

0,045 mm (3) vor dem Spalt des Spektrographen. Das verwendete Quarzglas stammte von den Farbenfabriken B a y e r - Leverkusen und von einer amerikanischen Firma; innerhalb der Meßgenauigkeit zeigten beide Sorten die gleiche Durchlässigkeit.

Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt: D ist die Durchlässigkeit des Quarzbüttchens bei der Schichtdicke d , μ ist der auf 1 cm Schichtdicke umgerechnete Absorptionskoeffizient ($I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}$). Abb. 2 gibt die Absorptionskoeffizienten in logarithmischem Maßstab in Abhängigkeit von der Wellenlänge wieder. Außer den eigenen Meßpunkten sind Werte aus dem

Gas	λ (Å)	d (mm)		D	μ (cm^{-1})
Xe	1470	0,012		$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^3$
H ₂	1486,7	0,012		0,133	$1,67 \cdot 10^3$
H ₂	1489,2	0,012		0,146	$1,60 \cdot 10^3$
H ₂	1491,8	0,012		0,216	$1,27 \cdot 10^3$
H ₂	1495,4	0,012		0,288	$1,04 \cdot 10^3$
H ₂	1511,0	0,045	0,083	0,31	$* 2,5 \cdot 10^2$
H ₂	1523,4	0,045	0,083	0,43	$0,31$
H ₂	1544,9	0,045	0,083	0,63	$0,53$
H ₂	1547,6	0,045	0,083	0,65	$0,55$
H ₂	1576,8	0,53		0,29	20,3
H ₂	1593,6	0,53		0,415	16,5
H ₂	1604	0,53		0,445	15,4
H ₂	1609,9	0,53		0,475	13,9
N ₂	1743	0,53		0,25	5

Tab. 1. Ergebnisse.

* Diese Zahl und die drei folgenden sind Mittelwerte.

Zum Zerfall des Al²⁵

Von TH. STRIBEL

Hochspannungslaboratorium Hechingen,
Abt. des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre
(Z. Naturforsch. **11 a**, 166—167 [1956]; eingegangen am 9. Januar 1956)

Die dem β -Zerfall des Na²⁵ folgenden γ -Übergänge sind vor nicht allzulanger Zeit durch Arbeiten von MAEDER¹ und IWERSEN² bekannt geworden. Die von den beiden Autoren gefundenen γ -Linien passen gut in das von ENDT und KLUYVER³ angegebene Niveauschema des Mg²⁵, das Niveaus bei 0,58, 0,98 und 1,61 MeV aufweist.

Es lag daher nahe, auch beim Positronen-aktiven Isobarenkern Al²⁵ nach den entsprechenden γ -Linien zu suchen. Arbeiten hierüber sind unseres Wissens bisher nicht veröffentlicht worden. Der β^+ -Zerfall zum Grundzustand des Mg²⁵ ist übererlaubt mit einem $\log ft$ -Wert von 3,6; nach dem von ENDT und KLUYVER³ gegebenen Niveau-Schema könnte auch zum 0,98 MeV-Niveau ein übererlaubter β^+ -Zweig möglich sein, mit einem Verzweigungsverhältnis von mindestens 10—15%.

¹ D. MAEDER u. a., Helv. Phys. Acta **27**, 168 A [1954].
² J. E. IWERSEN u. W. S. KOSKI, Phys. Rev. **98**, 1307 [1955].
³ P. M. ENDT u. J. C. KLUYVER, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 [1954].

Taschenbuch von d'ANS-LAX für Wellenlängen zwischen 1860 Å und 2180 Å eingetragen, die sich an unsere Werte anschließen. — Die Fehlergrenze von etwa 20% ergibt sich aus der Ungenauigkeit der Dickenmessung, Intensitätsschwankungen der Lampe, Streulichtuntergrund der Platten usw.

Quarzrohre mit Wandstärken von 0,05 mm bis 0,10 mm sind als Lampengefäße für Wellenlängen oberhalb von 1550 Å gut geeignet.

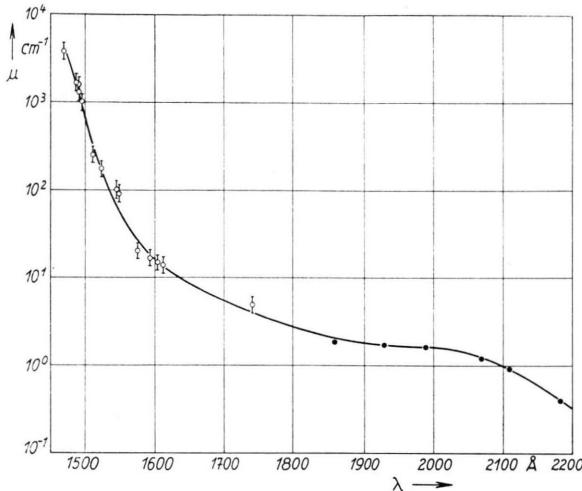


Abb. 2. Absorptionskoeffizient von Quarzglas zwischen 1470 und 2200 Å. ○ Eigene Meßpunkte, ● Werte aus d'Ans-Lax.

Wir haben die Al²⁵-Aktivität durch Protonenbestrahlung eines dicken Mg-Targets am Kanalstrahl-Beschleunigungsrohr unseres Institutes erzeugt. Da die kurze Halbwertzeit⁴ von 7,6 sec eine chemische Abtrennung unmöglich macht, mußten die Anregungsbedingungen so gewählt werden, daß möglichst keine störenden weiteren Aktivitäten entstehen konnten. Bei den verfügbaren Beschleunigungsspannungen kamen lediglich (d, n)- und (p, γ)-Reaktionen in Betracht. Beim (d, n)-Prozeß am Mg entsteht aber neben Al²⁵ noch Al²⁶, das wegen der nahezu gleichen Halbwertzeiten sich von ersterem auch durch den zeitlichen Abfall kaum unterscheiden läßt. Insbesondere zeigte sich jedoch, daß auch bei sehr kurzer Bestrahlung das durch Mg²⁶(d, p) entstehende 10 min-Mg²⁷ mit seinen beiden starken γ -Linien bei 0,84 und 1,01 MeV das gesuchte γ -Spektrum des Al²⁵ völlig überdeckt hätte.

Der zum Al²⁵ führende (p, γ)-Prozeß weist nun eine niedrigste Resonanzstelle bei einer Energie von nur 222 keV auf, während für Mg²⁵(p, γ)Al²⁶ die unterste Resonanz bei 386 keV liegt⁵. Durch Beschuß des Mg-Targets mit Protonen von etwa 260 keV läßt sich das Al²⁵ somit nahezu rein herstellen.

⁴ J. L. W. CHURCHILL, W. M. JONES u. S. E. HUNT, Nature, Lond. **172**, 460 [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.

Das γ -Spektrum wurde mit einem Szintillations- γ -Spektrographen aufgenommen. Der NaJ-Kristall und Multiplier (Dumont 6292) befand sich unmittelbar unter dem Auffänger mit dem Mg-Target. Die verstärkten Impulse wurden vom Schirm eines Oszilloskops (Tektronix 513-D) photographiert. Nach jeder Einzelbestrahlung (etwa 20 sec bei 150 μ A) wurde unmittelbar nach dem Abschalten der Beschleunigungs-Spannung das zeitlich rasch abfallende Impuls-Spektrum 7,5 bis 15 sec lang aufgenommen. Eine brauchbare Aufnahme erforderte 20 bis 60 solcher Einzel-expositionen.

Die erhaltenen Aufnahmen zeigen nun neben der sehr starken 0,51 MeV-Linie der Vernichtungsstrahlung

keine weiteren erkennbaren γ -Linien. Aus dem Vergleich mit der Intensität der Vernichtungslinie läßt sich abschätzen, daß sicher weniger als etwa 0,5% der Positronenzerfälle über das 0,98 MeV-Niveau des Mg²⁵ gehen. Daß die beobachtete Vernichtungslinie von der 7,6 sec-Aktivität des Al²⁵ herrührt, konnte durch Registrierung des zeitlichen Abfalls sowie durch die Art der Aktivierung und die Anregungsfunktion völlig sicher gestellt werden.

Diese Untersuchung wurde durch Mittel des Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungsgemeinschaft in dankenswerter Weise unterstützt.

Über eine thermische Ionenquelle mit extrem niedrigem Substanzverbrauch

Von H. HINTENBERGER und C. LANG *

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforsch. **11a**, 167—168 [1956]; eingegangen am 15. Dezember 1955)

Es ist bekannt, daß thermische Ionenquellen einen sehr niedrigen Substanzverbrauch besitzen¹. In der einfachsten Form besteht eine solche Ionenquelle aus einem dünnen Bändchen aus Wolfram, Tantal oder Platin, das durch einen elektrischen Strom direkt geheizt wird und auf dessen Mitte eine Spur von der zu untersuchenden Substanz gebracht wird. Beim Erhitzen im Vakuum dampfen von der bedeckten Stelle von Substanzen mit niedriger Ionisierungsarbeit Ionen ab. In dieser Bauart dampft aber auch die Substanz oft schon weg, bevor die Temperatur hoch genug zur Ionenbildung ist. Um diesem Mangel abzuhelpfen, ist von dem einen von uns eine Ionenquelle entwickelt und 1951 beschrieben worden², bei der das ionisierende Bändchen und eine Heizwendel zum Verdampfen der Versuchsstoffsubstanz unabhängig voneinander erhitzt werden können. INGHRAM und CHUPKA³ haben 1953 ebenfalls eine Ionenquelle nach dem gleichen Prinzip beschrieben.

Auch in dieser verbesserten Bauart zeigen die Ionenquellen noch den Nachteil, daß die Versuchsproben nur zu einem geringen und meist nicht reproduzierbaren Bruchteil auf die ionenbildende Folie gelangen, während sich der Hauptteil an anderen Stellen der Apparatur absetzt. Dieser Mangel wurde in einer neuen Ionenquelle behoben. Sie besteht aus einem Röhrchen R₁ (siehe Abb. 1), das durch eine Heizwendel W₁, die in der Rohrachse angeordnet ist, entweder durch Strahlung oder durch Elektronenbeschuß hochgeheizt werden kann. Dieses Röhrchen ist koaxial umgeben von einem weiteren Röhrchen R₂, das an beiden Enden bis zum Durchmesser von R₁ verjüngt ist, so daß zwischen beiden Röhrchen ein ringförmiger Hohlraum entsteht. Das

Röhrchen R₂ trägt einen Rohransatz R₃, der an seinem Ende mittels eines Konus durch den gut passenden Tiegel T verschlossen werden kann. Der Rohransatz R₃ und der Tiegel T können durch die Heizwendel W₂

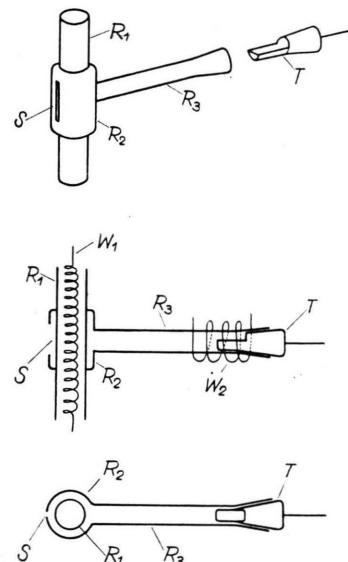


Abb. 1. Schematische Darstellung des Aufbaus der thermischen Ionenquelle. Das Gehäuse ist aus 0,1 mm starkem Platinblech, der Tiegel aus 0,1 mm starkem Platin-Iridiumblech hergestellt. Die Längen der Röhrchen R₁, R₂ und R₃ sind 16 mm, 6 mm und 20 mm, die Durchmesser betragen 3 mm, 4,5 mm und 2 mm. Der Schlitz hat die Ausdehnung 3 mm \times 0,5 mm.

durch Strahlung oder durch Elektronenbeschuß erhitzt werden. Dem Rohransatz R₃ gegenüberliegend befindet sich im Rohr R₂ ein Schlitz S zum Austritt der Ionen. Die Atome bzw. Moleküle der aus T verdampfenden Versuchsstoffsubstanz können nur durch den Schlitz S austreten.

² H. HINTENBERGER, Helv. Phys. Acta **24**, 307 [1951].

³ M. G. INGHRAM u. W. A. CHUPKA, Rev. Sci. Instrum. **24**, 518 [1953].

* z. Zt. Physikalisches Institut der Universität Bern.

¹ Siehe z. B. H. EWALD u. H. HINTENBERGER, „Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie“, Verlag Chemie, Weinheim 1953.