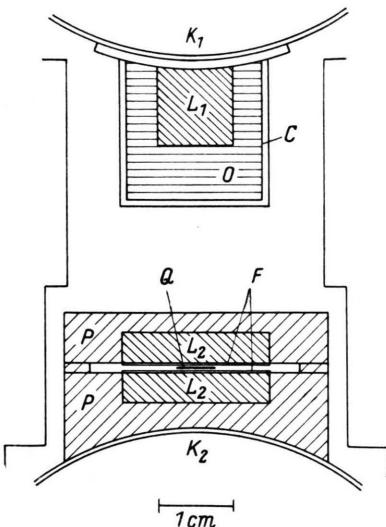


Abb. 6. Anordnung für  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen.  $L_1$ ,  $L_2$  NaJ-Kristalle,  $F$  Abschlußfolien,  $Q$  Präparat,  $P$  Plexiglaskörper,  $K_1$ ,  $K_2$  Photokathoden,  $O$  Paraffinöl,  $C$  versilberte Küvette.

$\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen. Zum Nachweis der  $\beta$ -Teilchen wurden zwei quadratische Kristallscheiben  $L_2$  aus NaJ (Tl) von 20 mm Kantenlänge und 4 mm Dicke in einer Fassung aus Plexiglas benutzt; siehe Abb. 6. Der Plexiglaskörper war außer an der Ansatzstelle für die Photokathode von außen mit Silber verspiegelt und mit einem Tropfen Paraffinöl auf die Photokathode aufgesetzt. Den wegen der Feuchtigkeitsempfindlichkeit nötigen Abschluß der Kristalle von der Außenluft besorgte je eine Glimmerfolie  $F$  von  $0,8 \text{ mg/cm}^2$  Dicke, auf die an der Auflagestelle für das Präparat noch je ein Aluminiumfleck von 12 mm Durchmesser aufgedampft war, um unnötige Lichtabsorption durch das Präparat zu vermeiden. Der Energieverlust in einer Abschlußfolie betrug bei 100 keV Elektronenergie etwa 2,5 keV, so daß auch von einem Kristall in den anderen rückgestreute Elektronen noch ohne zu groÙe Beeinträchtigung gezählt werden konnten.

<sup>22</sup> J. Beneš, A. Hedgran u. N. Hole, Ark. Mat. Astr. Fys. A **35**, Nr. 12 [1948].

<sup>23</sup> E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. Phys. Acta **20**, 195 [1947].

<sup>24</sup> L. Koester, Z. Naturforschg. **9a**, 104 [1954].

Die  $\gamma$ -Ansprechwahrscheinlichkeit des  $\beta$ -Zählers war nicht unbeträchtlich (etwa 3%), aber für die Koinzidenzmessungen nicht weiter störend. Der  $\gamma$ -Nachweis geschah durch einen Kristallwürfel L<sub>1</sub> von 1 cm Kantenlänge, dessen eine Fläche zum unmittelbaren Anschluß an den Vervielfacher sphärisch ausgehöhlt war. Der Kristall wurde unter Paraffinöl in einem innen verspiegelten Glaszyylinder gehalten. Seine Nachweiswahrscheinlichkeit für Quanten von 1 MeV, allseitig isotrop ausgehend vom Orte Q, betrug etwa 0,2%.

Das Mg<sup>27</sup> wurde im Zyklotron durch Bestrahlen von reinem Mg mit Deuteronen gewonnen, durch Oxychinolin von Na<sup>22</sup> und Na<sup>24</sup> abgetrennt und in Oxydpulver übergeführt. Von diesem Pulver wurde ungefähr 1 mg auf eine Unterlage aus Kunststoff-Folie\* (0,8 mg/cm<sup>2</sup>) gebracht, dort auf einer Fläche von etwa 1 cm<sup>2</sup> möglichst gleichmäßig verteilt und in den  $\beta$ -Kristall bei völliger Dunkelheit eingelegt. Dann wurde zunächst das gesamte  $\gamma$ -Impulsspektrum nach Abb. 1 b mit ganz geöffnetem Diskriminator aufgenommen. Abb. 7 a zeigt das Photogramm, Abb. 8 a die entzerrte Photometerkurve und ihre Zerlegung in zwei Photolinien von 1 MeV und 0,84 MeV mit den zugehörigen Compton-Verteilungen.

Als nächstes wurde bei gleicher Schaltung der Meßkanal des  $\gamma$ -Diskriminators auf 2 bis 4 Volt Breite beschränkt und auf die jeweils gewünschte Impulshöhe eingestellt. Das Schirmbild zeigte dann nur den ausgesonderten Teil des  $\gamma$ -Impulsspektrums (Abb. 7 b). Schließlich wurden auf die Y-Ablenkplatten statt der  $\gamma$ - die  $\beta$ -Impulse gegeben, ohne an der Steuerung des Kippgerätes etwas zu ändern. Dadurch erschienen auf dem Leuchtschirm genau die mit dem vorher photographierten Teil des  $\gamma$ -Spektrums koinzidierenden  $\beta$ -Impulse. Das Blockschaltbild hierfür entspricht Abb. 1 c. Dieses Verfahren wurde bei verschiedenen Lagen des  $\gamma$ -Kanals wiederholt, und die ganze Messung zwischen Eichaufnahmen des  $\gamma$ -Spektrums von Na<sup>22</sup> in beiden Kristallen eingeschlossen. Die  $\beta$ -Aufnahmen wurden mit dem Registrierphotometer ausgewertet. Bei Anwendung des Zählwerks wurde der  $\gamma$ -Kanal wie eben beschrieben eingestellt und kontrolliert. Dann wurde mit dem Integraldiskriminator das integrale  $\beta$ -Spektrum in Koinzidenz mit den  $\gamma$ -Impulsen gemäß Abb. 1 d aufgenommen.

Zufällige Koinzidenzen können bei dieser Messung nur insofern eine Rolle spielen, als das  $\beta$ -Spektrum durch Überlagerung direkt aufeinander folgender Impulse gestört wird. Die Rechnung ergibt, daß das nur bei etwa 0,5% der betrachteten Zerfälle eintreten kann. Außerdem könnte hierdurch nur ein sehr diffuser Untergrund entstehen, der die Lage der  $\beta$ -Grenze nicht beeinträchtigt. Kontrollversuche mit getrennter Bestrahlung der beiden Kristalle bestätigten diese Überlegung.

Bei diesen Koinzidenzmessungen wurde der  $\gamma$ -Kanal einmal auf die energiereichere Photolinie zwischen 0,95 und 1,1 MeV eingestellt, das andere Mal auf die andere Photolinie von 0,84 MeV oder

die zugehörige Compton-Verteilung bei 0,5 MeV. Die in diesem Bereich noch vorhandenen Compton-Impulse der energiereicheren Linie stören nicht weiter, weil sie nur mit einem energieärmeren Teilspektrum koinzidieren können, und weil es nur auf die Ermittlung der Grenze des betreffenden  $\beta$ -Spektrums ankommt. Die von einer solchen Doppelmessung erhaltenen Photometerkurven der  $\beta$ -Spektren sind in Abb. 8 b dargestellt. Die Aufnahmen sind genügend stark belichtet, um ohne Rücksicht auf die Form der  $\beta$ -Spektren deren obere Grenze deutlich zu erhalten. Für jedes  $\beta$ -Spektrum wurden gleichviel Impulse (etwa  $3 \cdot 10^4$ ) aufgenommen, von denen jeder eine deutliche Schwärzung gab. Bei der direkten Zählung ergab sich im wesentlichen das gleiche Bild. Alle Messungen zeigen übereinstimmend, daß die  $\gamma$ -Linie von 1 MeV mit einem  $\beta$ -Spektrum koinzidiert, dessen Maximalenergie bei  $1,5 \pm 0,1$  MeV liegt, und die 0,84 MeV  $\gamma$ -Linie mit einem  $\beta$ -Spektrum von  $1,78 \pm 0,1$  MeV. Die Energiewerte sind aus den vier besten Meßreihen gemittelt, die Fehler stellen eine obere Abschätzung dar. Danach muß ein Zerfall des Mg<sup>27</sup> nach dem in Abb. 9 wiedergegebenen Schema angenommen werden.

$\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen. Das Zerfallsschema Abb. 9 steht in Widerspruch zu dem von Beneš u. a. angegebenen (Abb. 5). Nach diesem wären bei etwa 20% der Zerfälle gleichzeitig zwei  $\gamma$ -Quanten zu erwarten, während das neue Schema nur einzelne  $\gamma$ -Quanten liefern sollte. Für den bei Beneš u. a. mitgeteilten Nachweis von  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen wurden keine experimentellen Angaben gemacht. Daher wurde dieser Versuch hier wiederholt. Da man nur mit mäßigen Präparatstärken arbeiten kann, um die Zahl der zufälligen Koinzidenzen klein zu halten, zugleich aber die Meßzeit beschränkt ist, sind Szintillationszähler wegen ihrer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit hierzu gut geeignet.

Es seien  $p_1$  und  $p_2$  die mittleren  $\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeiten für ein von der Quelle in beliebiger Richtung ausgesandtes  $\gamma$ -Quant. In der Meßzeit  $T$  werden  $N_1$  bzw.  $N_2$  Impulse im ersten bzw. im zweiten Zähler und  $K$  Koinzidenzen nachgewiesen. Von den  $K$  Koinzidenzen seien  $k$  zufällige. Ferner sei  $U$  die Zahl der exakt koinzidierenden,  $W$  die Zahl der nicht koinzidierenden Quanten pro Zerfall,  $r$  der Prozentsatz der zu einer  $\gamma$ -Kaskade führenden Zerfälle, so daß

$$\frac{W}{U} \equiv \frac{100 - r}{2r}. \quad (1)$$

\* Lupolen-Blasfolie der BASF, Ludwigshafen.

Dann zeigt eine einfache Rechnung, daß

$$\frac{W}{U} = \frac{N_1 p_2}{K - k} - 1 = \frac{N_2 p_1}{K - k} - 1; \quad (2)$$

$r$  läßt sich also durch Messung von  $N_1$ ,  $N_2$  und  $K$  bestimmen, wenn  $p_1$ ,  $p_2$  und  $k$  bekannt sind. Für  $k$  erhält man in bekannter Weise

$$k = \frac{\tau}{\lambda} n_1 n_2 \left\{ 1 - \exp(-2\lambda T) \right\}, \quad (3)$$

wo  $\tau$  die Auflösezeit,  $\lambda$  die Zerfallskonstante des untersuchten Isotops und  $n_1$ ,  $n_2$  die anfänglichen beobachteten Impulshäufigkeiten sind. Hier ist nur vorausgesetzt, daß  $p_1$  und  $p_2$  klein sind, und daß keine Richtungskopplung in den Quantenpaaren besteht.

Zur Messung wurden beide Vervielfacher mit dicken NaJ(Tl)-Kristallen zur  $\gamma$ -Zählung versehen. Gezählt wurde über die Koinzidenzstufe nach Abb. 1 d. Gleichzeitig konnten die zur Koinzidenzstufe gelangenden Impulse je eines Vervielfachers auf dem Bildschirm des Synchroskops photographiert werden, um einen Überblick über den an der Koinzidenz beteiligten Energiebereich des  $\gamma$ -Impulsspektrums zu erhalten. Die geometrischen Verhältnisse zeigt Abb. 10.  $L_1$  und  $L_2$  sind die beiden Kristallwürfel von 1 bzw. 2 cm Kantenlänge,  $K_1$  und  $K_2$  die Photokathoden der zugehörigen Vervielfacher. Das Präparat war bei P in einer Bohrung des Bleikörpers Pb angebracht. Dieser diente zur Absorption der in den Kristallen ausgelösten Compton-Streuquanten, die sonst durch Eindringen in den jeweils anderen Kristall zusätzliche Koinzidenzen erzeugen könnten. Für die Absorption der  $\beta$ -Strahlung bis 2,6 MeV war beim unteren Vervielfacher durch Aluminium Al, beim oberen durch die Küvette und das zum Schutz des Kristalls verwendete Paraffinöl O Sorge getragen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Zähler läßt sich aus dem Raumwinkel, dem bekannten Absorptionsquerschnitt des NaJ und der unteren Abschneidegrenze abschätzen. Zur experimentellen Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde die  $\gamma$ -Strahlung von Co<sup>60</sup> benutzt, das bei jedem Zerfall eine Kaskade von 1,17 und 1,33 MeV emittiert. Es ergab sich, daß in Gl. (2) zu setzen ist:  $p_1 = 0,36 \cdot 10^{-2}$  und  $p_2 = 2,10 \cdot 10^{-2}$ , in vernünftiger Übereinstimmung mit den rechnerisch geschätzten Werten. Von besonderer Wichtigkeit für die Bestimmung der Zahl der zufälligen Koinzidenzen ist die zeitliche Konstanz der Koinzidenzaufloesezeit und vor allem deren Unabhängigkeit von den Zählraten. Dieser Punkt wurde daher besonders nachgeprüft. Die beiden Zähler wurden mit zwei Präparaten unabhängig, aber gleichzeitig bestrahlt. Das Produkt der beiden Zählraten wurde bis zu einem Faktor 7

variiert. Es ergab sich  $\tau$  konstant zu  $(2,48 \pm 0,08)$   $\mu$ sec.

Die Mg<sup>27</sup>-Präparate von 2 bis 3 mg Gewicht wurden in einer kleinen Aluminiumkapsel am Orte P von Abb. 10 angebracht. Bei jeder Messung wurden abwechselnd die einzelnen Zählraten, die Koinzidenzraten und die zufälligen Koinzidenzen bestimmt.

Das Ergebnis war bei einer unteren Abschneidegrenze von 0,4 MeV für eine etwa 30 min dauernde Meßreihe:  $K = 1620$ ;  $k = 1588 \pm 47$ . Als Zahl der systematischen Koinzidenzen ergibt sich damit  $32 \pm 87$ . Demgegenüber hätte ein Zerfall nach dem

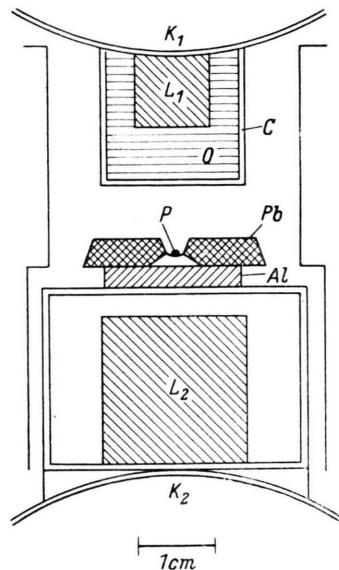


Abb. 10. Kristallanordnung für  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen.  $L_1$ ,  $L_2$  NaJ(Tl)-Kristalle,  $K_1$ ,  $K_2$  Photokathoden, Pb Bleiblende, O Paraffinöl, C verspiegelte Küvette, P Präparat, Al Aluminiumabsorber. Der Kristall  $L_2$  ist in eine Küvette mit trockener Luft eingeschlossen und mit einem Reflektor aus Aluminiumfolie umgeben.

Schema Abb. 5 bei einer Intensität der  $\gamma$ -Kaskade von  $r = 20\%$  während derselben Meßzeit mehr als 1150 und bei einer Intensität der  $\gamma$ -Kaskade von  $r = 10\%$  mehr als 600 systematische Koinzidenzen liefern müssen. Die beschriebene Messung wurde dreimal wiederholt und ergab im Mittel  $r = (0,25 \pm 1)\%$ . Das widerspricht aber dem von Beneš u. a. sowie dem von Daniel in unserem Institut gemessenen Intensitätsverhältnis der  $\gamma$ -Linien von 1,01 und 0,84 MeV. Das Schema nach Abb. 5 ist mit diesem Ergebnis nicht zu vereinen. Dagegen stehen alle hier beschriebenen Messungen im Einklang mit dem Zerfallsschema Abb. 9. Sie sind ferner in Übereinstimmung mit den gleichzeitig ausgeführten ge-

nauerer Spektrometermessungen von Daniel<sup>25</sup>, die  $\beta$ -Komponenten von  $1,754 \pm 0,011$  MeV und  $1,592 \pm 0,022$  MeV und  $\gamma$ -Linien von  $0,834 \pm 0,008$  MeV und  $1,015 \pm 0,007$  MeV ergeben haben\*. Die mittlere  $\gamma$ -Energie pro  $\beta$ -Zerfall ergibt sich aus dem neuen Schema zu 0,91 MeV, in Übereinstimmung mit den Messungen von Koester<sup>24-25</sup>. Die nach diesem Schema existierenden Niveaus in Al<sup>27</sup> von 0,84 MeV und 1,01 MeV sind auch mehrfach bei Kernreaktionen gefunden worden<sup>26-30</sup>.

### 8. $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen zum Zerfall des Cl<sup>34</sup>

Der Zerfall des  $\beta^+$ -Strahlers Cl<sup>34</sup> (Halbwertzeit 33 min)<sup>31-32</sup> ist nach einigen vorläufigen Messungen<sup>33-36</sup> zuerst von Maier-Leibnitz und Ho<sup>37-38</sup> genauer mit einer Zählrohr-Koinzidenzanordnung und mit der Nebelkammer untersucht worden. Dabei wurden  $\beta$ -Spektren von  $5,1 \pm 0,3$  MeV und  $2,3 \pm 0,3$  MeV gefunden. Die  $\beta$ -Strahlung ist zum Teil mit  $\gamma$ -Strahlung gekoppelt, deren größte Energie 3,3 MeV beträgt. Eine Messung mit dem Magnetspektrometer durch Ruby und Richardson<sup>39-40</sup> hat dann drei  $\beta$ -Spektren mit folgenden Energien ergeben:  $4,45 \pm 0,11$  MeV (46%),  $2,58 \pm 0,26$  MeV (28%) und  $1,3 \pm 0,2$  MeV (26%). Gleichzeitig wurde  $\gamma$ -Strahlung von  $3,3 \pm 0,14$  MeV,  $2,13 \pm 0,12$  MeV und  $0,145 \pm 0,003$  MeV (stark konvertiert) gefunden. Die sehr intensive  $\gamma$ -Linie von 145 keV ließ sich in dem durch die  $\beta$ - und  $\gamma$ -Energien nahegelegten Zerfallsschema ohne Koinzidenzmessungen zunächst nicht sicher unterbringen. Unlängst haben nun Stähelin, Preiswerk und Arber<sup>41-42</sup> mitgeteilt, daß es sich bei der 33 min-Aktivität des Cl<sup>34</sup> nicht um den Grundzustand, sondern um den metastabilen ersten angeregten Zu-

stand handelt, der über die 145 keV- $\gamma$ -Strahlung in den Grundzustand übergeht. Dieser soll mit einer Halbwertzeit von 1,45 sec weiter zerfallen.

Um die Existenz des metastabilen Zustandes von Cl<sup>34</sup> nochmals nachzuprüfen, wurden Koinzidenzmessungen zwischen der 145 keV- $\gamma$ -Linie und der  $\beta$ -Strahlung angestellt, die im folgenden beschrieben sind. Wenn die besagte  $\gamma$ -Strahlung von einem Übergang des Isomers in den Grundzustand herührt, dürfen keine Koinzidenzen mit der  $\beta$ -Strahlung auftreten, andernfalls muß sie mit einem  $\beta$ -Spektrum gekoppelt sein.

Die Anordnung der Kristalle war wie in Abb. 6. Das  $\gamma$ -Spektrum wurde wie üblich mit dem Synchroskop aufgenommen. Die Koinzidenzschaltung entsprach Abb. 1d. Die Präparate wurden mit der Reaktion S<sup>33</sup> (d,n) Cl<sup>34</sup> durch Bestrahlen von CuS mit Deuteronen im Zyklotron hergestellt. Da S<sup>33</sup> nur eine Isotopenhäufigkeit von 0,74% hat, waren nur mäßige Aktivitäten zu erhalten. Das Chlor wurde als AgCl abgetrennt und in ammoniakalischer Lösung tropfenweise auf einer Glimmerfolie (etwa 1 mg/cm<sup>2</sup>) eingedampft. Die Reinheit der Präparate wurde bei jeder Messung durch eine Kontrolle der Halbwertzeit geprüft.

Das  $\gamma$ -Impulsspektrum unterhalb 1 MeV zeigte neben einer kräftigen Vernichtungsstrahlung von 0,51 MeV deutlich die  $\gamma$ -Linie von 145 keV. Zunächst wurden alle  $\gamma$ -Quanten oberhalb 320 keV, also ohne die der 145 keV-Linie, gezählt und die Zahl der damit koinzidierenden  $\beta$ -Impulse bestimmt. Es wurden alle  $\beta$ -Teilchen oberhalb 0,4 MeV registriert. Dabei sollen etwa  $p\%$  aller  $\gamma$ -Impulse mit  $\beta$ -Impulsen gekoppelt erscheinen. Da zu jedem dieser  $\gamma$ -Quanten beim Zerfall auch ein  $\beta$ -Teilchen gehören muß, ist  $p$  die Nachweiswahrscheinlichkeit des  $\beta$ -Zählers je  $\gamma$ -Impuls. Zufällige Koinzidenzen konnten dabei unberücksichtigt bleiben. Dann wurden alle  $\gamma$ -Quanten oberhalb 50 keV, also einschließ-

\* Nur der dort noch angegebene sehr schwache  $\beta$ -Übergang in den Grundzustand des Al<sup>27</sup> hat sich nicht bestätigt; vgl. H. Daniel, Vortrag auf dem Physikertag in Innsbruck und die im Druck befindliche ausführliche Arbeit.

<sup>25</sup> H. Daniel, L. Koester u. Th. Mayer-Kuckuk, Z. Naturforschg. **8a**, 447 [1953].

<sup>26</sup> W. D. Whitehead u. N. P. Heydenburg, Phys. Rev. **78**, 338 [1950].

<sup>27</sup> C. P. Swann u. C. E. Mandeville, Phys. Rev. **79**, 598 [1950].

<sup>28</sup> D. M. Van Patter, A. Sperduto u. H. Enge, Phys. Rev. **83**, 212 [1951].

<sup>29</sup> N. P. Heydenburg, G. C. Phillips u. D. B. Cowie, Phys. Rev. **85**, 742 [1952].

<sup>30</sup> H. F. Stoddart u. H. E. Gove, Phys. Rev. **87**, 262 [1952].

<sup>31</sup> M. L. Perlmann u. G. Friedlander, Phys. Rev. **74**, 442 [1948].

<sup>32</sup> H. Wäffler u. O. Hirzel, Helv. Phys. Acta **21**, 200 [1948].

<sup>33</sup> O. R. Frisch, Nature **133**, 721 [1934].

<sup>34</sup> R. Sagane, Phys. Rev. **50**, 1141 [1936].

<sup>35</sup> H. Brandt, Z. Phys. **108**, 726 [1938].

<sup>36</sup> E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. Phys. Acta **19**, 375 [1946].

<sup>37</sup> H. Maier-Leibnitz und Z. W. Ho, unveröffentlichtes Manuskript, Notiz wie bei <sup>18</sup>.

<sup>38</sup> Z. W. Ho, Phys. Rev. **70**, 782 [1946].

<sup>39</sup> L. Ruby u. J. R. Richardson, Phys. Rev. **80**, 760 [1950].

<sup>40</sup> L. Ruby u. J. R. Richardson, Phys. Rev. **83**, 698 [1951].

<sup>41</sup> W. Arber u. P. Stähelin, Helv. Physica Acta **26**, 433 [1953].

<sup>42</sup> P. Stähelin u. P. Preiswerk, Nuovo Cim. **10**, 1219 [1953].

lich der 145 keV-Linie gezählt und wieder die Zahl der koinzidierenden  $\beta$ -Impulse bestimmt. Wenn die neu hinzugekommene  $\gamma$ -Strahlung mit  $\beta$ -Strahlung koinzidiert, müßten wieder etwa  $p\%$  der  $\gamma$ -Impulse mit  $\beta$ -Impulsen gekoppelt erscheinen. Bei einem einfachen Zerfallsschema ohne  $\gamma$ -Kaskade wird die energiearme  $\gamma$ -Strahlung sogar mit energiereicheren  $\beta$ -Teilchen gekoppelt sein, die mit besonders großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Daher sind  $p\%$  eine untere Grenze für die Zahl der zu erwartenden Koinzidenzen. Wenn dagegen die neu hinzugekommene  $\gamma$ -Strahlung nicht mit  $\beta$ -Strahlung koinzidiert, müßte sich jetzt die gleiche *Absolut-Zahl* von Koinzidenzen ergeben, die ursprünglich mit der  $\gamma$ -Strahlung von mehr als 320 keV erhalten wurde. *Relativ* müssen wegen der beträchtlichen Intensität der 145 keV-Linie erheblich weniger als  $p\%$  Koinzidenzen auftreten. Tatsächlich erhöht sich die Koinzidenzrate bei Hinzunahme der niedrigeren  $\gamma$ -Energie auch im Nicht-Koinzidenzfall etwas. Das röhrt daher, daß zwischen 50 keV und 320 keV noch Impulse von den Compton-Verteilungen der energiereicheren Linien, insbesondere der Vernichtungsstrahlung gezählt werden. Um deren Zahl ungefähr zu bestimmen, wurde eine Vergleichsmessung mit der Vernichtungsstrahlung von Na<sup>22</sup> in demselben Energiebereich ausgeführt. Von den Linien höherer Energie liefert aber Na<sup>22</sup> einen etwas größeren Beitrag zu den kleinen Impulsen als Cl<sup>34</sup>, so daß sich aus dieser Messung eine obere Abschätzung dafür ergibt, wieviel Koinzidenzen höchstens auftreten können, wenn die 145 keV-Strahlung nicht mit  $\beta$ -Strahlung gekoppelt ist. Bei der Messung nach der eben beschriebenen Methode haben sich folgende Werte ergeben: Nachweiswahrscheinlichkeit des  $\beta$ -Zählers pro  $\gamma$ -Impuls bei  $E_{\gamma} > 320$  keV,  $p = (51 \pm 10)\%$ ; daß nicht 100% gezählt wurden, röhrt von der Unterdrückung der kleinen  $\beta$ -Impulse her. Bei  $E_{\gamma} > 50$  keV wurden während der Meßzeit  $1,38 \cdot 10^3$  ( $\pm 1,3\%$ ) Teilchen gezählt, d. h. im Koinzidenzfall hätten mindestens  $708 \pm 93$  Koinzidenzen auftreten müssen; nach der Vergleichsmessung mit Na<sup>22</sup> hätten dagegen im Nicht-Koinzidenzfall höchstens  $422 \pm 63$  Koinzidenzen auftreten können. Gemessen wurden tatsächlich nur  $280 \pm 17$  Koinzidenzen. Das Ergebnis besagt, daß die  $\gamma$ -Linie von 145 keV tatsächlich nicht mit  $\beta$ -Strahlung gekoppelt ist.

Diese Messung wurde nach einem etwas variierten Prinzip wiederholt. Dabei wurden bei allen Messungen im  $\gamma$ -Zähler unverändert alle Quanten über

60 keV und im  $\beta$ -Zähler alle  $\beta$ -Teilchen über 0,5 MeV registriert, aber zeitweilig zwischen die beiden Kristalle L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub> (Abb. 6) ein Absorber von 1,6 mm Blei eingeschaltet. Dieser Absorber läßt von der 145 keV-Strahlung nur 1,8% durch, von der nächst energiereicheren, der Vernichtungsstrahlung von 0,51 MeV aber schon 75%. Beim Wegnehmen des Absorbers wird sich die  $\gamma$ -Ausschlagsrate also im wesentlichen um die Impulse der 145 keV-Strahlung erhöhen. Wenn diese Strahlung mit einer  $\beta$ -Komponente koinzidiert (Fall a), muß bei der Messung ohne Absorber mindestens der gleiche Prozentsatz von  $\gamma$ -Quanten zu Koinzidenzen führen wie mit dem Absorber. Im Nicht-Koinzidenzfall (Fall b) dagegen darf sich die Koinzidenzrate nur um soviel erhöhen, wie der Intensitätszunahme der energiereicheren  $\gamma$ -Strahlung im  $\gamma$ -Zähler bei Wegnahme des Absorbers entspricht, d. h. sicher um weniger als  $1/3$ . Auf diese Art lassen sich die für die beiden möglichen Fälle zu erwartenden Koinzidenzraten aus der  $\gamma$ -Zählrate bestimmen. Die bei sechs Messungen nach dieser Methode erhaltenen Ergebnisse sind in Tab. 1

Messung	Zu erwartende Koinzidenzzahl		Gemessene Koinzidenzzahl
	a	b	
1	$125 \pm 13$	$78 \pm 8$	$70 \pm 8$
2	$97 \pm 10$	$67 \pm 7$	$64 \pm 8$
3	$37 \pm 7,5$	$22 \pm 5$	$22 \pm 4,8$
4	$103 \pm 16$	$65 \pm 10$	$64 \pm 8$
5	$70 \pm 14$	$41 \pm 8$	$46 \pm 7$
6	$41 \pm 9$	$33 \pm 7$	$34 \pm 6$

Tab. 1. Koinzidenzmessungen an Cl<sup>34</sup>.

aufgeführt. Alle Werte sind für den zeitlichen Abfall der Präparate korrigiert. Spalte 2 der Tabelle gibt die Zahlen der zu erwartenden Koinzidenzen unter a für den Koinzidenzfall, unter b für den Nicht-Koinzidenzfall. In Spalte 3 sind die gemessenen Koinzidenzen aufgeführt. Angegeben sind die mittleren Fehler. Das Ergebnis spricht eindeutig für den Nicht-Koinzidenzfall.

Damit ist die Existenz eines Isomers beim Zerfall des Cl<sup>34</sup> nachgewiesen und das Ergebnis von Preiswerk, Stähelin und Arber bestätigt.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Bothe, möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für ihre stete Förderung herzlich danken. —

Herrn Prof. Dr. H. Maier-Leibnitz habe ich für viele wertvolle Beratungen und Hinweise zu danken.

Für die Untersuchungen wurden apparative Hilfsmittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.