

# Die Zerfallsenergien von O19, Na25, Mg27, Al28 und K42

Autor(en): **Bleuler, E. / Zünti, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **20 (1947)**

Heft II

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111799>

## **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.

# Die Zerfallsenergien von $O^{19}$ , $Na^{25}$ , $Mg^{27}$ , $Al^{28}$ und $K^{42}$

von E. Bleuler und W. Zünti.

(11. I. 1947.)

*Zusammenfassung:* Die Grenzenergien der  $\beta$ -Spektren werden mit Hilfe von Absorptionsmessungen bestimmt und aus  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen Schlüsse auf das Zerfallsschema gezogen. Die Zerfallsenergien betragen für  $O^{19}$  4,5,  $Na^{25}$  3,7,  $Mg^{27}$  2,8,  $Al^{28}$  4,5<sub>5</sub> und  $K^{42}$  3,5<sub>0</sub> MeV. Bei  $Al^{28}$  und  $Mg^{27}$  führt der Zerfall nicht auf den Grundzustand des Folgekerns, sondern in angeregte Niveaus von 1,8<sub>0</sub> bzw. (vermutlich) 1,4<sub>8</sub> und 1,0<sub>2</sub> MeV. Auch bei den andern Kernen werden angeregte Niveaus festgestellt, mindestens je eines bei  $O^{19}$  (1,6 MeV) und  $Na^{25}$  (1,0 MeV), mindestens zwei bei  $K^{42}$ .

In Fortsetzung früherer Arbeiten\*) haben wir die Zerfallsenergien und teilweise auch die Zerfallsschemata einiger weiterer leichter Kerne, welche bisher schlecht bekannt waren, untersucht. Die Methoden sind dieselben: Die aktiven Substanzen werden mit den Neutronen des Tensators<sup>1)</sup> hergestellt, die Energien der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung durch Absorptionsmessungen bestimmt<sup>2)</sup> und das Zerfallsschema mit Hilfe von  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen abgeklärt. Vorläufige Resultate sind bereits kurz mitgeteilt worden\*\*).

## 1. $Al^{28}$ .

Wegen des einfachen Zerfallsschemas sei dieses Isotop zuerst diskutiert. Es zerfällt unter Aussendung eines  $\beta$ -Spektrums von ca. 3 MeV, das von einer  $\gamma$ -Strahlung von rund 2 MeV begleitet ist (vgl. MATTAUCH und FLÜGGE, Kernphysikalische Tabellen<sup>3)</sup>). Die Zerfallsenergie beträgt daher entweder (a) 3 MeV, falls das  $\gamma$ -Quant mit einem weichen Teilspektrum von 1 MeV gekoppelt ist, oder (b) 5 MeV, wenn der Zerfall immer auf ein angeregtes Niveau führt. Für die letztere Deutung spricht die ungefähre Übereinstimmung mit der Massendifferenz von  $Al^{28}$  und  $Si^{28}$  von  $5,53 \pm 0,39$  MeV nach dem Isotopenbericht 1942<sup>4)</sup>, wobei für die Massenbestimmungen die Prozesse  $Al^{27}(d, p)Al^{28}$  und  $Si^{28}(\alpha, p)P^{31}$  benutzt worden sind. Ebenso wird diese Annahme durch Messungen von EKLUND und HOLE<sup>5)</sup> gestützt, die in der Wilsonkammer keine

\*) H.P.A. 19, 137 (1946); 19, 419 (1946); 20, 96 (1947).

\*\*\*) H.P.A. 18, 262 (1945); 19, 421 (1946).

Anzeichen für ein weiches Teilspektrum finden. Andere Gründe sprechen jedoch für den Wert (a): 1. Der kleinere Wert der Zerfallsenergie passt besser in die sonst monoton abnehmende Folge der Massendifferenzen der Kerne mit gleichem Neutronenüberschuss:

Kern:	Be <sup>8</sup>	B <sup>12</sup>	N <sup>16</sup>	F <sup>20</sup>	Na <sup>24</sup>	Al <sup>28</sup>	P <sup>32</sup>	Cl <sup>36</sup>
$\Delta E$ :	16	12—14	10,3	7,2	5,5	3 oder 5	1,7	$\sim 0$ MeV.

2. HUBER, LIENHARD und WÄFFLER<sup>6)</sup> gelang der Nachweis des Kernphotoeffektes Si<sup>28</sup> ( $\gamma, n$ ) Si<sup>27</sup> mit der Li- $\gamma$ -Strahlung (17,2 MeV). Die Energietönung wäre nach <sup>4)</sup> im Falle (a)  $-15,9 \pm 0,6$  MeV, im Falle (b)  $-18,2 \pm 0,5$  MeV, so dass die Reaktion nur für (a) möglich ist. Die aus der Reaktion Si<sup>28</sup> ( $\alpha, p$ ) P<sup>31</sup> berechnete Masse von Si<sup>28</sup> müsste also zu klein sein, was leicht dadurch erklärt werden könnte, dass die Protonengruppe mit der grössten Energie nicht in den Grundzustand von P<sup>31</sup>, sondern in einen angeregten Zustand führt.

*$\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen.* Durch Koinzidenzmessungen konnte die Entscheidung eindeutig getroffen werden. Al<sup>28</sup> wurde durch Bestrahlung von Si-Pulver hergestellt (Si<sup>28</sup>( $n, p$ )Al<sup>28</sup>) und die Absorption der  $\beta$ -Strahlen und der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen gemessen. Die Dicke der Quelle betrug 0,218 g/cm<sup>2</sup>. Das Resultat zeigt Fig. 1. Die Absorptionskurve der Koinzidenzen ist identisch mit derjenigen des  $\beta$ -Spektrums. Jedes  $\beta$ -Teilchen ist daher mit einem  $\gamma$ -Quant gekoppelt, sodass das Zerfallsschema der Nebenfigur und der Wert (b) der Zerfallsenergie anzunehmen ist. Die Diskrepanz mit den erwähnten Folgerungen aus der Beobachtung des Kernphotoeffektes wird durch genauere Betrachtung der fraglichen Energietönungen gelöst.

*Zerfallsenergie.* Die Grenzenergie des  $\beta$ -Spektrums ergibt sich aus der Absorptionskurve zu  $2,7_5 \pm 0,10$  MeV, die  $\gamma$ -Energie, gemessen durch Absorption der Sekundärelektronen, zu  $1,8_0 \pm 0,10$  MeV (Fehlergrenzen). Den gleichen Wert der  $\gamma$ -Energie erhält ITOH<sup>7)</sup> im  $\gamma$ -Spektrographen. EKLUND und HOLE<sup>5)</sup> erhalten in der Wilsonkammer 2,98 und 2,05 MeV, jedoch ohne Korrektur für Vielfachstreuung, welche die Werte etwas erniedrigen würde. ALICHANOW, ALICHANIAN und DŽELEPOW<sup>8)</sup> messen mit einem Halbkreispektrographen  $E_\beta = 3,00$  MeV. Dieser ergibt jedoch häufig zu hohe Werte, vermutlich wegen des grossen Öffnungswinkels, wie die Resultate für N<sup>13</sup>(1,4 statt 1,2 MeV), P<sup>32</sup>(2,05 statt 1,72 MeV) und Mn<sup>56</sup>(3,2 statt 2,85 MeV) zeigen. Die übrigen frühern Energiebestimmungen können mangels Unterlagen nicht diskutiert werden.

Mit  $E = 2,75$  MeV und  $t = 2,3$  min wird die für die Diskussion des Übergangscharakters häufig benutzte Grösse  $\log ft = 4,8$  (vgl. KONOPINSKI<sup>9</sup>). Nach ИТОН<sup>10</sup>) ordnen sich die Werte von  $\log ft$  in Gruppen, deren Schwerpunkte etwa bei 3,6, 5,1 und 7,4 liegen.. Die ersten beiden sollen erlaubten Übergängen, die dritte Gruppe einfach verbotenen Spektren entsprechen. Der Zerfall von  $Al^{28}$  in das angeregte Niveau von  $Si^{28}$  ist demnach erlaubt, derjenige in den Grundzustand, mit einer Grenzenergie von  $4,55 \pm 0,2$  MeV, mindestens einfach verboten.

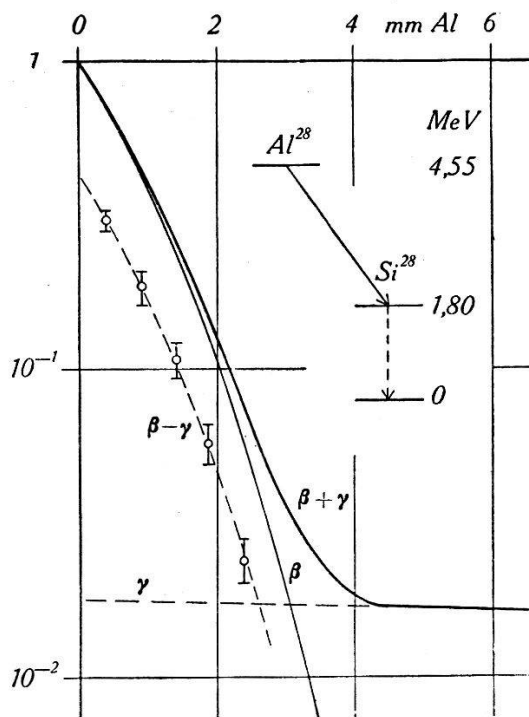


Fig. 1.

$Al^{28}$ : Absorption des  $\beta$ -Spektrums und der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen, in willkürlichen Einheiten. Die beiden Absorptionskurven sind identisch.

*Atommassen:* Unter Zugrundelegung des massenspektrographischen Wertes von  $26,9898.0 \pm 0.8$  für die Masse von  $Al^{27}$  (4) erhält man aus der Energietönung des Prozesses  $Al^{27}(d, p)Al^{28}$  von  $5,49 \pm 0,06$  MeV (11) für  $Al^{28}$ :  $27,9904.9 \pm 1.1$ . Entsprechend dem in den Isotopenberichten üblichen Vorgehen sind dabei die Quadrate der Fehlergrenzen addiert worden. Aus der Zerfallsenergie von  $Al^{28}$  folgt für  $Si^{28}$  die Masse:  $27,9856.0 \pm 2.4$ . Andererseits muss  $Si^{27}$ , mit einer Zerfallsenergie von  $3,64 \pm 0,15$  MeV, eine Masse von  $26,9948.0 \pm 1.8$  haben. (Die Bestimmung dieser Masse aus der Schwellenenergie der Reaktion  $Al^{27}(p, n)Si^{27}$  dürfte weniger sicher sein). Für den Kernphotoeffekt  $Si^{28}(\gamma, n)Si^{27}$  folgt aus diesen Massen die Energietönung  $Q = -16,9 \pm 0,3$  MeV. Bei

einer Quantenenergie von 17,2 MeV ist er also energetisch knapp möglich, wenn auch, in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund, nur ein kleiner Wirkungsquerschnitt erwartet werden kann.

Die gegebene Masse von  $\text{Si}^{28}$  ist um 1,17 TME kleiner als diejenige, welche aus der Reaktion  $\text{Si}^{28}(\alpha, p)\text{P}^{31}$  berechnet werden kann. Offenbar führt hier die energiereichste Protonengruppe auf ein Niveau bei  $1,1 \pm 0,4$  MeV.

Der Vergleich der gefundenen Massen mit den Werten, die von BARKAS<sup>12)</sup> unter Annahme eines kontinuierlichen Aufbaues berechnet worden sind, zeigt, dass  $\text{Si}^{28}$  um rund 1 MeV zu leicht ist. Dem entspricht die Tatsache, dass die Zerfallsenergie von  $\text{Al}^{28}$  in der Reihe der ähnlichen Kerne (siehe oben) zu gross ist. Die starke Bindung von  $\text{Si}^{28}$  ist wohl der Grund für die grosse relative Häufigkeit dieses Elementes (vgl. WEFELMEIER<sup>13)</sup>).

## 2. $\text{O}^{19}$ .

Aus der Halbwertsdicke der Absorptionskurve bei dicker Quelle erhalten HUBER, LIENHARD, SCHERRER und WÄFFLER<sup>14)</sup> eine Zerfallsenergie von  $\geq 3,2$  MeV, wobei das Gleichheitszeichen im Falle eines einfachen Spektrums gilt. Zu einem ähnlichen Resultat ( $\sim 3$  MeV) gelangen SEREN, MOYER und STURM<sup>15)</sup>, die  $\text{O}^{19}$  durch Neutroneneinfang aus  $\text{O}^{18}$  herstellen. Ausserdem weisen sie eine  $\gamma$ -Strahlung nach, so dass der Zerfall sicher nicht einfach ist. Es ist zu vermuten, dass die wahre Zerfallsenergie bedeutend höher liegt, besonders auch deshalb, weil die schwereren Kerne mit gleichem Neutronenüberschuss  $\text{Ne}^{23}$  und  $\text{Na}^{25}$  grössere Zerfallsenergien haben (4,3 und 3,7 MeV), im allgemeinen aber innerhalb einer solchen Reihe die Werte mit steigendem Atomgewicht abnehmen (vgl.  $\text{Al}^{28}$ ).

$\text{LiF}$ -Pulver wurde bestrahlt ( $\text{F}^{19}(n, p)\text{O}^{19}$ ) und in zylindrischer Anordnung, bei einer Schichtdicke von  $0,31$  g/cm<sup>2</sup>, untersucht. Wegen der Störaktivitäten von  $\text{N}^{16}$  (7,35 sek),  $\text{F}^{20}$  (12 sek) und  $\text{F}^{18}$  (107 min) erforderte die Auswertung einige Mühe. Die Halbwertszeit, gefunden aus über 20 Messreihen, beträgt  $27,0 \pm 0,5$  sek (mittl. stat. Fehler), ist also etwas kleiner als der Literaturwert von 31 sek<sup>16)</sup>. Die Absorptionskurve (Fig. 2) lässt eine schwache  $\gamma$ -Strahlung und ein komplexes  $\beta$ -Spektrum erkennen. Für das einfachste Zerfallsschema (Nebenfigur) erhält man die beste Übereinstimmung mit den Messpunkten durch die Zerlegung:

$\beta_{\text{I}}$  :  $30 \pm 10\%$   $4,5 \pm 0,3$  MeV (Übergang in den Grundzustand);  
 $\beta_{\text{II}}$  :  $70 \pm 10\%$   $2,9 \pm 0,3$  MeV (Übergang in angeregtes Niveau).

Eine kleinere Maximalenergie kann nicht gewählt werden, da sie mit den Intensitäten bei grossen Absorberdicken nicht vereinbar wäre; bei einer grössern wäre eine viel stärkere  $\gamma$ -Strahlung zu erwarten. Beide Übergänge sind erlaubt:  $\log ft = 5,5$  bzw.  $4,2$ . Der zweite Wert scheint etwas klein, es ist jedoch möglich, dass in Wirklichkeit zwei oder mehrere Übergänge auf benachbarte Niveaus führen, was mit dieser Methode nicht festgestellt werden kann.

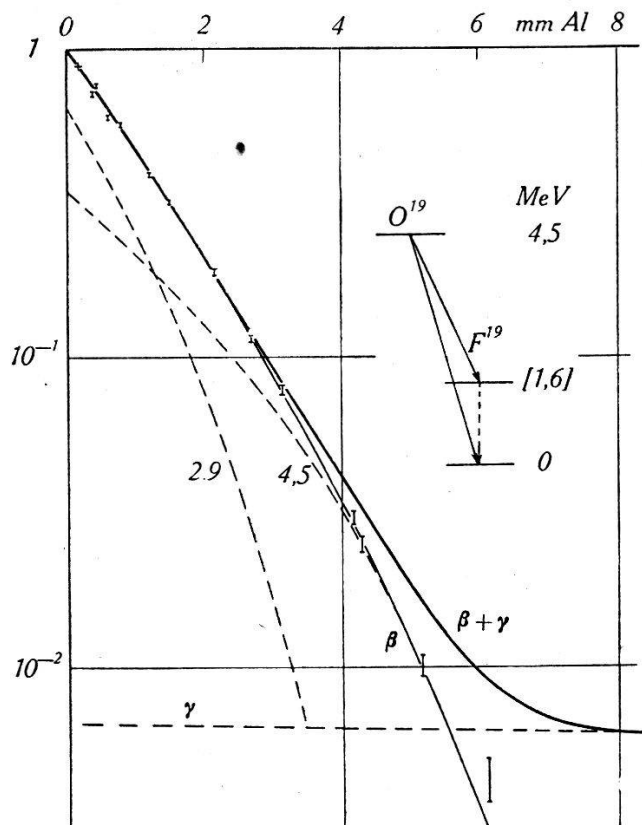


Fig. 2.

$O^{19}$ : Absorptionskurve des  $\beta$ -Spektrums, zerlegt in zwei Komponenten von 4,5 und 2,9 MeV.

Mit einer Masse von  $19,0045.4 \pm 1.2$  für  $F^{19}$  wird diejenige von  $O^{19}$   $19,0093.7 \pm 3.5$ .

### 3. $Na^{25}$ .

HUBER, LIENHARD, SCHERRER und WÄFFLER<sup>17)</sup> entdeckten dieses Isotop bei Bestrahlung von Mg mit den Li- $\gamma$ -Strahlen:  $Mg^{26}(\gamma, p)Na^{25}$ . Die Halbwertszeit beträgt  $61,3 \pm 2,4$  sek (Fehlergrenze). Ebenso können sie in der Abklingkurve der Aktivitäten, die bei Bestrahlung von Mg mit Ra-Be-Neutronen erzeugt werden, neben  $Na^{24}$  (14,8 h),  $Mg^{27}$  (9,6 min) und  $Ne^{23}$  (40,7 sek) eine ähnliche

Komponente von  $64 \pm 6$  sek nachweisen. Aus der Halbwertsdicke der Absorptionskurve erhalten sie eine Zerfallsenergie  $E \geq 3,4$  MeV.

Zur unabhängigen Bestimmung der Halbwertszeit bestrahlten wir Mg mit Be-*d*-Neutronen (Maximalenergie 5,7 MeV). Die störenden Aktivitäten von  $\text{Na}^{24}$  und  $\text{Ne}^{23}$  treten wegen des Gamow-Faktors nicht mehr merkbar auf, da die zu ihnen führenden Prozesse mit 4,5 und 5,3 MeV endotherm sind. Die Bildung von  $\text{Mg}^{27}$  wird durch Abschirmung mit Cd herabgesetzt. Die Abfallkurve ist über 7 Halbwertszeiten exponentiell mit einer Periode von  $58,2 \pm 1,3$  sek (mittl. stat. Fehler).

Die getroffene Zuordnung der Aktivität konnte chemisch bestätigt werden. Da die normale Methode, das entstandene Na aus einer Lösung des bestrahlten Mg-Salzes zu fällen, undurchführbar ist, haben wir ein neues Verfahren angewendet, das in gewissen Fällen die chemische Abtrennung sehr erleichtert: Eine Aufschlammung von feinstem MgO-Pulver in Wasser wird mit Li-*d*-Neutronen bestrahlt (Maximalenergie 14,5 MeV). Beim Prozess  $\text{Mg}^{25}(n, p)\text{Na}^{25}$  erhalten die entstehenden  $\text{Na}^{25}$ -Ionen Rückstossenergien bis zu 0,9 MeV, so dass sie zum Teil den Kristallverband verlassen und als Ionen im Wasser bleiben. Nach der Bestrahlung wird die Aufschlammung gefiltert und das Wasser, das die aktive Substanz, aber nur wenige andere Ionen enthält, untersucht. Bei dem verwendeten Pulver konnten ca. 30% der Aktivität im Wasser nachgewiesen werden. Die Fällung der aktiven Substanz als Na-Salz gelang jedoch nur andeutungsweise, da die einzige Reaktion, die sich als einigermassen brauchbar erwies (Fällung als Na-Pyroantimoniat), zu langsam vor sich ging.

Es konnte indessen festgestellt werden, dass die Aktivität nicht einem Mg-Isotop zuzuschreiben ist, da die Fällung als  $\text{Mg}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2$  erfolglos blieb, trotzdem sie in 60 sek durchgeführt wurde und bei  $\text{Mg}^{27}$  quantitativ verlief. Ebenso wurde die Zuordnung zu einem Ne-Isotop ausgeschlossen: Das Wasser wurde 30 sek ausgekocht, ohne dass sich die Aktivität merklich verringerte. Aus einer bestrahlten  $\text{NaNO}_3$ -Lösung konnten dagegen in 10 sek über 99% des aktiven Neons ( $\text{Na}^{23}(n, p)\text{Ne}^{23}$ ) ausgetrieben werden. Die Zuordnung zu einem Na-Isotop ist somit eindeutig.

Die Absorptionskurve wurde in zylindrischer Anordnung, bei einer Schichtdicke von 2,4 mm Wasser, aufgenommen. Wegen der kleinen Präparatstärke konnte sie nur bis zu einer Intensität von 3% des Anfangswertes verfolgt werden (Fig. 3). Die Messpunkte lassen sich gut durch eine normale Absorptionskurve darstellen, welche einer Energie von 3,4 MeV entspricht, in Übereinstimmung

mit der frühern Angabe<sup>17)</sup>. In Sonderversuchen mit Blei- und Messingzählrohren wurde jedoch eine schwache  $\gamma$ -Strahlung festgestellt. Das Verhältnis der  $\gamma$ -Empfindlichkeiten ( $\epsilon_{Pb}/\epsilon_{Me} = 2 \pm 1$ ) weist auf eine Quantenenergie von mehr als 0,5 MeV hin. Die Intensität ist aber so klein, dass nicht jedes  $\beta$ -Teilchen mit einem  $\gamma$ -Quant gekoppelt sein kann, so dass ein komplexes  $\beta$ -Spektrum vorliegen muss. Bei Annahme von zwei Teilspektren (Nebenfigur) erhält man als beste Zerlegung:

$\beta_I$  : 55%  $3,7 \pm 0,3$  MeV (Übergang in den Grundzustand)

$\beta_{II}$  : 45% 2,7 MeV (Übergang in angeregtes Niveau).

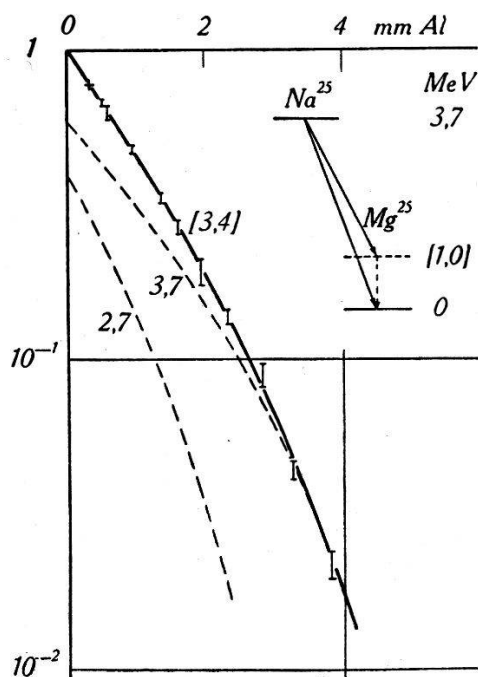


Fig. 3.

$Na^{25}$ : Absorptionskurve des  $\beta$ -Spektrums, zerlegt in zwei Komponenten von 3,7 und 2,7 MeV.

Beide Übergänge sind erlaubt mit  $\log ft = 5,2$  und  $4,7$ . Diese Analyse ist sehr unsicher, die Zerfallsenergie wird hingegen innerhalb der gegebenen Grenzen liegen. Koinzidenzmessungen wären hier, wie bei  $O^{19}$ , von grossem Nutzen, sind aber aus Intensitätsgründen nicht durchführbar.

Bei einer Masse von  $24,9937.3 \pm 1.8$  für  $Mg^{25}$  (4)) wird diejenige von  $Na^{25}$   $24,9977.1 \pm 3.7$ .



4. Mg<sup>27</sup>.

Wie bei Al<sup>28</sup> besteht hier eine Unsicherheit in der Zuordnung einer  $\gamma$ -Strahlung. Nach EKLUND und HOLE<sup>5)</sup> ist das  $\beta$ -Spektrum einfach mit einer Grenzenergie von  $1,77 \pm 0,09$  MeV (Wilsonkammer). Zusammen mit ihrer  $\gamma$ -Energie von  $1,05 \pm 0,08$  MeV ergibt sich eine Zerfallsenergie von  $2,82 \pm 0,17$  MeV. Im Isotopenbericht 1942<sup>4)</sup> wird dagegen ein komplexer Zerfall angenommen.

Zur Untersuchung der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen wurden Al-Plättchen von 1 mm Dicke bestrahlt (Al<sup>27</sup>( $n, p$ )Mg<sup>27</sup>). Die Absorptionskurve der Koinzidenzen, gemessen bis zu 7% der Intensität ohne Absorber, ist identisch mit derjenigen des  $\beta$ -Spektrums: Jeder Zerfall führt, wie bei Al<sup>28</sup>, auf ein angeregtes Niveau des Endkerns.

Um die Absorptionskurve des  $\beta$ -Spektrums aus dünner Schicht messen zu können, wurde Mg<sup>27</sup> aus dem bestrahlten Al chemisch abgetrennt. Da die Fällung aus der Lösung eines Al-Salzes schwierig ist, wurde die bei Na<sup>25</sup> beschriebene Methode angewendet: Eine Aufschlammung von Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> wurde bestrahlt und die ins Wasser ausgetretenen Rückstossatome als Mg(NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>(SO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> gefällt. Aus den Schichtdicken, welche zur Absorption auf den 2<sup>n</sup>-ten Bruchteil der Intensität ohne Absorber notwendig sind, werden die Werte  $E_n = 1,62 \ 1,62 \ 1,65 \ 1,66 \ 1,67 \ 1,68 \ 1,68 \ 1,71$  abgelesen (vgl. <sup>2)</sup>). Die mangelhafte Konstanz deutet auf ein komplexes Spektrum hin. Tatsächlich treten nach ITOH<sup>7)</sup>  $\gamma$ -Energien von 0,64, 0,84 und 1,02 MeV ( $\pm 3\%$ ) auf. Die Intensitäten sind unbekannt, da uns nur ein Bericht<sup>18)</sup> über diese Arbeit zugänglich ist. Aus der Zählrohrempfindlichkeit ist auf eine mittlere  $\gamma$ -Energie von  $1,1 \pm 0,1$  MeV pro Zerfall zu schliessen, während die Verteilung der Compton-elektronen in der Wilsonkammer nach RICHARDSON<sup>19)</sup> eine mittlere  $\gamma$ -Energie von 0,88 MeV ergibt. Es erscheint somit gegeben, versuchsweise  $\beta$ -Übergänge auf zwei Niveaus von 1,02 und 1,48 (= 0,64 + 0,84) MeV, im Intensitätsverhältnis von etwa 3:1, anzunehmen. Unter diesen Voraussetzungen erhält man vollkommene Übereinstimmung mit der  $\beta$ -Absorptionskurve für eine Gesamtenergie von 2,79 MeV. In Anbetracht der Unsicherheit der Deutung geben wir für die Zerfallsenergie den Wert  $2,80 \pm 0,25$  MeV. Beide Übergänge (1,78 und 1,32 MeV) sind bei einer Halbwertszeit von 9,58 min<sup>5)</sup> erlaubt:  $\log ft = 4,8$  bzw. 4,7, derjenige in den Grundzustand mindestens einfach verboten.

Die Masse von Mg<sup>27</sup> wird  $26,9928.1 \pm 2.3$ . Mit Hilfe der Energietönung der Reaktion Mg<sup>26</sup>( $d, p$ )Mg<sup>27</sup> von  $4,08 \pm 0,05$  MeV (<sup>11)</sup>) berechnet sich die Masse von Mg<sup>26</sup> zu  $25,9906.0 \pm 2.4$ . Dieser Wert

stimmt mit demjenigen überein, der mit Hilfe der Reaktion  $Na^{23}(\alpha, p)Mg^{26}$  gefunden wird ( $25,9903.7 \pm 4$ ).

$O^{19}$ ,  $Na^{25}$  und  $Mg^{27}$  sind Glieder einer ausgedehnten Reihe instabiler Kerne mit gleichem Neutronenüberschuss  $N-Z=3$  (isotoper Spin  $T_{\xi} = 3/2$ ). Fig. 4 gibt einen Überblick der Zerfallsenergien und -schemata. Es ist offenbar, dass sich die neuen Werte für  $O^{19}$  und  $Mg^{27}$  besser einordnen als die frühern. Dagegen ist das Verhalten von  $Mg^{27}$  insofern anomal, als der Übergang in den Grundzustand verboten ist, während er bei sämtlichen übrigen Kernen erlaubt zu sein scheint.

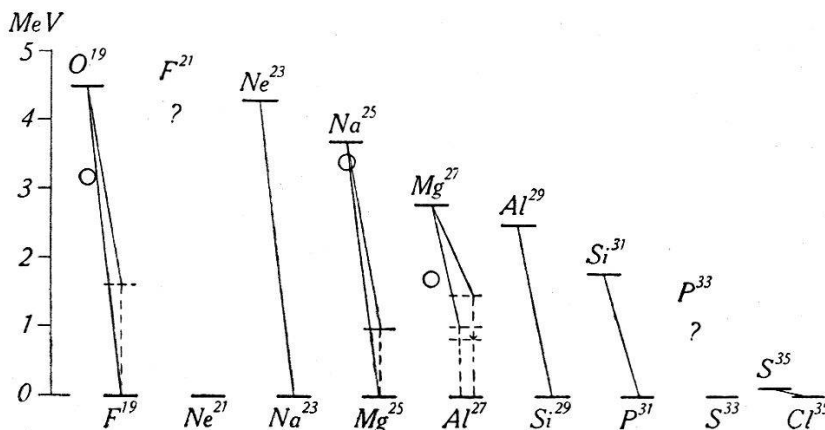


Fig. 4.

Zerfallsschemata der Kerne mit  $T_{\xi} = 3/2$ 

○ Frühere Werte der Zerfallsenergie.

### 5. $K^{42}$ .

Das  $\beta$ -Spektrum dieses Isotopes, das mit 12,4 h Halbwertszeit in  $Ca^{42}$  zerfällt, hat nach KURIE, RICHARDSON und PAXTON<sup>20</sup>) eine Grenzenergie von 3,5 MeV, wobei ein weiches Teilspektrum festgestellt werden kann (Wilsonkammer).

$K^{42}$  wurde durch  $(n, \alpha)$ -Prozess aus  $Sc^{45}$  hergestellt. Herrn Privatdozent Dr. G. JOYET (Lausanne) sind wir für die Überlassung des Scandiums, sowie für die chemische Abtrennung des  $K^{42}$  zu grossem Dank verpflichtet. Die Absorptionskurve (Fig. 5) ergibt eine Maximalenergie von  $3,50 \pm 0,12$  MeV. Die Anfangsneigung deutet jedoch auf eine weichere Komponente von rund 30% Intensität hin, deren Energie zu etwa 1,8 MeV abgeschätzt werden kann. Mit Hilfe von Koinzidenzmessungen wurde das mit der  $\gamma$ -Strahlung gekoppelte  $\beta$ -Spektrum genauer untersucht. Die 3,5 MeV-Komponente gibt zu keinen Koinzidenzen Anlass und führt daher vermutlich in den Grundzustand (bzw. in einen angeregten Zustand von

höchstens 30 keV). Die Form der Absorptionskurve der weichen Komponente ( $\sim 1,8$  MeV) weicht stark von derjenigen eines einfachen Spektrums ab, so dass diese komplex sein muss. Ebenso ist die  $\gamma$ -Strahlung inhomogen, was aus der Absorptionskurve der Sekundärelektronen geschlossen werden kann. Eine genaue Angabe

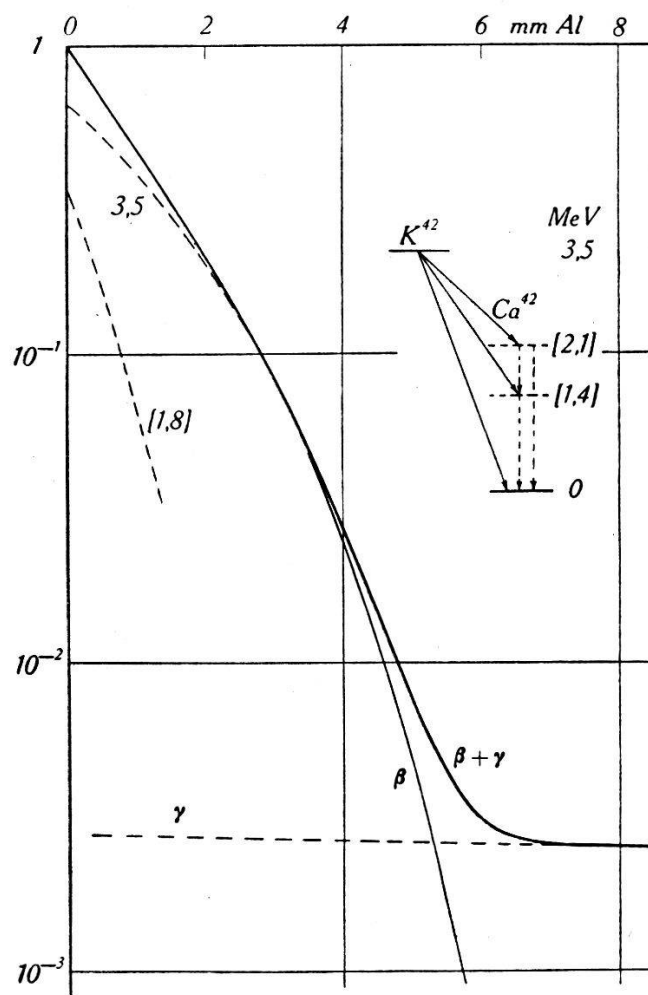


Fig. 5.

$K^{42}$ : Absorptionskurve des  $\beta$ -Spektrums, zerlegt in zwei Komponenten von 3,5 und 1,8 MeV. Die letztere ist, wie  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen und  $\gamma$ -Energien zeigen, komplex (mögliche Zerlegung: 1,4 und 2,1 MeV).

des Zerfallsschema wird jedoch nur nach Messung der  $\gamma$ -Energien im Spektrographen möglich sein. Für den Fall von nur zwei Niveaus (siehe Nebenfigur) wären diese bei etwa 1,4 und 2,1 MeV anzunehmen. Alle Übergänge sind verboten:  $\log ft = 8,0, 7,7$  und  $7,1$  (in der Reihenfolge abnehmender Grenzenergie).

Die Masse von  $K^{42}$  kann nicht angegeben werden, da diejenige von  $Ca^{42}$  unbekannt ist.

**Zusammenfassung.**

In der Zusammenstellung der Resultate der Tabelle 1 bedeutet  $E_I$  die Zerfallsenergie und  $p_I$  den Bruchteil der Zerfälle in den Grundzustand des Folgekerns.  $E_{II}$  ist die Grenzenergie der weicheren Teilspektren. Unter  $E_\gamma$  ist die Energie der  $\gamma$ -Strahlung gegeben, sofern diese gemessen wurde. Eingeclammerte Werte sind unsicher.

**Tabelle 1.**

Kern	$E_I$ (MeV)	$p_I$ (%)	$\log ft$	$E_{II}$ (MeV)	$p_{II}$ (%)	$\log ft$	$E_\gamma$
$O^{19}$	$4,5 \pm 0,3$	$30 \pm 10$	5,5	$2,9 \pm 0,3$		4,2	
$Na^{25}$	$3,7 \pm 0,3$	(55)	(5,2)	(2,7)		(4,7)	
$Mg^{27}$	$2,8_0 \pm 0,2$	<2	>7,1	$1,7_8$	$\sim 75$	4,8	1,02
				$1,3_2$	$\sim 25$	4,7	$0,64 \pm 0,84^7)$
$Al^{28}$	$4,5_5 \pm 0,2$	<2	>7,5	$2,7_5 \pm 0,1$	100	4,8	$1,8_0 \pm 0,1$
$K^{42}$	$3,5_0 \pm 0,12$	$70 \pm 10$	8,0	(2,1)	(17)	(7,7)	(1,4)
				(1,4)	(13)	(7,1)	(2,1)

Tabelle 2 enthält die neu berechneten Massenwerte, soweit sie von den Angaben des Isotopenberichtes 1942<sup>4)</sup> abweichen.

**Tabelle 2.**

$O^{19}$	$19,0093.7 \pm 3.5$	$Al^{28}$	$27,9904.9 \pm 1.1$
$Na^{25}$	$24,9977.1 \pm 3.7$	$Si^{27}$	$26,9948.0 \pm 1.8$
$Mg^{26}$	$25,9906.0 \pm 2.4$	$Si^{28}$	$27,9856.0 \pm 2.4$
$Mg^{27}$	$26,9928.1 \pm 2.3$		

Unserm verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. P. SCHERRER, danken wir für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit. Dem Jubiläumsfonds der ETH. sind wir für finanzielle Unterstützung der Untersuchungen zu Dank verpflichtet. Hrn. Dr. E. Jakobi danken wir für wertvolle Mitarbeit bei der Ausarbeitung und Durchführung der chemischen Trennungen.

Zürich, Physikalisches Institut der ETH.

**Literaturverzeichnis.**

- 1) BLEULER und ZÜNTI, H.P.A. **19**, 137 (1946).
- 2) BLEULER und ZÜNTI, H.P.A. **19**, 375 (1946).
- 3) MATTAUCH und FLÜGGE, Kernphys. Tabellen (1942).
- 4) FLÜGGE und MATTAUCH, Phys. Z. **44**, 181 (1943).
- 5) EKLUND und HOLE, Ark. Mat. Astr. Fys. **29 A**, Nr. 26 (1943).

- 6) HUBER, LIENHARD und WÄFFLER, H.P.A. **17**, 195 (1944).
  - 7) ITOH, Proc. phys. math. Soc. Japan **23**, 605 (1941).
  - 8) ALICHANOW, ALICHANIAN und DŽELEPOW, Nature **136**, 257 (1935).
  - 9) KONOPINSKI, Rev. mod. Phys. **15**, 209 (1943).
  - 10) ITOH, Proc. phys. math. Soc. Japan **22**, 531 (1940).
  - 11) ALLEN und CLAVIER, Nature **158**, 832 (1946).
  - 12) BARKAS, Phys. Rev. **55**, 691 (1939).
  - 13) WEFELMEIER, Z. f. Physik **107**, 332 (1937).
  - 14) HUBER, LIENHARD, SCHERRER und WÄFFLER, H.A.P. **18**, 221 (1945).
  - 15) SEREN, MOYER und STURM, Phys. Rev. **70**, 561 (1946).
  - 16) NAHMIA und WALLEN, C. R. Paris **203**, 71 (1936).
  - 17) HUBER, LIENHARD, SCHERRER und WÄFFLER, H.P.A. **17**, 139 (1944).
  - 18) SEABORG, Rev. mod. Phys. **16**, 1 (1944).
  - 19) RICHARDSON, Phys. Rev. **53**, 124 (1938).
  - 20) KURIE, RICHARDSON und PAXTON, Phys. Rev. **49**, 368 (1936).
-