

auch bei den festen nichtkristallinen Stoffen Si⁵, Ge^{5,6}, Sn²⁹, As⁷, Sb⁸, Se⁹ und J²⁹ sowie B₂O₃³⁰ und SiO₂¹⁷ die Grundbausteine in kleinsten Bereichen zu einer Struktur von hohem Ordnungsgrad, von gitterähnlichem Aufbau (neue Modifikation, beständig nur in kleinsten Bereichen) zusammengehalten. Der Einbau von Fremdatomen (Gasen oder Metallatomen) in die Übergangsgebiete verhindert hier die Bildung einer ausgedehnten Struktur mit streng periodischem Charakter. Weiter besitzen in den geordneten Bereichen die Atome benachbarter Ketten oder Schichten einen größeren Abstand voneinander als im Gitter. Die Bildung und Existenz der amorphen Phase ist also charakterisiert durch:

1. Vorhandensein von Fremdatomen (nachgewiesen bei Ge⁵, Sn²⁹, As³¹, Sb⁸ und J²⁹),

²⁹ H. Richter, H. Grimminger u. H. Landgraf, Streuung von Elektronenstrahlen an Sn, As, Sb und J bei tiefen Temperaturen (erscheint demnächst).

2. Auftreten vergrößerter Ketten- oder Schichtabstände.

Beim Kristallisierungsvorgang, der mitunter (As³¹, Ge⁵ und Si⁵) erst bei höheren Temperaturen erfolgt, nähern sich die Atome sprunghaft auf die Gitterwerte, und gleichzeitig werden die eingeschlossenen Gase frei. Auch bei den Gläsern (SiO₂ und B₂O₃) besitzen die Ketten bzw. Schichten einen größeren Abstand als im Gitter voneinander. Diese vergrößerten Ketten- bzw. Schichtabstände entsprechen dem metastabilen Zustand der amorphen Phase. Hohe Temperaturen sind bei den Silikat-Gläsern notwendig, um die nichtkristalline, glasige Phase in den stabilen kristallinen Zustand überzuführen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Unterstützung dieser Arbeiten bestens gedankt.

³⁰ H. Richter, G. Breitling u. F. Herre, Naturwissenschaften **40**, 361 [1953].

³¹ H. Richter, Phys. Z. **44**, 406 [1943].

Konstruktion eines magnetischen Doppellinsen- β -Spektrometers und der Zerfall des Mg²⁷

Von H. DANIEL* und W. BOTHE

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

Otto Hahn zu seinem fünfundsiebzigsten Geburtstage gewidmet

(Z. Naturforsch. **9a**, 402—410 [1954]; eingegangen am 25. Februar 1954)

Es wird die Berechnung und Konstruktion eines eisenfreien magnetischen Doppellinsen- β -Spektrometers beschrieben, das eine sehr günstige Relation zwischen Lichtstärke und Auflösebreite besitzt. Die Lichtstärke beträgt 4,6% von 4π , die Impulsauflösebreite bei punktförmiger Quelle 1,1% und die Energiegrenze 4,3 MeV.

Das β -Spektrum des Mg²⁷ (9,5 min) wurde in zwei Komponenten von $1,754 \pm 0,011$ MeV (58% Intensität, $\log ft = 4,75$) und $1,592 \pm 0,022$ MeV (42% Intensität, $\log ft = 4,78$) zerlegt, das γ -Spektrum in zwei Linien von $0,834 \pm 0,008$ MeV und $1,015 \pm 0,007$ MeV. Die Gesamtzerfallsenergie ergibt sich zu $Q = 2,59 \pm 0,02$ MeV. Diese Werte stimmen mit Resultaten aus Kernreaktionsmessungen überein und bestätigen das von Koester⁸ vorgeschlagene Zerfallsschema des Mg²⁷.

Die Zerfallsenergie des P³² (14,3 d) wurde zu $1,711 \pm 0,006$ MeV gemessen.

1. Ziel der Untersuchung

Die erste Aufgabe dieser Arbeit bestand im Bau eines zweilinsigen β -Spektrometers mittlerer Auflösebreite und möglichst hoher Lichtstärke. Die zweite Aufgabe war die genauere Energiemessung der beim Zerfall von Mg²⁷ auftretenden β - und γ -Strahlungen.

Den Ausgangspunkt für die Konstruktion des Spektrometers bildete die Theorie von Bothe¹. Sie behandelt ein β -Spektrometer mit zwei gleichen dünnen magnetischen Linsen, bei dem die Impulsausblendung am Ringfokus zwischen den beiden Linsen geschieht.

Beim Beschuß von Mg mit Deuteronen entsteht² Mg²⁷ (9,5 min)⁸, dessen Strahlung vielfach gemessen

* Diss. Heidelberg.

¹ W. Bothe, Naturwiss. **37**, 41 [1950]; S.B. Heidelberg. Akad. Wiss. (Math.-Naturwiss. Kl.) **1950**, 191.

² K. Way, L. Fano, M. R. Scott u. K. Thew, Nuclear Data, Nat. Bur. Stand. Circular **499** und Suppl., 1950 ff.



wurde³⁻⁸. Beneš u. a.⁷ stellten auf Grund von Spektrometermessungen das Zerfallsschema Abb. 1a auf. Koester⁸ folgerte dagegen aus Absorptionsmessungen das Schema Abb. 1b. Koinzidenzmessungen, die Mayer-Kuckuk⁸ mit einem Szintillationsspektrometer durchführte, bestätigten das Koestersche Schema, mit dem auch die hier zu beschreibenden Messungen in Einklang sind.

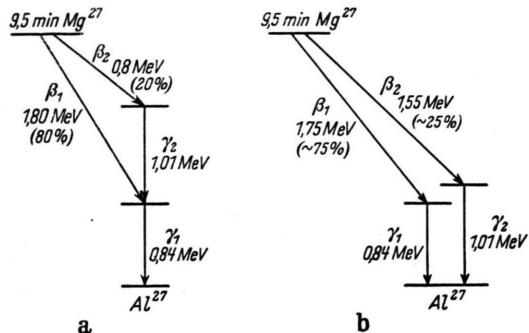


Abb. 1. a: Das Benešsche Zerfallsschema des Mg^{27} .
b: Das Koestersche Zerfallsschema des Mg^{27} .

2. Das Spektrometer

Zunächst wurde ein Spektrometer aus zwei schon vorhandenen Linsen der bei Schulze-Pillot⁹ angegebenen Konstruktion zusammengestellt und ausgemessen. Die Linsen waren dünn und weicheisenarmiert. Die Messungen bestätigten zwar die Theorie¹, doch waren die Ergebnisse in praktischer Hinsicht etwas enttäuschend. Wegen der geringen Dicke der Linsen war die sphärische Aberration sehr stark und die Brennweite groß. Daher wurde mit einer fast punktförmigen Strahlenquelle bei einer Auflösebreite von 2% eine Lichtstärke von nur 1% erzielt. Dies ist zwar besser als bei einigen früher beschriebenen Spektometern, entsprach jedoch nicht dem angestrebten Ziel. Auch bestanden gegen die Eisenkapselung der Linsen die bekannten Bedenken.

Es wurde deshalb ein zweites Gerät gebaut. Die dünnen weicheisenarmierten Linsen wurden durch zwei vorhandene untereinander gleiche dicke Linsen ohne Eisen ersetzt. Der dadurch ermöglichte große Öffnungswinkel und die schwache sphärische Aberration wirken sich in hoher Lichtstärke trotz kleiner Auflösebreite aus. Mit fast punktförmiger Quelle beträgt die Lichtstärke 4,6% von 4π bei einer Impulsauflösebreite von 1,1%.

³ B. L. Moore, Phys. Rev. **57**, 355 [1940].

⁴ Itoh, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **23**, 605 [1941] (zitiert aus⁷).

⁵ S. Eklund u. N. Hole, Ark. Mat. Astr. Fys. **29 A**, Nr. 26 [1943].

⁶ E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. Phys. Acta **20**, 195 [1947].

⁷ J. Beneš, A. Hedgran u. N. Hole, Ark. Mat. Astr. Fys. **35 A**, Nr. 12 [1948].

⁸ H. Daniel, L. Koester u. Th. Mayer-Kuckuk,

Abb. 2 bringt eine schematische Schnittzeichnung des endgültigen Spektrometers**. Jede der beiden Spulen wiegt 103 kg. Die Wicklung einer Spule besteht aus 595 Windungen aus Kupferrohr von 4,8 mm Außen- und 2,8 mm Innendurchmesser. Sie ist in 14 scheibenförmige Abteilungen gegliedert, die durch Pertinaxscheiben isoliert sind. Für den elektrischen Strom sind alle Abteilungen in Serie und für das im Kupferrohr laufende Kühlwasser alle Abteilungen parallel geschaltet. Der Widerstand einer Spule beträgt 1 Ω . Das Kühlwasser für die Spulen läuft in geschlossenem Kreislauf um ***.

Als Vakuumkammer dient ein 1 m langes Messingrohr mit 190 mm Außendurchmesser und 2,5 mm Wandstärke, das an beiden Stirnseiten durch Messingdeckel abgeschlossen ist. Der in Abb. 2 linke Deckel trägt die Vakumschleuse, der rechte die Halterung des Zählers. 2 min nach Einschleusen des Präparats herrscht wieder ein Druck von $2 \cdot 10^{-4}$ Torr in der Kammer. Das Endvakuum ist $5 \cdot 10^{-6}$ Torr. Als Zähler wird ein Endfensterzählrohr mit einem Glimmerfenster von $3,3 \text{ mg/cm}^2$ benutzt. In der Kammer befinden sich Ein- und Austrittsblende aus 2 mm starkem Messing und Bleiabsorber. Die Kammerwand ist mit Zelluloidfolie ausgekleidet. Im Gebiet stärkeren magnetischen Feldes befindet sich keinerlei Eisen.

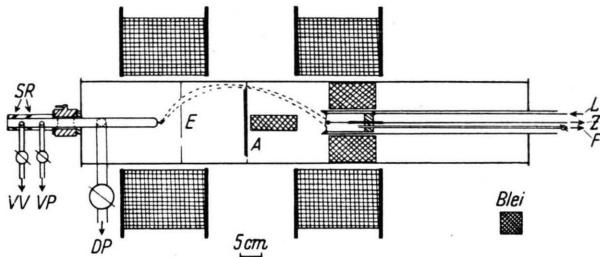


Abb. 2. Schematische Schnittzeichnung des endgültigen Spektrometers. E: Eintrittsblende, A: Austrittsblende, SR: Simmerringe, VV: zum Vorpumpe, VP: zur Diffusionspumpe, DP: zur Diffusionspumpe, L: Löschimpulsleitung, Z: Zählimpulsleitung, F: zur Füllapparatur.

Einige Angaben über die Geometrie des Spektrometers sind im folgenden zusammengestellt:

Abstand der beiden Spulenzentren: 391 mm

Abstand Quelle-Spulenzentrum: 5 mm

Abstand Austrittsblende-Mittelebene zwischen den beiden Spulen: 8 mm

Abstand Zählerfenster-Spulenzentrum 2: 28 mm

Z. Naturforschg. **8a**, 447 [1953]; L. Koester, ebd., **9a**, 104 [1954]; Th. Mayer-Kuckuk, ebd., **9a**, 338 [1954].

⁹ G. Schulze-Pillot u. W. Bothe, Z. Naturforschg. **5a**, 440 [1950].

** Das Feld einer Spule wurde von Herrn stud. H. Walter ausgemessen.

*** Die Kühlschlange wurde uns von der BASF, Ludwigshafen/Rh., freundlichst überlassen.

Innerer Radius der Eintrittsblende:	38,2 mm
Äußerer Radius der Eintrittsblende:	45,8 mm
Innerer Radius der Austrittsblende:	78,1 mm
Äußerer Radius der Austrittsblende:	80 mm
Achsenwinkel an der Quelle:	etwa 53°
Neigung der Elektronenbahnen am Zähler:	etwa 40°

Für das Spektrometer sind zwei Stempel vorhanden, die in die Vakumschleuse eingeführt werden können, einer für Messungen an β -Strahlung und einer für Messungen an γ -Strahlung. An dem Stempel für β -Messungen wird vorne ein der Präparatart angepaßter Präparathalter festgeschraubt. Der Präparathalter zur Aufnahme kontinuierlicher β -Spektren ist in Abb. 3 oben dargestellt. Um die Streuung der Elektronen am Halter und am Stempel zu verringern, ist der Halter aus nur 0,1 mm starkem Aluminiumblech gefertigt und besteht aus einem schmalen Kreisring, der durch drei lange Streben getragen wird. Das Präparat sitzt auf einer dünnen Folie, die über den Kreisring gespannt ist. Der Stempel für γ -Messungen, Abb. 3 unten, trägt vorne eine dünne Konversionsfolie aus Blei oder Gold, in der die γ -Strahlung Photoelektronen erzeugt. Das Präparat sitzt auf einem Präparathalter, der ohne Betätigen der Vakumschleuse in den Stempel eingeführt wird. Zwischen Präparat und Konversionsfolie befindet sich eine auswechselbare Messing scheibe zur Absorption primärer β -Strahlung.

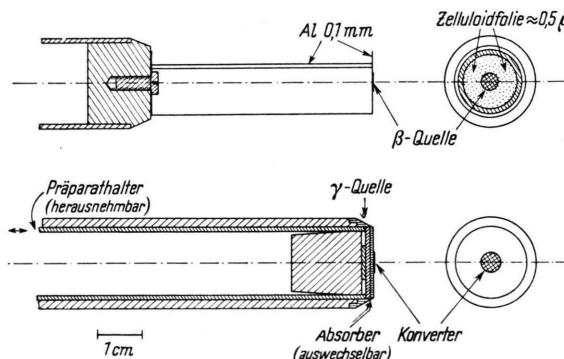


Abb. 3. Oben: Präparathalter zur Aufnahme kontinuierlicher β -Spektren. Unten: Präparathalter, β -Absorber und Konversionsfolie zur Aufnahme von γ -Spektren.

Der von einem Generator kommende Spulenstrom wird elektronisch stabilisiert. Die kurzzeitigen Schwankungen des stabilisierten Spulenstroms sind für jeden Strom über 5 A kleiner als 0,1%.

Die vom Zählrohr kommenden Impulse stoßen einen Univibrator an und werden nach maximal 64-facher Untersetzung in einem Zählwerk registriert. Das Zählrohr wird durch einen Löschimpuls vom Univibrator gelöscht. Störimpulse aus dem Haus werden nicht mitgezählt.

¹⁰ G. Paquien u. P. Grivet, C. R. Acad. Sci., Paris **230**, 65, 196 [1950]; P. Grivet, ebd. **230**, 936, 1048, 1152, 1652 [1950].

Die Spektrometerachse liegt in Richtung der Horizontalkomponente des örtlichen Magnetfeldes. Dessen Vertikalkomponente wird in üblicher Weise mit zwei gestreckten Helmholtz-Spulen von je 50 Windungen kompensiert. Innerhalb des Raumes, in dem sich die Elektronen bewegen, wird die Vertikalkomponente des örtlichen Magnetfeldes besser als auf $\frac{1}{2}\%$ kompensiert.

3. Theoretisches

Die endgültig gewählte Geometrie des Spektrometers, wie in Ziff. 2 angegeben, war das Ergebnis teils von theoretischen Überlegungen, teils systematischen Ausprobierens. Die theoretischen Überlegungen knüpften an Arbeiten von Paquien und Grivet¹⁰ an. Die Überlegungen sind auf eine Einzellinse und auf Elektronen beschränkt, die die erste Linse nahezu achsenparallel verlassen¹¹.

Die Lichtstärke ω errechnet sich aus dem Achsenwinkel α , d. h. dem mittleren Winkel zwischen den Elektronenbahnen des fokussierten Bündels, dicht bei der Quelle, und der Achse, sowie dem Winkelbereich 2ϵ des Bündels zu¹²

$$\omega = \epsilon \sin \alpha. \quad (1)$$

Unter vereinfachenden Voraussetzungen, die bei Paquien und Grivet formuliert sind, beträgt die Auflösebreite η , d. h. die volle Halbwertbreite,

$$\eta = \frac{3}{2} \frac{C_0}{C_F} \epsilon^2. \quad (2)$$

Die von der Lage der Quelle abhängigen Konstanten C_0 (Öffnungsfehlerkonstante) und C_F (Farbfehlerkonstante) sind bei Glaser¹² tabelliert, unter der Annahme, daß das Magnetfeld H_z längs der Linsenachse z angenähert werden kann durch

$$H_z = \frac{H_0}{1 + (z/a)^2},$$

wo H_0 die Feldstärke im Mittelpunkt der Linse und $2a$ die Halbwertbreite der Feldverteilung ist. Dies entspricht etwa den vorliegenden Verhältnissen. Aus (1) und (2) erhält man die in¹¹ definierte Punktquellengütezahl

$$\Psi \equiv \frac{\omega}{V\eta} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{C_F}{C_0} \sin \alpha. \quad (3)$$

Eine große Punktquellengütezahl Ψ bedeutet eine günstige Relation zwischen Lichtstärke ω und Auflösebreite η . Nach (3) sind große Werte von $\sqrt{C_F/C_0}$ und a günstig. Jedoch darf der größte Abstand zwi-

¹¹ E. Persico u. C. Geoffrion, Rev. Sci. Instrum. **21**, 945 [1950].

¹² W. Glaser, Z. Phys. **117**, 285 [1941].

schen Elektronenbahn¹² und Spektrometerachse nicht den inneren Radius der Vakuumkammer übersteigen. Das begrenzt den Achsenwinkel α . In Abb. 4 sind die aus dem Spulenfeld berechneten Werte für $\sqrt{C_F/C_0}$ und Ψ als Funktion des in der Elektronenoptik üblichen Parameters k^2 aufgetragen: $k = H_0 a / (2H_\varrho)$ mit H_ϱ = Steifigkeit der Elektronen. Bei Ψ sind ein größter möglicher Bahnabstand von der Achse gleich 9 cm und eine Halbwertbreite $2a$ gleich 30 cm angenommen; das sind die Werte für das endgültige Spektrometer. Im Gegensatz zu $\sqrt{C_F/C_0}$ wächst Ψ von $k^2 \approx 3$ ab nicht mehr, weil paradoxerweise die Brennweite dann wieder zunimmt¹² und so der größte verwendbare Achsenwinkel abnimmt. Deshalb wurde die Geometrie so gewählt, daß etwa $k^2 = 3$ wurde. Dies bedeutet, daß bei einer maximalen Spulenleistung von 40 kW Elektronen bis zu 4,3 MeV fokussiert werden können, was für fast alle vorkommenden Fälle ausreicht.

Quantitativ gelten allerdings Gln. (2) und (3) nur für kleine Achsenwinkel α . Daher können η und ω aus dieser Abschätzung noch nicht entnommen werden. Wegen der experimentellen Bestimmung von Ψ , η und ω vgl. Ziff. 4 und 5.

4. Photographische Bahnbestimmungen

Um weitere Aufschlüsse über die Leistung des geplanten Spektrometers zu erhalten, wurden die Bahnen monoenergetischer Elektronen auf Röntgenfilm photographiert.

Der Film lag in einer Ebene durch die Spektrometerachse. Wegen der starken Schraubung der Elektronenbahnen¹² bildete sich das Elektronenbündel von der Eintrittsblende an auf dem Film ab. Exponierte man zweimal auf den gleichen Film bei etwas verschiedenen Spulenströmen, so erhielt man zwei verschiedene Bündelbilder, aus denen man die Lage und Breite des Ringfokus, die Änderung des Ringfokusradius δr pro Stromänderung $\delta I/I_0$ und die zur Fokussierung erforderliche Spulenleistung entnehmen konnte. Die Lichtstärke ließ sich nach Gl. (1) durch Extrapolation der photographierten Bahn auf den Ort der Quelle

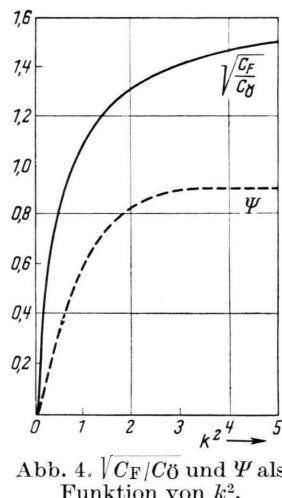


Abb. 4. $\sqrt{C_F/C_0}$ und Ψ als Funktion von k^2 .

errechnen; durch Ringfokusbreite und Änderung des Ringfokusradius δr pro Stromänderung $\delta I/I_0$ war die Auflösebreite η unabhängig von den theoretischen Überlegungen Ziff. 3 bestimmt¹¹. So bekam man alle wichtigen Daten des geplanten Spektrometers bei der gewählten Geometrie in die Hand. Zur Bahnbestimmung wurden die Elektronen der F-Linie von aktivem Th-Niederschlag* verwendet. Diese Elektronen besitzen eine Energie von 0,145 MeV. Die Quellen hatten 1–2 mm Durchmesser.

Die Resultate lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Verwendung nur einer Linse: Bei großer Lichtstärke ω hat das Elektronenbündel beim ersten Kreuzen der Achse hinter dem Ringfokus eine große Breite, so daß im Spektrometer ein unpraktisch großer Zähler erforderlich wäre; vgl. dazu¹.

2. Verwendung von zwei Linsen in der in Abb. 2 gezeigten Anordnung: Es sind für ein β -Spektrometer hoher Lichtstärke brauchbare Elektronenbahnen möglich.

3. Bei der in Abb. 2 gezeigten Geometrie wurde gemessen: Spulenleistung zur Fokussierung der Elektronen der F-Linie insgesamt etwa 340 W, volle Ringfokusbreite etwa 1,7 mm, Änderung δr des Ringfokusradius pro Stromänderung $\delta I/I_0$: $\delta r \approx 2 \text{ mm}/\%$. Die Lichtstärke ω betrug nach Gl. (1) etwa 4,5% bei $\alpha \approx 50^\circ$. Daraus berechnet man unter Vernachlässigung von Justierfehlern die folgenden Daten des geplanten Spektrometers mit gleicher Geometrie: Auflösebreite η bei punktförmiger Quelle $\eta \approx 0,9\%$, Punktquellengütezahl $\Psi = \eta^{-1/2} \omega \approx 0,5$, Energiegrenze bei 40 kW Spulenleistung etwa 4 MeV.

Die richtige Geometrie der in Abb. 2 gezeigten Gesamtanordnung war im wesentlichen aus diesen Aufnahmen von Elektronenbahnen bekannt. Lediglich die richtige Breite des ringförmigen Schlitzes der Austrittsblende und die richtige Stellung des Zählers mußten später ausprobiert werden (Ziff. 5).

5. Vorversuche

Mit einer Füllung von 8 cm Argon plus 1 cm Alkohol erstreckt sich das Plateau des Zählers von 1150 bis 1550 V. Der natürliche Nulleffekt des Zählers im Spektrometer beläuft sich auf 33/min, die aus der maximalen Stoßzahl ermittelte Totzeit der gesamten Zählstufe auf $5,6 \cdot 10^{-6}$ min. Die Auflösekorrekturen bleiben daher klein.

* Für die Erlaubnis zur Mitbenutzung der Th-Quelle sind wir Herrn Prof. Haxel zu herzlichem Dank verpflichtet.

Zur endgültigen Justierung wurde die vom Spektrometer wiedergegebene Form der F-Linie von ThB aufgenommen. Der Durchmesser der Quelle betrug 2 mm. Messungen mit verschiedenen Ausstrittsblenden zeigten, daß die richtige Breite des ringförmigen Schlitzes, die gleich der Ringfokusbreite ist¹, 1,9 mm beträgt, in befriedigender Übereinstimmung mit den photographischen Versuchen Ziff. 4. Dieser Wert wurde dann stets beibehalten.

Geeicht wurde mit den F-, I- und X-Linien von aktivem Th-Niederschlag¹³⁻¹⁶ bei wiederum 2 mm Quellendurchmesser. Die Eichkurve war linear in $H\varrho$ innerhalb 0,1 % bis $H\varrho = 9987,4$, entsprechend 2,51 MeV. Die relative Impuls-Halbwertbreite war in diesem Bereich konstant = 1,5 %.

Zur Messung von Lichtstärke ω (ausgenutzter Raumwinkel in % von 4π bei punktförmiger Quelle) und Transmission T (ausgenutzter Raumwinkel in % von 4π bei ausgedehnter Quelle, gemittelt über die Quellenfläche) wurde eine ThB + C-Quelle verwendet, die eine bekannte Anzahl monoenergetischer Elektronen der F-Linie pro Zeiteinheit aussandte. Hierzu wurde das Ra- γ -Äquivalent der Quelle hinter 1,8 cm Blei gemessen. Nach^{2,17,18} sendet 1 g Ra-Äquivalent $1,23 \cdot 10^{10}$ F-Elektronen pro sec aus.

Gemessen wurde bei den Quellendurchmessern 6,2; 4; 2 und 1 mm. Ohne Transmissionsbestimmung wurde die Auflösekurve ferner bei 0,6 und 0,1 mm Quellendurchmesser aufgenommen. Die Abhängigkeit der Auflösekurve η (Halbwertbreite) und der Transmission T vom Quellendurchmesser ist in Abb. 5 wiedergegeben. Als Lichtstärke, d. h. Transmission bei punktförmiger Quelle, liest man wieder ab: $\omega = 4,6\%$. Hier sind außerdem die Transmissionsgütezahl¹¹ $\Phi^* = \eta^{-5/2} T \sigma / l^2$ und die Flächenquellengütezahl¹¹ $\Phi = \eta^{-5/2} \omega \sigma / l^2$ eingezeichnet; σ = Fläche der Quelle, l = Abstand Quelle-Zähler. Φ^* und Φ sind Gütezahlen, die nur die Güte der geometrischen Anordnung kennzeichnen und sich bei proportionaler Änderung aller Abmessungen nicht ändern. Zur Untersuchung eines Präparates vorgegebener Aktivität pro Flächeneinheit nützt man das Spektrometer bei demjenigen Quellendurch-

messer am besten aus, bei dem Φ am größten ist¹¹. Nach Abb. 5 beträgt dieser Quellendurchmesser bei dem vorliegenden Gerät etwa 4 mm.

Die Punktquellengütezahl $\Psi = \eta^{-1/2} \omega$ des Spektrometers beträgt 0,44, die Auflösebreite bei punktförmiger Quelle 1,1 %, in Übereinstimmung mit Ziff. 4, während die Näherungstheorie (Ziff. 3) $\Psi = 0,9$ lieferte.

6. Die β -Strahlung des Mg²⁷

Mg²⁷ (9,5 min)⁸ wurde im Heidelberger Zyklotron durch Deuteronenbeschluß von Mg-Blech hergestellt. Die von der BASF in Ludwigshafen dankenswerterweise durchgeführte spektrochemische Analyse des Ausgangsmaterials ergab ca. 0,15 % Verunreinigungen, davon keine, die eine störende Aktivität hätte verursachen können. Die aus Mg erzeugten Aktivitäten² Na²⁴ (15 h) und Na²² (2,6 a) wurden mit Oxychinolin abgetrennt¹⁹ und das Mg in Oxydpulver übergeführt.

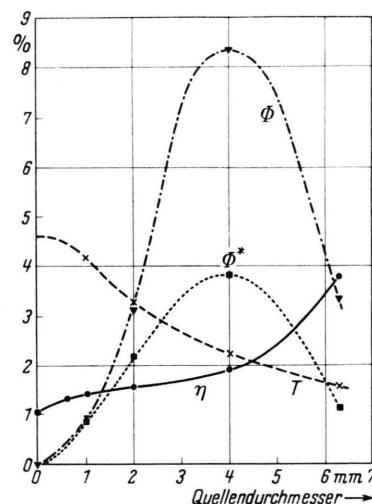


Abb. 5. Auflösekurve η , Transmission T , Transmissionsgütezahl Φ^* und Flächenquellengütezahl Φ als Funktion des Quellendurchmessers.

Dieses wurde durch eine Lehre auf die Trägerfolie des unter Ziff. 2 beschriebenen Präparathalters gebracht. Über Trägerfolie und Pulver wurde eine klebrige Deckfolie gespannt. Beide Folien bestanden aus Zelluloid von je etwa 0,05 mg/cm² Dicke. Der Quellendurchmesser betrug 4 bis 5 mm, die mittlere Dicke je nach Verwendungszweck 1 bis 29 mg/cm². Eine künstliche Erdung der Quelle zur Vermeidung der Selbstaufladung²⁰ erwies sich als unnötig.

¹³ G. Lindström, Phys. Rev. **83**, 465 [1951].

¹⁴ G. Lindström, Phys. Rev. **87**, 678 [1952].

¹⁵ D. I. Meyer u. F. H. Schmidt, Phys. Rev. **89**, 908 [1953].

¹⁶ W. L. Brown, Phys. Rev. **83**, 271 [1951].

¹⁷ S. W. Watson u. M. C. Henderson, Proc. Camb. Phil. Soc. **24**, 133 [1928].

¹⁸ N. Feather, J. Kyles u. R. W. Pringle, Proc. Phys. Soc., Lond. **61**, 466 [1948] (zitiert aus²).

¹⁹ B. Wandrowsky, Handbuch Analyt. Chemie IIa, S. 169, Berlin 1940.

²⁰ L. M. Langer u. R. J. D. Moffat, Phys. Rev. **88**, 689 [1952].

Das gemessene β -Spektrum wurde mit der leicht berechenbaren nichtrelativistischen Näherung²¹ der Fermi-Funktion ausgewertet. Wie aus einem für $Z=0, 10, 20$ usw. durchgeführten Vergleich²¹ zwischen den Näherungen und der exakten Funktion hervorgeht, genügt die nichtrelativistische Näherung für den Zerfall $Mg \rightarrow Al$ auch bei kleiner β -Energie.

Zur Messung des in Abb. 6 in Fermi-Darstellung wiedergegebenen gesamten β -Spektrums wurden vier Quellen von abgestufter Dicke benutzt.

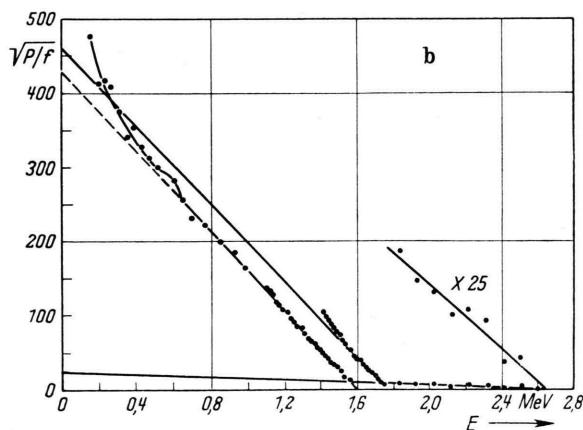
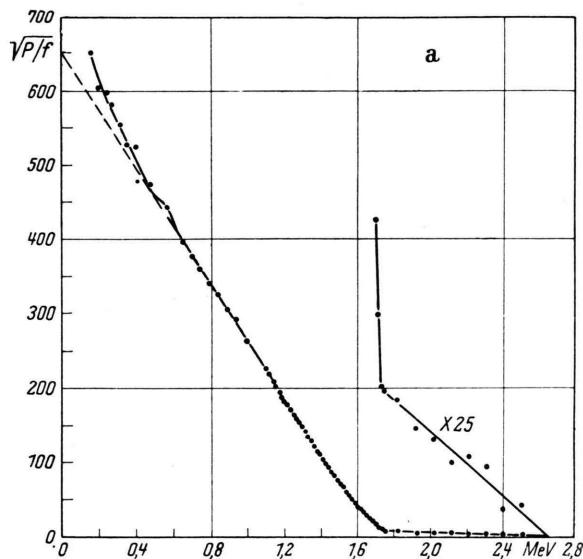


Abb. 6. a: Das unzerlegte β -Spektrum von Mg^{27} in Fermi-Darstellung. b: Die Zerlegung in zwei Komponenten nach Abzug des Streuanteils, Fermi-Darstellung.

²¹ I. Feister, Phys. Rev. 78, 375 [1950].

Abb. 6a zeigt das gesamte unzerlegte β -Spektrum in Fermi-Darstellung. Der intensitätsarme Ausläufer oberhalb 1,8 MeV ist keine energiereiche β -Komponente, wie irrtümlich in einer vorläufigen Mitteilung⁸ angegeben, sondern beruht auf Streuung im Spektrometer, wie sich nachträglich herausstellte; vgl. Ziff. 9. Der Buckel bei 0,6 MeV ist wohl auf Compton-Elektronen aus der Quelle selbst zurückzuführen; jedenfalls liegt das Intensitätsmaximum der Compton-Elektronen der 0,83 MeV- γ -Strahlung (vgl. Ziff. 7) bei etwa 0,6 MeV. Die Abweichung von der Fermi-Geraden bei kleiner Energie liegt in der Quellendicke begründet, wie durch Messungen an verschiedenen dicken Quellen festgestellt wurde. Die Krümmung in der Gegend von 1,6 MeV zeigt die Gegenwart zweier β -Gruppen ähnlicher Energie an. Das gesamte β -Spektrum kann daher in zwei Komponenten zerlegt werden (Abb. 6b). Der Streuanteil ist dabei überall so abgezogen, als ob er eine dritte β -Gruppe mit 0,3% Intensität wäre, weil er oberhalb 1,8 MeV in Fermi-Darstellung durch eine Gerade wiedergegeben wird. Für das Gebiet etwas unterhalb 1,8 MeV ist dieses Verfahren wohl gerechtfertigt; bei kleinerer Energie spielt andererseits der Streuanteil aus Intensitätsgründen keine Rolle. Oberhalb 1,6 MeV liegen die Meßpunkte nach Abzug des Streuanteils exakt auf einer Geraden.

Eine weitere β -Komponente als die beiden in Abb. 6b eingezeichneten konnte nicht gefunden werden. Ein Teilspektrum mit 0,79 MeV Grenzenergie und 20% Intensität, wie es das Benešsche Schema⁷ Abb. 1a verlangte, ist sicher nicht vorhanden.

Die Fermi-Analyse wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Zur Errechnung der Grenzenergie der energieärmeren Komponente wurde nur der geradlinige Teil der Fermi-Kurve dieser Komponente benutzt; wenn man so verfährt, erhält man unabhängig von der Quellendicke den richtigen Wert²². Die Werte des $\log ft$ wurden durch graphische Integration gewonnen. Das Ergebnis der Analyse zeigt Tab. 1.

7. Die γ -Strahlung des Mg^{27}

Zur Messung der γ -Strahlung des Mg^{27} wurde mit der Anordnung Abb. 3 unten das Sekundärelektronenspektrum mit verschiedenen Konversionsfolien und

²² L. Feldman u. C. S. Wu, Phys. Rev. 87, 109 [1952].

zum Vergleich ohne Konversionsfolie aufgenommen. Als γ -Quellen dienten kleine Stücke Mg-Blech, die mit Deuteronen bestrahlt worden waren. Zwischen Quelle und Konversionsfolie war ein Absorber aus 1,2 mm dickem Messing zur Absorption der primären β -Strahlung eingeschaltet.

	β_1	β_2
1. Intensität in % . . .	58	42
2. $\log ft$	4,75	4,78
3. Übergang	erlaubt	erlaubt
4. Grenzenergie in MeV	1,754	1,592
5. dreifacher mittlerer Fehler in MeV gemäß der Ausgleichsr.	0,004	0,005
6. Fehler im Abzug des Streuanteils in MeV	0,009	0,015
7. Fehler im Abzug von β_1 in MeV	—	0,015
8. Eichfehler in MeV .	0,002	0,002
9. Grenzenergie in MeV mit maximalem Fehler	$1,754 \pm 0,011$	$1,592 \pm 0,022$

Tab. 1. Die β -Teilspektren des Mg²⁷.

Abb. 7 gibt zwei jeweils aus mehreren Stücken zusammengesetzte Meßkurven wieder, a ohne Konversionsfolie, b mit einer Blei-Konversionsfolie von 5 mm Durchmesser und 34 mg/cm² Dicke. In der unteren Kurve sind dem Kontinuum je zwei K- und L-Photolinien überlagert. Zum Nachweis energieärmer γ -Strahlung war die Konversionsfolie zu dick. Sie wurde deshalb durch eine Goldfolie von 19, 10 oder 2 mg/cm² ersetzt. Es wurde keine energiearme γ -Strahlung gefunden. Jedoch konnte keine kleine obere Grenze der Intensität sichergestellt werden. So beträgt die obere Grenze zwischen 0,15 und 0,2 MeV 0,2 Quanten pro Zerfall.

Ob die Spitze bei 28 A Spulenstrom in Abb. 7 b einer dritten γ -Linie mit 0,65 MeV Energie entspricht, ist nach Abb. 7 nicht zu entscheiden. Eine genauere Untersuchung mit anderer Konversionsfolie (39 mg/cm² Gold) zeigte aber, daß eine solche Strahlung, wenn überhaupt, in höchstens 10% aller Zerfälle auftritt.

Es wurden also nur zwei γ -Linien festgestellt. Zur genaueren Energiebestimmung wurden deren Photolinien wiederholt mit verschiedenen Konversionsfolien von 4 bis 4,5 mm Durchmesser genauer aufgenommen. Die gemessenen Elektronenenergien wurden noch für die Bremsung in der halben Konverterfolie korrigiert^{23,24}. Dann ergaben sich als

γ -Energien und Fehlergrenzen: $1,015 \pm 0,007$ und $0,834 \pm 0,008$ MeV.

Nach dem Koesterschen Zerfallsschema, Abb. 1 b, ist ein Übergang zwischen den beiden angeregten Niveaus in Al²⁷ denkbar. Photoelektronen der entsprechenden γ -Strahlung, γ -Energie etwa 0,18 MeV, waren nicht gefunden worden (s. o.). Es wurde noch nach inneren Konversionselektronen gesucht, jedoch wurden keine gefunden. Zwischen 0,1 und 0,2 MeV Elektronenenergie beträgt die obere Grenze 10^{-3} Konversionselektronen pro Zerfall von Mg²⁷.

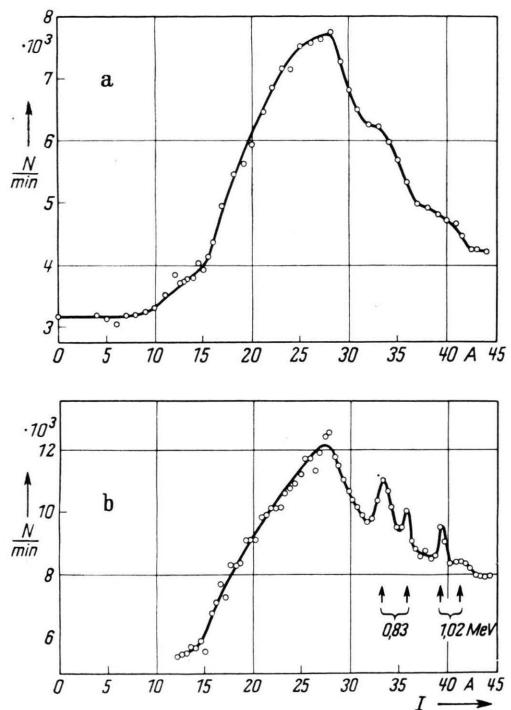


Abb. 7. Zwei Meßkurven der Sekundärelektronen des Mg²⁷, a ohne, b mit Blei-Konversionsfolie von 34 mg/cm².

8. Diskussion der Mg²⁷-Messungen

Die Ergebnisse der unter Ziff. 6 und Ziff. 7 beschriebenen Messungen an Mg²⁷ bestätigen das Koestersche Schema Abb. 1 b und präzisieren es (Abb. 8). Ein Übergang zwischen den beiden angeregten Niveaus in Al²⁷ wurde nicht beobachtet. Die Gesamtzerfallsenergie des Mg²⁷ berechnet man über den Zweig $\beta_1 + \gamma_1$ zu $Q_1 = 2,588 \pm 0,014$ MeV, über den Zweig $\beta_2 + \gamma_2$ zu $Q_2 = 2,607 \pm 0,024$ MeV. Die Übereinstimmung ist also zufriedenstellend. Dies

²³ W. Bothe, Handbuch Physik XXII, 2, S. 32, 2. Aufl., Berlin 1933.

²⁴ J. J. L. Chen u. S. D. Warshaw, Phys. Rev. 84, 355 [1951].

schließt natürlich nicht aus, daß ein weiterer Anregungszustand von Al^{27} existiert, der hier nicht beobachtet werden konnte, weil er höchstens um etwa 20 keV von einem der bekannten Zustände entfernt liegen dürfte. Für die gewogen gemittelte Zerfallsenergie $Q = 2,593 \text{ MeV}$ soll sicherheitshalber ein größerer maximaler Fehler, 0,02 MeV, angegeben werden, als man ihn aus den Fehlern von Q_1 und Q_2 errechnet.

Das Schema Abb. 8 ist im Einklang mit den Resultaten der Koinzidenzmessungen von Mayer-Kuckuk⁸. Neuerdings hat Heintze²⁵ durch Koinzidenzabsorption die Intensitäten der beiden β -Gruppen zu $59 \pm 2\%$ (β_1) und $41 \pm 2\%$ (β_2) bestimmt; in guter Übereinstimmung mit Tab. 1.

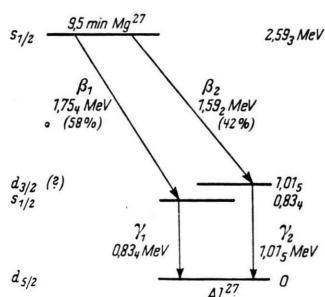


Abb. 8. Das präzisierte Koestersche Zerfallsschema für Mg^{27} .

Mit Kernreaktionen wurden u. a. folgende Niveaus in Al^{27} gemessen: 0,84 MeV²⁶, 0,83 MeV²⁷, 0,84 MeV²⁸, 0,844 MeV²⁹; 1,00 MeV²⁷, 1,01 MeV²⁸, 1,016 MeV²⁹, 1,02 MeV³⁰. Über einen Kernreaktionszyklus wurde die Gesamtzerfallsenergie des Mg^{27} zu $Q = 2,61 \pm 0,02 \text{ MeV}$ ermittelt³¹. Die Übereinstimmung ist also auch hier gut.

Nach dem Einteilchen-Schalenmodell mit starker Spin-Bahn-Kopplung³² ergeben sich die in Abb. 8 links an die Niveaus geschriebenen Konfigurationen. Bei den Grundzuständen dürfte die Zuordnung

richtig sein³³. Dagegen ist es fraglich, ob man das Modell auch für die beiden angeregten Zustände in Anspruch nehmen darf³⁴. Ihren ft -Werten nach sind die beiden β -Übergänge erlaubt. Der angeschriebene Zuordnung nach ist β_1 erlaubt und β_2 verboten. Dafür ist der ft -Wert von β_2 etwas niedrig³³.

9. Messungen an P^{32}

Beim β -Spektrum des Mg^{27} (Ziff. 6) war ein intensitätsarmer Ausläufer oberhalb 1,8 MeV beobachtet worden. Um zu entscheiden, ob er durch eine dritte β -Komponente oder durch Streuung im Spektrometer bedingt war, wurde das bekannte² β -Spektrum des P^{32} (14,3 d) zum Vergleich herangezogen. Die Grenzenergie ist hier 1,7 MeV, also sehr nahe dieselbe wie beim Mg^{27} ; eine intensitätsarme energiereichere β -Komponente ist hier sicher nicht vorhanden, γ -Strahlung ebenfalls nicht.

Durch Eintrocknen aktiver Lösung* auf der Trägerfolie des β -Präparathalters Abb. 3 wurde eine trägerfreie P^{32} -Quelle von etwa 5 mm Durchmesser hergestellt, die vergleichbare Aktivität wie die früher benutzten Mg^{27} -Quellen hatte.

Das Spektrum dieses P^{32} -Präparates zeigte einen schwachen Ausläufer von ganz ähnlicher Form wie die Mg^{27} -Präparate. Ein quantitativer Vergleich war nicht möglich, weil im Falle des Mg^{27} durch die γ -Strahlung ein zusätzlicher schwacher Untergrund entsteht, der ebenfalls vom Spulenstrom abhängt. Nach diesen Messungen ist jedenfalls die Zuordnung des Mg -Auslängers zu einer dritten β -Komponente, die etwa zum Grundzustand des Endkernes führt, nicht gerechtfertigt. In der Tat ist der direkte β -Übergang zwischen den Grundzuständen von Mg^{27} und Al^{27} wegen der großen Spindifferenz äußerst unwahrscheinlich.

Die P^{32} -Messungen konnten noch zu einer erneuten Bestimmung der für Eichzwecke wichtigen β -Grenzenergie des P^{32} benutzt werden. Diese ergab sich aus mehreren Meßreihen zu $1,711 \pm 0,006 \text{ MeV}$,

²⁵ K. Heintze, Z. Naturforsch., erscheint demnächst.

²⁶ D. E. Alburger u. E. M. Hafner, The Properties of Atomic Nuclei, III. Nuclear Energy Levels $Z = 11-20$, 1949 (zitiert aus²).

²⁷ D. M. Van Patter, A. Sperduto u. H. Enge, Phys. Rev. **83**, 196, 212 [1951].

²⁸ H. F. Stoddart u. H. E. Gove, Phys. Rev. **87**, 262 [1952].

²⁹ E. M. Reilley, zitiert aus²⁸.

³⁰ N. P. Heydenburg, G. C. Phillips u. D. B. Co-

wie, Phys. Rev. **85**, 742 [1952].

³¹ D. M. Van Patter, A. Sperduto, P. M. Endt, W. W. Buechner u. H. A. Enge, Phys. Rev. **85**, 142 [1952].

³² O. Haxel, J. H. D. Jensen u. H. E. Suess, Erg. exakt. Naturw. XXVI, 244 [1952].

³³ M. G. Mayer, S. A. Moszkowski u. L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys. **23**, 315 [1951].

³⁴ Persönliche Mitteilung von Herrn Prof. J. H. D. Jensen.

* Vom Czerny-Krankenhaus, Heidelberg, freundlichst überlassen.

in Übereinstimmung mit den jüngsten Messungen^{35, 36}, von denen die genauesten Werte zwischen 1,695 und 1,712 mit einem Fehler von 0,005 bis 0,008 lieferten³⁶.

Herrn Prof. J. H. D. Jensen danken wir für lehrende Diskussionen über das Kernschalenmodell.

Für diese Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.

³⁵ H. T. Motz, Phys. Rev. **85**, 501 [1952]; E. K. Hyde u. G. D. O'Kelley, ebd. **82**, 944 [1951]; H. M. Agnew, ebd. **77**, 655 [1950]; L. M. Langer u. H. C. Price jr., ebd. **76**, 641 [1949]; W. C. Peacock, J. W. Jones u. R. T. Overman, Plutonium Project Report Mon N-432, 56 [1947] (zitiert aus²); C. M. Witcher,

Phys. Rev. **60**, 32 [1941]; J. L. Lawson, ebd. **56**, 131 [1939].

³⁶ E. N. Jensen, R. T. Nichols, J. Clement u. A. Pohm, Phys. Rev. **85**, 112 [1952]; R. K. Sheline, R. B. Holtzman u. C.-Y. Fan, ebd. **83**, 919 [1951]; S. D. Warshaw, J. J. L. Chen u. G. L. Appleton, ebd. **80**, 288 [1950]; K. Siegbahn, ebd. **70**, 127 [1946].

Zur Kinetik des konvektiven Wärmeüberganges und der Strömungsreibung an spiegelnden Oberflächen

Von EUGEN SÄNGER*

(Z. Naturforschg. **9a**, 410—418 [1954]; eingegangen am 30. Januar 1954)

Eine der ernstesten Schwierigkeiten des Fluges mit hohen Überschall-Mach-Zahlen besteht bekanntlich in der Reibungserwärmung der schnellen Gase in den Strömungsgrenzschichten und in dem damit verbundenen hohen konvektiven Wärmeübergang an die vom Fahrtwind oder von den Antriebsstrahlen berührten festen Oberflächen fliegender Körper.

Es werden die gaskinetischen Bedingungen studiert, die durch Anwendung spiegelnd glatter Wände — d. h. solcher mit Rauhigkeiten die vergleichbar mit den Materiewellenlängen der auftreffenden Körpusrückstrahlen sind — zu einer erheblichen Herabsetzung von Wärmeübergang und Reibung führen könnten.

Die Ansprüche an die Glätte solcher Spiegelwände erweisen sich als sehr erheblich und als unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Atmosphärische Luft zeigt überwiegende Spiegelreflexion erst bei Wandrauhigkeiten zwischen 10^{-9} und 10^{-8} cm, daselbe gilt für das atomare Wasserstoffgas bzw. Protonengas der Plasmen von etwa 10 000 °K, während das Elektronengas solcher Plasmen schon bei Rauhigkeiten zwischen 10^{-8} und 10^{-7} cm überwiegend spiegelnd reflektiert wird. Vergleichsweise beginnt sichtbares Licht bei Rauhigkeiten von 10^{-4} cm gespiegelt zu werden.

Endlich werden geschlossene Formeln gegeben für die Beiträge zu Wärmeübergang und Reibung der drei kinetischen Grenzflächenvorgänge:

1. Aufprall des dann an der Wand haftenden Partikelanteils (positiver Wärmeübergang und Reibung);
2. Diffuse Wiederauslösung des an der Wand haftenden Partikelanteils (negativer Wärmeübergang, kein Reibungsbeitrag);
3. Elastische Reflexion des spiegelnd zurückgeworfenen Partikelanteils (positiver oder negativer Wärmeübergang, kein Reibungsbeitrag).

Der üblichen Grenzschichttheorie der Strömungsreibung an einer Wand und des konvektiven Wärmeüberganges an die Wand liegt die Annahme zugrunde, daß die Grenzschicht an der Wand „haftet“, oder gaskinetisch gesprochen, daß die aufprallenden Gasmoleküle nicht spiegelnd, sondern diffus reflektiert werden.

Aus Molekularstrahlversuchen ist bekannt, daß dies im allgemeinen auch zutrifft, daß aber in Analogie zu den Photonenstrahlen auch Atom- und Molekularstrahlen dann spiegelnd an einer Wand reflektiert werden, wenn die Höhe ξ der Uneben-

heiten der Wand, auf den Strahl projiziert, kleiner wird, als die de Broglie-Wellenlänge $\lambda = \hbar/mw$ des Strahles.

Darin ist \hbar das Plancksche Wirkungsquantum, m die Partikelmasse und w ihre Auftreffgeschwindigkeit.

Bezeichnet man noch mit α den wirklichen und mit α_k den kritischen Auftreffwinkel, so gilt also für spiegelnde Reflexion:

$$\sin \alpha \leq \sin \alpha_k = \lambda/\xi = \hbar/mw\xi. \quad (1)$$

Diese Beziehung entspricht etwa der Braggschen Beziehung der Röntgenoptik und gilt daher auch, wenn die de Broglie-Wellenlänge der Gaspartikel

* Courcelle-sur-Yvette (S.- & -O.), France.