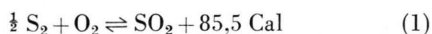


peratursteigerung von 700° C auf 900° C, um den normalen Trenneffekt – die schweren Molekeln sammeln sich am unteren Ende – hervorzurufen (Versuch 2).

Die Vorzeichenumkehr von  $\alpha$  veranlaßte uns, an Stelle der Kühlung durch fließendes Wasser eine Erwärmung der kalten Trennrohrwand vorzunehmen, um der Inversionstemperatur näher zu rücken. Bei unveränderter Temperatur der Heizdrähte sollte sich dann die Trennung verbessern, obwohl die Temperaturdifferenz zwischen heißer und kalter Wand verkleinert wird. Versuch 3, bei dem das Kühlwasser abgestellt war, so daß es sich im Laufe von 4 Stunden auf 80° C erwärmte, bestätigt diese Erwartung; der Trennfaktor ist in dieser kurzen Zeit erheblich gestiegen. Eine nochmalige Steigerung der Drahttemperatur auf 1100° C (Versuch 4) hatte eine weitere Erhöhung zur Folge.

Eine Abschätzung des integralen Thermodiffusionsfaktors  $\bar{\alpha}$  aus dem 4. Versuch ergibt  $\bar{\alpha} = 0,53 \cdot 10^{-3}$  ( $0,22 \cdot 10^{-3}$ ); eine Anlage von 75 m (180 m) Länge sollte 80-proz.  $^{34}\text{S}$  liefern; die Leistungsaufnahme würde 7,2 kW (15 kW) betragen (eingeklammert die mit WULLKOPF erhaltenen Werte). Wahrscheinlich ist damit noch nicht das Optimum erreicht, weil die Temperatur der „kalten“ Wand immer noch erheblich unter der vermuteten Inversionstemperatur von  $\alpha$  liegt. Eine weitere Steigerung ließe sich durch Füllung des Kühlmantels mit Öl oder einer hochsiedenden Salzlösung erzielen, nötigenfalls unter gleichzeitiger Wärmeisolation der Rohrmäntel.

2. Bei Drahttemperaturen von 1100° C zeigt sich nach einiger Zeit an den kalten Stellen der unteren Rohrenden eine deutliche Schwefelabscheidung. Obwohl bei dieser Temperatur in Schwefeldioxyd von 0,73 Atm. Druck die Reaktion

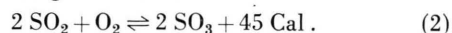


erst einen Dissoziationsgrad von  $3 \cdot 10^{-5} \%$  erreicht, muß der abgeschiedene Schwefel doch aus diesem Gleichgewicht stammen. Dank der katalytischen Wirksamkeit des heißen Platindrahts wird das Zersetzungsgleichgewicht schnell eingestellt, andererseits wird der gebildete Sauerstoff durch Thermodiffusion rasch aus dem Gleichgewicht entfernt.

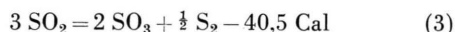
<sup>3</sup> K. CLUSIUS, S.B. Bayer. Akad. 1956, S. 155.

Dieser Schwierigkeit glauben wir mit einer entsprechenden Maßnahme begegnen zu können, wie sie inzwischen bei der Trennung der Bromisotope in Form des zersetzlichen Bromwasserstoffs zum Erfolg geführt hat<sup>3</sup>. Durch kontinuierliche Zugabe von Sauerstoff am schweren Ende der Anlage und Abscheidung der gleichen Menge Sauerstoff am leichten Ende ließe sich in der ganzen Länge der Trennrohre ein konstanter Gehalt von einigen Prozent Sauerstoff aufrechterhalten, der die Dissoziation genügend herabsetzen würde.

Günstigen Falles genügt es, am leichten Ende der Trennanlage eine gewisse Sauerstoffmenge vorzugeben, durch die sich dann an den Drähten eine bestimmte Schwefelttrioxyd-Konzentration einstellen und über die ganze Trennanlage verbreiten würde:



Der aus den Gln. (1) und (2) folgende Zerfall des Dioxys



könnte auch auf diesem Wege wirksam unterdrückt werden.

3. Ob sich die negativen  $\alpha$ -Werte hier und in ähnlich gelagerten Fällen für Trennzwecke nutzbar machen lassen, müssen weitere Untersuchungen zeigen. Erwägenswert scheint es, in diesem Temperaturbereich auf einen schon früher geäußerten Vorschlag zurückzugreifen und die Thermodiffusion in einem zweiphasigen System wirken zu lassen<sup>4</sup>. Dazu würde man flüssiges Schwefeldioxyd am unteren Ende der Anlage verdampfen, im Trennrohr gasförmig unter gleichzeitiger Wirkung eines Temperaturgradienten aufsteigen lassen, am Kopf der Anlage wieder kondensieren und als Flüssigkeitsfilm an der gekühlten Rohrwand in den Verdampfer zurückführen. Man gewinnt bei dieser Arbeitsweise einen neuen Freiheitsgrad insofern, als die umlaufende Substanzmenge innerhalb weiter Grenzen variiert werden kann, ohne die Abmessungen der Anlage und den Arbeitsdruck ändern zu müssen.

Die Versuche werden in den angedeuteten Richtungen fortgesetzt.

<sup>4</sup> K. CLUSIUS u. G. DICKEL, Z. Phys. Chem. (B) 44, 450 [1939].

## Die Winkelkorrelationen der 199 keV – 110 keV- und 178 keV – 131 keV- $\gamma$ – $\gamma$ -Kaskaden im $\gamma$ -Spektrum des $^{169}\text{Tm}$

Von U. CAPPELLER und R. KLINGELHÖFER

Physikalisches Institut der Universität Marburg/Lahn  
(Z. Naturforsch. 12 a, 84–85 [1957]; eingegangen am 23. Dezember 1956)

Der Zerfall des  $^{169}\text{Yb}$  ist in den letzten Jahren mehrfach untersucht worden<sup>1–9</sup>. Das auf Grund dieser Un-

tersuchungen vorgeschlagene Termschema (Abb. 1) des Folgekerns  $^{169}\text{Tm}$  stützt sich wesentlich auf die Beobachtung zweier  $\gamma$ – $\gamma$ -Kaskaden (199 keV – 110 keV und 178 keV – 131 keV), deren Einzelkomponenten im  $\gamma$ -Spektrum des  $^{169}\text{Tm}$  besonders intensiv hervortreten. Den an den Kaskaden beteiligten Niveaus (8 keV, 118 keV, 139 keV und 317 keV) können in Anlehnung an das Kollektivmodell von BOHR-MOTTOLSON und gestützt auf die gemessenen Konversionskoeffizienten die in Abb. 1 angegebenen Drehimpulswerte und Paritäten zugeordnet werden.

<sup>1</sup> S. DeBENEDETTI u. F. K. McGOWAN, Phys. Rev. 74, 728 [1948].

<sup>2</sup> J. M. CORK, H. B. KELLER, W. C. RUTLEDGE u. A. E. STODARD, Phys. Rev. 78, 95 [1950].



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 digitalized 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.

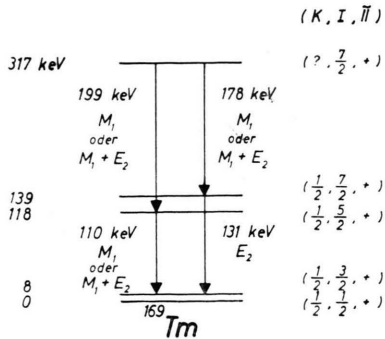


Abb. 1. Auszug aus dem  $^{169}\text{Tm}$ -Termschema mit den vier intensivsten  $\gamma$ -Übergängen <sup>7, 8</sup>.

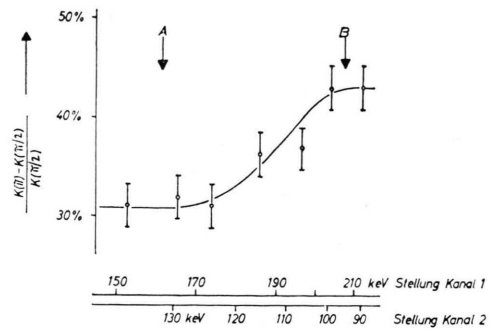


Abb. 2. „Anisotropie“ als Funktion der Einstellung der Kanäle der beiden Spektrometer.

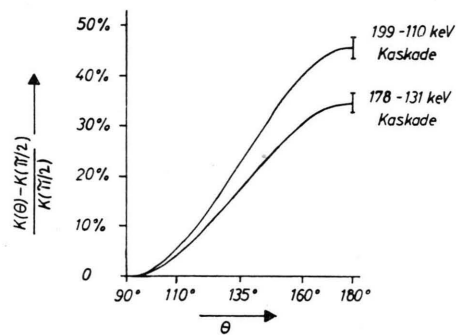


Abb. 3. „Winkelkorrelationen“ der 199 keV - 110 keV-Kaskade und der 178 keV - 131 keV-Kaskade.

Um die Richtigkeit dieser Zuordnung zu prüfen, wurden die Winkelkorrelationen der beiden  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskaden mit zwei in Koinzidenz geschalteten Szintillations-Einkanalspektrometern untersucht (Koinzidenzauflösungszeit:  $6 \cdot 10^{-9}$  sec). Die Untersuchungen sind dadurch erschwert, daß die  $\gamma$ -Linien 178 keV und 199 keV bzw. 110 keV und 131 keV mit dem Szintillationsspektrometer nicht voneinander getrennt werden können. Die Messungen mußten daher in der Weise vorgenommen werden, daß die Kanäle der beiden Spektrometer jeweils auf die entsprechenden Flanken (110 keV und 199 keV bzw. 131 keV und 178 keV) der beiden nicht aufgelösten Linienpaare 199 keV/178 keV und 131 keV/110 keV eingestellt wurden. Dabei ergab sich, daß die „Anisotropie“ der Koinzidenzrate  $K$  in deutlich ausgeprägter Weise von der Einstellung der beiden Kanäle abhängt (Abb. 2). In den beiden Stellungen A und B wurden dann die beiden Winkelkorrelationen vollständig ausgemessen. Das Ergebnis zeigt Abb. 3. Dieses Ergebnis bestätigt die in Abb. 1 angegebene Spin- und Paritätszuordnung; es kann dadurch gedeutet werden, daß die Kaskade 178 keV - 131 keV aus den reinen Übergängen  $M_1 - E_2$  besteht, während man bei der anderen Kaskade für die 199 keV-Linie den gemischten Übergang 80%  $M_1 + 20\%$   $E_2$  und für die 110 keV-Linie den rei-

nen Übergang  $M_1$  annehmen muß, wenn man nicht noch kompliziertere Mischungen in Betracht ziehen will. Einzelheiten der Messung und eine genauere Analyse der Ergebnisse werden in einer demnächst erscheinenden ausführlichen Arbeit diskutiert werden.

Wir danken Herrn Prof. W. WALCHER für sein stets förderndes Interesse und zahlreiche anregende Diskussionen.

- <sup>3</sup> A. W. SUNYAR u. J. W. MIHELICH, Phys. Rev. **81**, 300 [1951].  
<sup>4</sup> DON S. MARTIN JR., ERLING N. JENSEN, FRANCIS J. HUGHES u. R. T. NICHOLS, Phys. Rev. **82**, 579 [1951].  
<sup>5</sup> N. P. HEYDENBURG u. G. M. TEMMER, Phys. Rev. **100**, 150 [1955].

- <sup>6</sup> B. R. MOTTETSON u. S. G. NILSON, Z. Phys. **141**, 217 [1955].  
<sup>7</sup> SVEN A. E. JOHANSSON, Phys. Rev. **100**, 835 [1955].  
<sup>8</sup> J. M. CORK, M. K. BRICE, D. W. MARTIN, L. C. SCHMID u. R. G. HELMER, Phys. Rev. **101**, 1042 [1956].  
<sup>9</sup> J. W. MIHELICH, T. J. WARD u. K. P. JACOB, Phys. Rev. **103**, 1285 [1956].

## Zur Begründung der Bruecknerschen Theorie des Atomkerns

VON HERMANN KÜMMEL

Institut für Theoretische Physik der Freien Universität Berlin  
 (Z. Naturforschg. **12 a**, 85—87 [1957]; eingegangen am 11. Dezember 1956)

Von BETHE <sup>1</sup> ist kürzlich eine ausführliche Darstellung der Theorie von BRUECKNER gegeben worden. Er

leitet sie her, indem er den ganzen Formalismus der Theorie postuliert und zeigt, daß sie unter gewissen Voraussetzungen eine gute Näherung für die Beschreibung mancher Aspekte des wirklichen Atomkernes darstellt. Er gibt auch viele Anregungen für eine praktische Verwertung der Formeln (insbesondere für den unendlichen Kern).

- <sup>1</sup> H. A. BETHE, Phys. Rev. **103**, 1353 [1956]. Dort weitere Literatur.