

image slit height will limit $|\gamma_m|$ if the width of the analyser tube within the sector field exceeds $0.355 h''$; this will usually be the case. If we assume $h'' = 15$ mm, or $h''/r_m = 0.075$, then $|\gamma_m|_{\max} = 0.00201$ rad.

A homogeneous sector field of 54° sector angle in a symmetric arrangement in the sense of sect. 9, would require $l_m' = l_m'' = r_m \cot 27^\circ = 1.9626 r_m$. With the same values $r_m = 200$ mm, and $s' = s'' = 0.1$ mm, the maximum resolving power in the absence of energy spread equals $R = 1000$. Now the second order angular aberration in the median plane is not zero; the coefficient A_{11} equals $-r_m$, and a beam divergence at the object slit of $\alpha_m = 0.01$ rad. causes an image broadening of 0.02 mm which reduces the resolving power to about 800. If $|\gamma_m|$ is limited by the image slit height, $h''/r_m = 0.075$ corresponds to $|\gamma_m|_{\max} = 0.00769$ rad. Whether the lower value of $|\gamma_m|_{\max}$ for the inhomogeneous field as compared with the 54° homogeneous sector field, results in a serious loss in luminosity or not, depends on the angular spread of the beam emerging from the ion source, and thus on the ion source design.

Because the central path is longer with the inhomogeneous field than it is with the homogeneous field, the vacuum requirements for an inhomogeneous field mass spectrometer are more rigid. To

obtain the same peak broadening due to the residual gas, the pressure in the analyser tube of the inhomogeneous field instrument discussed above, should be at least three times lower than in the 54° homogeneous sector field instrument. To make full use of the high resolving power of the inhomogeneous field, a pressure as much as 30 times lower than the maximum for the homogeneous field may be required, unless one reduces the collision cross sections, e. g. by increasing the accelerating voltage of the ions.

Acknowledgement

The authors wish to thank Prof. Dr. J. KISTEMAKER for his stimulating interest, and Drs. J. Los for his valuable criticism on the manuscript.

This work is part of the program of research of the Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie, and was made possible by financial support of the Nederlandse Organisatie voor Zuiver Wetenschappelijk Onderzoek.

Berechnung eines doppelfokussierenden stigmatisch abbildenden Massenspektrographen

Von H. EWALD, H. LIEBL und G. SAUERMANN

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. 14 a, 129—137 [1959]; eingegangen am 11. Oktober 1958)

In der vorliegenden Arbeit werden die Berechnungsunterlagen für einen praktisch ausgeführten¹, mit Toroidkondensator ausgerüsteten und stigmatisch abbildenden doppelfokussierenden Massenspektrographen zusammengestellt. Bei diesem Apparat wird der durch den relativ großen axialen Öffnungswinkel α_z bewirkte radiale Bildfehler f_{33} durch eine entsprechend berechnete Zylinderkrümmung der Austrittsstirnfläche des Toroidkondensators korrigiert.

Die bisher zu Präzisionsmessungen von Isotopenmassen verwendeten doppelfokussierenden Massenspektrographen haben Fokussierung nur in radialer Richtung*, d. h. nur in der Richtung der mittleren Umlenkebene. Senkrecht zu dieser Ebene, d. h. in der Richtung der Massenlinien (in axialer Richtung) laufen die Ionen auf ihren Wegen durch die Apparaturen unbeeinflußt im Bereich der von den Ionenquellen ausgeleuchteten Divergenzwinkel auseinander (etwa 1 Grad). Dies ist auf die Verwendung von homogenen Magnetfeldern und Zylinderkondensatoren zurückzuführen, die die Eigenschaften von Zylinderlinsen haben. Aus diesem Grunde werden die von den Ionenquellen gelieferten Intensitäten

auf unnötig lange Massenlinien verteilt. Zu erheblichen Anteilen werden sie meist sogar durch die Backen von im Strahlengang befindlichen, in axialer Richtung wirksamen Apertur-Blenden abgefangen. Als solche Apertur-Blenden können z. B. vor dem Magnetfeld angebrachte Blenden fungieren, die zugleich als Streufeldabschirmung dienen.

Wie früher² gezeigt worden ist, muß bei genauen Isotopenmassen-Bestimmungen ein sehr kurzer Spalt verwendet werden (Länge etwa 0,2 mm), so daß die Länge der Massenlinien dann etwa 10—50-mal grö-

¹ G. SAUERMANN u. H. EWALD, Z. Naturforsch. 14 a, 137 [1959].

* Radialschnitt ist in der Optik Hauptschnitt des Prismas.

² H. EWALD, Z. Naturforsch. 3 a, 115 [1948].



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.

ber ist als die Länge des Eintrittsspaltes. Um die Belichtungszeiten, die für ein selteneres Isotop bisher z. B. 30 Min. betragen können³, zu verkürzen und außerdem die Ausmessung sehr seltener Isotope überhaupt erst zu ermöglichen, erschien es wünschenswert, auch in axialer Richtung eine mehr oder weniger vollkommene Fokussierung zu erreichen. Bei einer solchen sog. stigmatischen Abbildung^{4, 5} des Eintrittsspaltes in die Massenlinien auf der Photoplatte etwa im Verhältnis 1:1 war eine Intensitätssteigerung um mehr als eine Zehnerpotenz zu erwarten. Voraussetzung dazu war allerdings, daß sich aus der gewünschten, zusätzlichen axialen Fokussierung nicht wesentlich vergrößerte radiale Bildfehler ergeben, die das radiale Auflösungsvermögen herabsetzen könnten.

Wie sich dieses Ziel theoretisch und experimentell erreichen ließ, wird im folgenden erläutert. Ein im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München erbauter stigmatisch abbildender, für alle Massen doppelfokussierender Massenspektrograph wurde erstmals vor zwei Jahren⁵ in einer kurzen Notiz beschrieben. Bei diesem wird an Stelle des bisher üblichen Zylinderkondensators ein Toroidkondensator^{6, 7} verwendet, um zusätzlich zu der radialen Doppelfokussierung auch die axiale Richtungsfokussierung zu bewirken. Es wurden damals in günstigen Fällen Dublettaufnahmen etwa mit der Auflösung 20 000 erhalten. Es zeigte sich jedoch bei den weiteren Versuchen, daß die Reproduzierbarkeit und auch die Intensität der entsprechend scharfen Linien zu wünschen übrig ließ. Wenn die Linien mit der erwarteten großen Intensität auftraten, waren sie erheblich breiter. Offenbar wurden bei voller Ausleuchtung der in der Apparatur durch die angebrachten Blenden zugelassenen radialen und axialen Winkeldivergenzen durch die Ionenstrahlen Bildfehler wirksam, die über das zulässige Maß weit hinausgingen.

Diese Annahme wurde bestätigt durch inzwischen vorgenommene Berechnungen^{8, 9} der Bildfehler von für alle Massen doppelfokussierenden Massenspektrographen, die zwecks Bewirkung axialer Fokussierung mit Toroidkondensatoren ausgerüstet sein können. Der gesamte in der Bildebene gerechnete Bildfehler setzt sich aus vier Anteilen f_{11} , f_{12} , f_{22} und f_{33} zu-

sammen, die proportional sind zu α_r^2 , $\alpha_r \beta$, β^2 bzw. α_z^2 . α_r und α_z sind die effektiven halben radialen bzw. axialen Divergenzwinkel auf der Eintrittsseite, 2β ist die hindurchgelassene halbe relative Energiebreite der Ionen. Die Proportionalitätsfaktoren sind etwa von der Größe a_m bis $10a_m$. Für den Krümmungsradius a_m der Bahnen im Magnetfeld kann für unseren Apparat zwecks ungefährer Angabe der Bildfehler ein mittlerer Wert von 150 mm angesetzt werden. α_r , β und α_z hatten bei unseren Versuchen die Werte $3 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-4}$ bzw. $6 \cdot 10^{-3}$. Mit diesen Zahlen folgen aus den Formeln^{8, 9} für die Bildfehler f_{11} , f_{12} und f_{22} Werte, deren Beträge unter $3 \cdot 10^{-4}$ mm liegen und verglichen mit den ange strebten Liniendurchmesser von einigen Tausendstel Millimetern genügend klein sind. Der Fehler f_{33} kommt dagegen infolge der aus Intensitätsgründen erwünschten erheblichen relativen Größe von α_z etwa 10-mal größer heraus als die erwarteten Liniendurchmesser.

Es resultierte daraus die Notwendigkeit, auf eine Korrektur des Fehlers f_{33} zu sinnen. Theoretisch ergab sich dazu eine einfache Möglichkeit⁹ durch Anbringung einer zusätzlichen Zylinderkrümmung leicht berechenbarer Größe an der Eintritts- oder Austrittsseite des Toroidkondensators. Die Achse dieser Zylinderkrümmung muß genau mit der mittleren Umlenkebene zusammenfallen und die Zylinderfläche selber muß die mittlere Umlenkachse des Kondensators berühren. Bei dem von uns bis dahin verwendeten Toroidkondensator waren die Elektroden auf der Eintritts- und der Austrittsseite eben abgefräst, derart, daß diese den Winkel Φ_e miteinander bildenden Begrenzungsebenen durch die mittlere Umlenkachse hindurchgingen. In dieser Beziehung bestand also zunächst kein Unterschied zu den früheren Zylinderkondensatoren.

Nunmehr erprobten wir in unserem neuen Massenspektrographen einen zweiten, sorgfältig hergestellten Toroidkondensator, dessen Elektroden auf der Austrittsseite eine entsprechende Zylinderkrümmung aufweisen. Die daran geknüpften Erwartungen in bezug auf die Beseitigung des Fehlers f_{33} wurden vollkommen erfüllt. Wir erhalten jetzt jederzeit reproduzierbar sehr scharfe, gerade und intensive Massenlinien. Die Auflösung beträgt etwa 25 000. Für die intensivsten Linien der Spektren sind Be-

³ G. v. SCHIERSTEDT, H. EWALD, H. LIEBL U. G. SAUERMANN, Z. Naturforschg. **11 a**, 216 [1956].

⁴ R. HERZOG, Z. Naturforschg. **8 a**, 191 [1953].

⁵ H. EWALD U. G. SAUERMANN, Z. Naturforschg. **11 a**, 173 [1956].

⁶ H. EWALD U. H. LIEBL, Z. Naturforschg. **10 a**, 872 [1955].

⁷ H. EWALD U. H. LIEBL, Z. Naturforschg. **12 a**, 28 [1957].

⁸ H. LIEBL U. H. EWALD, Z. Naturforschg. **12 a**, 538 [1957].

⁹ H. LIEBL U. H. EWALD, Z. Naturforschg. **12 a**, 541 [1957].

lichtungszeiten von weniger als 0,1 sec erforderlich.

Hier wird zunächst über die Festlegung des Strahlenganges und die Ermittlung und teilweise Korrektur der Bildfehler berichtet. In der anschließenden Arbeit¹ folgen Einzelangaben über die technische Ausführung, die Justierung und über die dabei erhaltenen Ergebnisse.

Strahlengang und Bildfehler

Soll bei einem Massenspektrographen Doppel-fokussierung in erster Näherung erreicht werden, dann genügt es, wenn die Energiedispersion des elektrischen Feldes gleich der rückwärts gerechneten Energiedispersion des Magnetfeldes ist (Doppel-fokussierungsbedingung). Diese Bedingung gilt allgemein und ist nicht nur auf den Fall der Verwendung eines elektrischen Zylinderfeldes beschränkt. Kennt man die Abbildungseigenschaften und die Energiedispersion eines elektrischen Toroidfeldes, so lassen sich alle Rechnungen, die für Massenspektrographen mit elektrischem Zylinderfeld durchgeführt worden sind, entsprechend auf solche mit Toroidfeldern übertragen.

1. Die Abbildungseigenschaften des Toroid-kondensators

Die Abbildungseigenschaften eines Toroidkondensators sind von EWALD und LIEBL^{6,7} theoretisch untersucht und experimentell geprüft worden. Ein solcher Kondensator besteht aus zwei doppelt gekrümmten Sektorfeldelektroden, die eine Rotationsachse (r, φ, z -Zylinderkoordinatensystems) und die Symmetrieebene ($z=0$) gemeinsam haben (Abb. 1). Ihre radialen und axialen Hauptkrümmungsradien in den Punkten ihrer Schnittkreise mit der Ebene $z=0$ sind r_a, r_b bzw. R_a, R_b . Die Mittelpunkte dieser Krümmungen fallen mit dem 0-Punkt des Koordinatensystems zusammen, bzw. liegen in der Ebene $z=0$ auf den Kreisen $r_1 = r_a - R_a$ und $r_2 = r_b - R_b$. Die Radien werden in den hier in Frage kommenden Fällen positiv gezählt (alle Hauptkrümmungskreise erscheinen vom Ursprung aus gesehen konkav).

Derartige Toroidkondensatoren haben an sich im allgemeinen (für $r_a \neq R_a$ und $r_b \neq R_b$) astigmatische Abbildungseigenschaften (Abb. 2). Ionen einer bestimmten Energie, die von einem Punkte A' im Abstand $l_e' = l_{er}' = l_{ez}'$ vor der Eintrittsgrenze des Fel-

des mit den radialen und axialen Winkeldivergenzen $2 \alpha_r$ bzw. $2 \alpha_z$ ausgehen und den Kondensator in der Nähe des Mittelstrahles $r = a_e = (r_a + r_b)/2$, $z = 0$

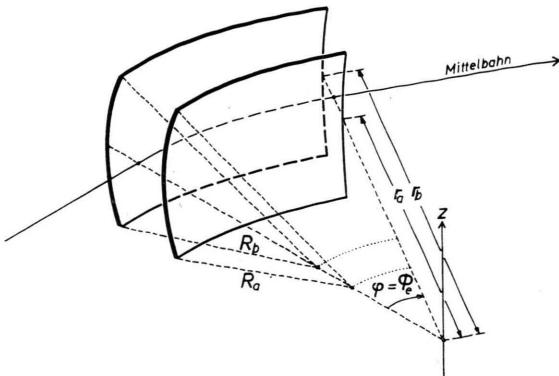


Abb. 1. Toroidkondensator.

durchlaufen, werden hinter dem Feld radial und axial in verschiedenen Distanzen l_{er}'' bzw. l_{ez}'' in zwei zueinander senkrecht stehenden Linien fokussiert. Diese Bildweiten sind berechenbar aus den radialen und axialen Linsengleichungen:

$$(l_e' - g_{er}) \cdot (l_{er}'' - g_{er}) = f_{er}^2, \quad (1)$$

$$(l_e' - g_{ez}) \cdot (l_{ez}'' - g_{ez}) = f_{ez}^2. \quad (2)$$

Hierin bedeuten g_{er} , g_{ez} und f_{er} , f_{ez} die radialen und axialen Brennpunktsabstände bzw. Brennweiten. Sie sind als Funktionen des Ablenkwinkels Φ_e und der Hauptkrümmungsradien a_e und R_e der Null-Potentialfläche in der Mitte zwischen beiden Elektroden am Ort der Mittelbahn berechenbar:

$$g_{er} = \frac{a_e}{\chi} \operatorname{ctg} \chi \Phi_e, \quad g_{ez} = \frac{a_e}{\sqrt{c}} \operatorname{ctg} \sqrt{c} \Phi_e, \quad (3)$$

$$f_{er} = \frac{a_e}{\chi \sin \chi \Phi_e}, \quad f_{ez} = \frac{a_e}{\sqrt{c} \sin \sqrt{c} \Phi_e} \quad (4)$$

mit den Abkürzungen:

$$\chi = \sqrt{2 - a_e/R_e}, \quad c = a_e/R_e. \quad (5)$$

Die radiale Geschwindigkeitsdispersion des Toroidkondensators ist durch folgenden Ausdruck gegeben

$$D(\beta) = \frac{2 a_e}{\chi^2} \left(1 + \frac{l_{er}'' - g_{er}}{f_{er}} \right) \beta. \quad (6)$$

2. Doppel-fokussierung für alle Massen bei gleichzeitiger stigmatischer Abbildung

Die Doppel-fokussierungsbedingung für einen Massenspektrographen, der aus einem Toroidkondensator

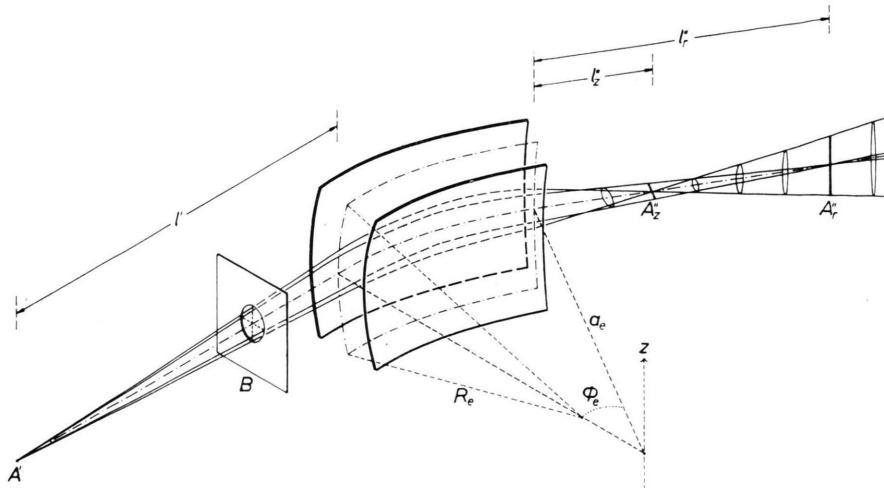


Abb. 2. Die astigmatische Abbildung durch den Toroidkondensator. Mittelbahn und Nullpotentialfläche sind strichpunktirt eingezzeichnet.

tor und einem homogenen Magnetfeld zusammengesetzt ist, lautet mit Gl. (6) :

$$\begin{aligned} & \pm \frac{2}{\omega^2} a_e \left(1 + \frac{l_{er}'' - g_{er}}{f_{er}} \right) \\ & = a_m (1 - \cos \Phi_m) + l_m' [\sin \Phi_m + (1 - \cos \Phi_m) \operatorname{tg} \varepsilon'] . \end{aligned} \quad (7)$$

Hierbei bedeutet Φ_m den Ablenkwinkel und a_m den Krümmungsradius der Ionenbahnen im Magnetfeld. ϵ' ist der Winkel zwischen dem ins Magnetfeld ein-tretenden Mittelstrahl und der Normalen zur Feld-grenze am Eintrittsort. Der Abstand beider Felder, längs des Mittelstrahles gemessen, sei $d = l''_{er} + l''_m$. Es ist also $l'_m = d - l''_{er}$. Das positive Vorzeichen auf der linken Seite von Gl. (7) gilt für gleichsinnige, das negative für gegensinnige Ablenkung der Strah-len in beiden Feldern.

Für eine bestimmte Feldkombination ist Gl. (7) im allgemeinen nur für ein bestimmtes a_m erfüllbar, d. h. nur für eine bestimmte Stelle der Massenskala, für eine bestimmte Masse. Für alle Massen gleichzeitig lässt sich Doppelfokussierung nach MATTAUCh und HERZOG¹⁰ für die Spezialfälle des teleskopischen Strahlenganges mit $l_{er}'' = -l_m' = \pm \infty$ erreichen. Das erfordert

$$l_e' = g_{er}, \quad (8)$$

und die Doppelfokussierungsbedingung lautet dann einfacher und nunmehr unabhängig von a_m :

$$\mp \frac{2}{z} \sin \varkappa \Phi_e = \sin \Phi_m + (1 - \cos \Phi_m) \operatorname{tg} \varepsilon'. \quad (9)$$

Diese Spezialfälle sind dadurch gekennzeichnet, daß

1. der Eintrittsspalt sich in der dingseitigen radialen Brennebene des elektrischen Feldes befinden muß

2. daß die Bahnen von Ionen gleicher Energie zwischen beiden Feldern radial parallel verlaufen,

3. daß der Ablenkwinkel im Magnetfeld für alle Massen derselbe ist, d. h. daß die Austrittsbegrenzung des Magnetfeldes eine Gerade ist, die durch den Eintrittspunkt des Mittelstrahles ins Magnetfeld hindurchweist,

4. daß die Bildkurve ebenfalls in eine Gerade ausgeartet ist, die durch eben denselben Eintrittspunkt hindurchweist. Die Entfernung des Doppelfokussierungs-Bildpunktes einer bestimmten Masse (eines bestimmten a_m) vom Austrittsort der betreffenden Strahlen aus dem Magnetfeld ist für parallel einfal lende Bündel gegeben zu

$$l_m'' = g_m'' = a_m \frac{\cos \varepsilon'' \cdot \cos(\Phi_m - \varepsilon')}{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')} \quad (10)$$

(ε'' ist der Austrittswinkel der Mittelstrahlen gegen die Normale zur Feldgrenze am Austrittsort). Bei Massenspektrographen mit Doppelfokussierung für alle Massen zugleich wird, wie eine einfache geometrische Überlegung zeigt,

$$\varepsilon'' = \frac{1}{2} \Phi_m - 90^\circ ,$$

und somit geht Gl. (10) über in die vereinfachte Form

$$l_m'' = g_m'' = a_m \frac{\sin \frac{1}{2} \Phi_m \cos(\Phi_m - \varepsilon')}{\cos(\frac{1}{2} \Phi_m - \varepsilon')} . \quad (10a)$$

Soll außer der Doppelfokussierung noch stigmatische Abbildung, etwa in der Mitte der Photoplatte, erreicht werden, so muß die sich aus Gl. (2) ergebende axiale Bildweite l_{ez} des Toroidkondensators gleich

¹⁰ J. MATTAUCh u. R. HERZOG, Z. Phys. **89**, 786 [1934].

sein der Weglänge der Ionen vom Kondensatorende bis zur PhotoplatteMitte:

$$l''_e = d + a_m \Phi_m + g''_m, \quad (11)$$

wobei in unserem Falle ein mittlerer a_m -Wert von ca. 150 mm anzusetzen ist.

Die Gln. (9) und (11) enthalten unter Beachtung der Gln. (2), (3), (4), (8) die Variablen a_e , R_e , Φ_e , d , ϵ' , a_m , Φ_m . Zur Auffindung realisierbarer Fälle solcher Feldkombinationen können fünf davon frei vorgegeben werden, die restlichen beiden dann rechnerisch oder graphisch bestimmt werden.

Für unseren realisierten Fall haben wir vorgegeben:

$$\begin{aligned} a_e &= 120 \text{ mm}, & R_e &= 96 \text{ mm}, \\ a_m &= 150 \text{ mm}, & \Phi_m &= 87,5^\circ, & \epsilon' &= 0. \end{aligned}$$

Es ist dann $c = 1,25$, $\alpha^2 = 0,75$.

Damit ergibt sich aus Gl. (9) speziell für gegensinnige Ablenkung in beiden Feldern $\Phi_e = 29,7^\circ$ und aus den Gln. (2), (3), (4), (9), (10 a) und (11)

$$\begin{aligned} l'_e &= g_{er} = 287 \text{ mm}, & g_{ez} &= 164 \text{ mm}, \\ f_{ez} &= 196 \text{ mm}, & l''_{ez} &= 480 \text{ mm}, \\ d &= 246 \text{ mm}, & g''_m &= 6 \text{ mm}. \end{aligned}$$

Abb. 3. zeigt schematisch in Horizontalschnitt und Seitenansicht den Strahlengang für je zwei Strahlen, die mit kleinen radialen bzw. axialen Winkeldivergenzen von einem Spaltpunkt ausgehen. Im Magnetfeld ist die Fokussierung für zwei verschiedene Massen gezeigt.

Der Ablenkinkel Φ_m im Magnetfeld wurde etwas kleiner als 90° gewählt. Dadurch sollten sich von Null verschiedene Bildweiten $l''_m = g''_m$ von etwa 1 cm hinter dem Magnetfeld ergeben, um eine direkte Justierbarkeit der Photoplatte in einem kleinen Bereich zu ermöglichen.

Bei der praktischen Ausführung des Apparates¹ wurde ein Feldabstand von $d = 300$ mm gewählt. In diesem Falle wird stigmatische Abbildung für einen Radius von $a_m = 115$ mm im Magnetfeld erreicht.

3. Radiale und axiale Quervergrößerung

Die Quervergrößerung eines doppelfokussierenden Massenspektrographen, sowohl in axialer als auch in radialer Richtung, ist das Produkt aus den Quervergrößerungen der beiden Felder, analog der Vergrö-

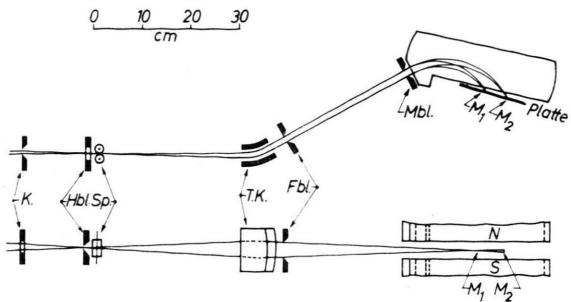


Abb. 3. Strahlengang im stigmatisch abbildenden Massenspektrographen (K Kathode der Ionenquelle; Hbl Horizontalblende; Sp Eintrittsspalt; T.K. Toroidkondensator; Fbl Feldblende; Mbl Magnetfeldblende).

ßerung eines zusammengesetzten Systems der geometrischen Optik.

In radialer Richtung ergibt sich für das elektrische Feld die Vergrößerung¹¹

$$G_{re} = \frac{f_{re}}{l'_{re} - g_{re}} = \frac{l''_{re} - g_{re}}{f_{re}} \quad (12 \text{ a})$$

und für das Magnetfeld¹¹

$$G_m = \frac{f_m}{l'_m - g'_m} = \frac{l''_m - g''_m}{f_m}. \quad (12 \text{ b})$$

Die Gesamtvergrößerung wird dann

$$G_r = G_{re} \cdot G_m = \frac{f_m}{f_{re}} \frac{l''_{re} - g_{re}}{l''_m - g''_m}. \quad (13)$$

Für den Fall des MATTAUCH-HERZOGSchen Apparates wird bei teleskopischem Strahlengang und gegensinniger Ablenkung

$$l'_m = -\infty \text{ und } l''_{re} = +\infty,$$

d. h. der Betrag des zweiten Bruchs wird gleich eins und man erhält:

$$|G_r| = f_m/f_{re}. \quad (13 \text{ a})$$

Da für $\epsilon' = 0$ und $\Phi_m = 87,5^\circ$ annähernd $f_m = a_m$ wird, ergibt sich im vorliegenden Falle mit Gln. (4) und (5) für G_r

$$G_r = \frac{a_m}{a_e} \sqrt{2 - \frac{a_e}{R_e}} \sin \sqrt{2 - \frac{a_e}{R_e}} \Phi_e; \quad (13 \text{ b})$$

bezogen auf einen mittleren Ablenkradius $a_m = 150$ mm im Magnetfeld ergibt sich für G_r in unserem realisierten Fall

$$G_r = 0,5.$$

¹¹ H. EWALD u. H. HINTENBERGER, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie. Chemieverlag, Weinheim 1953, S. 61, 71, 83.

Die axiale Quervergrößerung des doppelfokussierenden Massenspektrographen wird bei senkrecht Eintritt der Strahlen in das Magnetfeld und kleinen Werten von l_m'' nur durch die axiale Quervergrößerung des elektrischen Feldes bestimmt, da in diesem speziellen Fall keine axiale Ablenkung der Ionen im Magnetfeld zu berücksichtigen ist. Es ergibt sich dann für die Vergrößerung

$$G_z = G_{ze} = \frac{f_{ze}}{l'_{ze} - g_{ze}} = \frac{l''_{ze} - g_{ze}}{f_{ze}}. \quad (14)$$

Für G_z ergibt sich aus den oben angegebenen Abmessungen

$$G_z = 1,6.$$

4. Das Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen eines doppelfokussierenden, mit Toroidkondensator ausgerüsteten Massenspektrographen lässt sich in ganz analoger Weise wie bei Verwendung von Zylinderkondensatoren ermitteln. Es ist unter Berücksichtigung der Doppelfokussierungsbedingung¹¹

$$A = \frac{M}{\Delta M} = \frac{K'_m}{2 s' G_{er}} = \frac{K''_e}{2 s' G_{er}} \quad (15)$$

mit den Abkürzungen

$$K'_m = a_m (1 - \cos \Phi_m) + l'_m [\sin \Phi_m + (1 - \cos \Phi_m) \operatorname{tg} \varepsilon'], \quad (16)$$

(Dispersionskoeffizient des Magnetfeldes),

$$K''_e = \frac{2 a_e}{\varkappa^2} \left(1 + \frac{l''_{er} - g_{er}}{f_{er}} \right) = \frac{2 a_e}{\varkappa^2} \left(1 + \frac{f_{er}}{l'_{er} - g_{er}} \right) \quad (17)$$

(Dispersionskoeffizient des Toroidfeldes)

und

$$G_{er} = \frac{f_{er}}{l'_e - g_{er}}$$

(Quervergrößerung des Toroidfeldes).

s' ist die Weite des Eintrittsspaltes.

Einsetzen von Gl. (16) und (17) in Gl. (15) gibt unter Berücksichtigung von Gl. (5) :

$$A_{11} = -L_{11} + \left(\frac{a_e}{a_m} K_1 \right)^2 \left(\frac{L_2}{1 - \cos \Phi_m} \right)^2 \left[\frac{L_2}{1 - \cos \Phi_m} \left(1 + \frac{3}{2} \cos \Phi_m \right) - \frac{3}{2} \operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \right],$$

$$A_{12} = -L_{12} + \frac{a_e}{a_m} K_1 \left(\frac{a_e}{a_m} K_2 + \frac{d}{a_m} L_2 \right) \left(\frac{L_2}{1 - \cos \Phi_m} \right)^2 \left[\frac{L_2}{1 - \cos \Phi_m} (2 + 3 \cos \Phi_m) - 3 \operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \right] + \frac{a_e}{a_m} K_1 L_2 \left\{ \frac{L_2}{1 - \cos \Phi_m} \left[\frac{L_2}{1 - \cos \Phi_m} (2 + 3 \cos \Phi_m) - 4 \operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \right] + \frac{1}{1 - \cos \Phi_m} \right\}, \quad (20)$$

$$A = \frac{M}{\Delta M} = \frac{a_e}{s'} \frac{1}{2 - a_e/R_e} \left(1 + \frac{l'_e - g_{er}}{f_{er}} \right). \quad (18)$$

Für $l'_e = g_{er}$ (teleskopischer Strahlengang) ist bei Verwendung eines Toroidkondensators das Auflösungsvermögen A um einen Faktor $2/(2 - a_e/R_e)$ größer als bei Verwendung eines Zylinderkondensators mit gleich großem mittleren Ablenkradius a_e . In unserem Fall ist dieser Faktor gleich 2,67.

Da das Verhältnis $c = a_e/R_e$ bei einer praktisch auszuführenden stigmatisch abbildenden teleskopischen Apparatur immer etwa von der Größe 1,2 bis 1,3 sein wird, ergibt sich durch die Verwendung des Toroidkondensators außer der Steigerung der auftreffenden Intensität auf der Photoplatte um etwa eine Zehnerpotenz auch noch die Möglichkeit, das Auflösungsvermögen um einen Faktor 2,5 bis 3 zu erhöhen, ohne die wesentlichen Abmessungen der Apparatur vergrößern zu müssen.

Für stigmatisch abbildende Massenspektrographen mit reellen Energiebildern des Eintrittsspaltes zwischen beiden Feldern ($0 < l'_{er} < d$) wird ein c -Wert von etwa der Größe 0,75 benötigt; der Steigerungsfaktor des Auflösungsvermögens ist bei solchen Apparaten daher nur etwa von der Größe 1,6.

5. Die Bildfehler zweiter Ordnung

Die durch die endlichen Winkel und Energiedivergenzen α_r , α_z , β bedingten Bildfehler zweiter Ordnung von doppelfokussierenden Apparaten mit teleskopischem Strahlengang sind aus den theoretischen Untersuchungen von LIEBL und EWALD^{8, 9} zu entnehmen. Die durch die Abbildungsfehler allein hervorgerufene Linienbreite ist bei gegensinniger Ablenkung in beiden Feldern bei Verwendung eines beidseitig eben abgeschnittenen Toroidkondensators und bei geradliniger Eintrittsgrenze des Magnetfeldes

$$f = f_{11} + f_{12} + f_{22} + f_{33} = a_m Q (A_{11} \alpha_r^2 + A_{12} \alpha_r \beta + A_{22} \beta^2 + A_{33} \alpha_z^2) \quad (19)$$

mit den Abkürzungen :

$$A_{22} = -L_{22} + \left(\frac{a_e}{a_m} K_2 + \frac{d}{a_m} L_2 \right)^2 \left(\frac{L_2}{1-\cos \Phi_m} \right)^2 \left(L_2 \frac{1+\frac{3}{2} \cos \Phi_m}{1-\cos \Phi_m} - \frac{3}{2} \operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \right) \\ + L_2 \left(\frac{a_e}{a_m} K_2 + \frac{d}{a_m} L_2 \right) \left[\frac{L_2}{1-\cos \Phi_m} \left(L_2 \frac{2+3 \cos \Phi_m}{1-\cos \Phi_m} - 4 \operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \right) + \frac{1}{1-\cos \Phi_m} \right] \\ + L_2^2 \left(\frac{L_2}{2} \frac{1+3 \cos \Phi_m}{1-\cos \Phi_m} - 2 \operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \right), \quad (20)$$

$$A_{33} = -L_{33} - \frac{1}{2} L_2 P^2,$$

$$Q = \frac{1}{L_2} \sqrt{2(1-\cos \Phi_m) + \left(\frac{g_m''}{a_m} \right)^2 + 2 \frac{g_m''}{a_m} \sin \Phi_m}.$$

Die Koeffizienten L und K sind als Funktionen von l'_e , a_e , R_e und Φ_e aus den Berechnungen der Bildfehler des Toroidkondensators⁷ von EWALD und LIEBL zu entnehmen. Der Faktor P in A_{33} bedeutet das Verhältnis $P = \alpha_{zm}/\alpha_z$, wobei α_{zm} der Winkel ist, unter dem eine Bahn mit der axialen Anfangsneigung α_z innerhalb des Magnetfeldes gegen die mittlere Umlenkebene geneigt ist. P berücksichtigt auch die zusätzliche axiale Fokussierungswirkung des Eintrittsstreufeldes des Magnetfeldes, die auftritt, wenn $\varepsilon' \neq 0$ ist. Es ist

$$P = \left(1 - \frac{d}{a_m} \operatorname{tg} \varepsilon' \right) \left(\cos \sqrt{c} \Phi_e - \frac{\sqrt{c} \sin \sqrt{c} \Phi_e}{\varepsilon' \operatorname{tg} \varepsilon' \Phi_e} \right) \\ - \frac{a_e}{a_m} \operatorname{tg} \varepsilon' \left(\frac{\sin \sqrt{c} \Phi_e}{\sqrt{c}} + \frac{\cos \sqrt{c} \Phi_e}{\varepsilon' \operatorname{tg} \varepsilon' \Phi_e} \right), \quad (21)$$

für $\varepsilon' = 0$ ist

$$P = \cos \sqrt{c} \Phi_e - \frac{\sqrt{c} \sin \sqrt{c} \Phi_e}{\varepsilon' \operatorname{tg} \varepsilon' \Phi_e}.$$

Für unsere spezielle Apparatur folgen aus Gl. (20) für die Koeffizienten A und Q die Werte

$$A_{11} = +0,57, \quad A_{12} = -13,70, \\ A_{22} = -4,81, \quad A_{33} = -3,08, \quad Q = +1,41.$$

Durch die rechteckige Öffnung der Blende dicht vor dem elektrischen Feld ($b_h = 0,2$ mm horizontal, $b_v = 4$ mm vertikal) und den Spaltabstand $l'_e = g_{er} = 287$ mm vor dem elektrischen Felde sind die Eintrittswinkeldivergenzen bestimmt zu

$$\alpha_r = 3 \cdot 10^{-4}, \quad \alpha_z = 6 \cdot 10^{-3}.$$

Die effektive halbe relative Energiebreite 2β wird bestimmt durch die Weite der Energieblende vor dem Magnetfeld. Bei teleskopischem Strahlengang laufen die Bahnen zweier Strahlen von Teilchen mit den Energien eV_0 und $eV_0(1+2\beta)$, die das elektrische Feld auf der Mittelbahn betreten, nach dem

Feld unter dem Winkel

$$\delta = L_2 \beta = \frac{2}{\varkappa} \sin(\varkappa \Phi_e) \beta$$

auseinander.

Für den vorliegenden Fall ist $L_2 = 1,0$ und $\delta = \beta$, d. h. die Größe von β ist allein bestimmt durch die Öffnung der Magnetfeldblende $b_m = 0,2$ mm und durch den Abstand $d = 300$ mm der beiden Felder:

$$\delta = \beta = \frac{b_m}{2d} = \frac{0,2}{600} = 3 \cdot 10^{-4}.$$

Mit diesen Zahlenwerten erhält man dann folgende Ergebnisse für die Bildfehleranteile:

$$f_{11} = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ mm}, \quad f_{22} = -1,0 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \\ f_{12} = -2,7 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \quad f_{33} = -2,4 \cdot 10^{-2} \text{ mm}.$$

Letzterer Wert gilt unter Verwendung eines beidseitig eben abgeschnittenen Toroidkondensators.

Die Linienbreiten der Massenlinien auf der Photoplatte liegen im Bereich von 2 bis 5 μ . Die Genauigkeit bei der Ausmessung der Linien mit dem Komparator liegt bei etwa ein Zehntel der Linienbreiten. Die Fehleranteile f_{11} , f_{12} und f_{22} sind etwa von der Größe dieses Meßfehlers und damit genügend klein.

Anders liegen die Verhältnisse bei f_{33} . Dieser Anteil ist wegen der Größe von α_z etwa zehnmal so groß wie die erwünschten Linienbreiten. Genügend scharfe Linien können also nur zustande kommen bei Verwendung eines beidseitig eben abgeschnittenen Toroidkondensators, wenn nur ein Bruchteil vom zugelassenen α_z von den Ionen ausgeleuchtet wird. Es ist also eine Korrektur des Fehlers f_{33} notwendig.

6. Die Korrektur des Bildfehlers f_{33}

Wie LIEBL und EWALD⁹ gezeigt haben, lässt sich die Bedingung $A_{33} = 0$ für ein Verschwinden dieses Bildfehlers f_{33} bei Verwendung von Toroidkondensatoren mit $r_a - R_a = r_b - R_b$ und mit ebenen Stirn-

flächen für technisch interessierende Feldkombinationen nicht erfüllen. Da diese Bedingung Strahlen betrifft, die nicht in der Ebene $z=0$, sondern etwas darunter oder darüber verlaufen, kann man so vorgehen, daß man den Winkel Φ_e als quadratische Funktion von z etwas veränderlich macht. Das läßt sich praktisch erreichen, indem man den Toroidkondensator auf der Ein- oder der Austrittsseite mit einer zylindrisch gekrümmten Stirnfläche versieht. Die Achse dieser Zylinderkrümmung muß in der Ebene $z=0$ liegen und muß dort den geradlinig ein- oder austretenden Mittelstrahl oder auch seine geradlinige Verlängerung senkrecht schneiden.

Je nachdem ob die Krümmung von außen betrachtet konkav oder konvex ist (Krümmungsradius q positiv bzw. negativ), werden die Ionen außerhalb der Mittelebene $z=0$ etwas stärker bzw. schwächer abgelenkt als die Ionen in der Mittelebene. An Stelle des Koeffizienten A_{33} in Gl. (20) ist bei der Berechnung von f_{33} dann der veränderte Ausdruck A'_{33} einzusetzen (für gegensinnige Ablenkung in beiden Feldern).

$$A'_{33} = +A_{33} - l_{33} = -L_{33} - l_{33} - \frac{1}{2} P^2 L_2 \quad (22)$$

mit den Abkürzungen

$$l_{33} = -\frac{a_e}{2q} \frac{\operatorname{ctg}^2 z \Phi_e}{z^2} \cos z \Phi_e \quad (23)$$

$$\text{oder } l_{33} = -\frac{a_e}{2q} \left(\frac{\cos \sqrt{c} \Phi_e}{z \operatorname{tg} z \Phi_e} + \frac{\sin \sqrt{c} \Phi_e}{\sqrt{c}} \right)^2, \quad (24)$$

je nachdem, ob die Krümmung auf der Eintritts- oder auf der Austrittsseite angebracht ist. Da der Krümmungsradius q beliebig positiv oder negativ wählbar ist, kann A'_{33} und damit auch f_{33} in jedem Fall zu Null gemacht werden. Bei dem hier beschriebenen Apparat hat A_{33} einen negativen Wert, das bedeutet, daß bei Verwendung des Toroidkondensators mit ebenen Stirnflächen die Strahlen mit $\alpha_z \neq 0$ die Bildgerade bei etwas kleineren Entfernungen vom Eintrittspunkt des Mittelstrahles ins Magnetfeld treffen als die Strahlen mit $\alpha_z = 0$.

Bei einer entsprechenden konkaven Krümmung der Austrittsseite des elektrischen Feldes werden die Ionen mit $\alpha_z \neq 0$ in diesem Felde gerade um einen solchen Betrag mehr abgelenkt, daß sie nach Durchlaufen des Magnetfeldes die Bildkurve an der

gleichen Stelle treffen wie die Strahlen mit $\alpha_z = 0$. Der Fehler f_{33} kann so in jedem Falle gleich Null gemacht werden, und zwar für alle Punkte der Massenskala, da für senkrechten Eintritt des Strahles der Ablenkradius a_m der Strahlen im Magnetfeld nicht eingeht. Auf diese Weise ist es möglich, bei stigmatischer Abbildung auch wirklich mit relativ großem α_z zu arbeiten. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung, denn mit kleinerem α_z ließe sich die beabsichtigte große Intensitätssteigerung nicht erreichen.

Unser zweiter Toroidkondensator, für den sich $f_{33} = 0$ ergeben sollte und durch den wir den ersten ersetzen, ist auf der Austrittsseite mit der entsprechenden Krümmung versehen. Aus der Bedingung

$$A'_{33} = A_{33} - l_{33} = -L_{33} - l_{33} - \frac{1}{2} P^2 L_2 + \frac{a_e}{2q} \left(\frac{\cos \sqrt{c} \Phi_e}{z \operatorname{tg} z \Phi_e} + \frac{\sin \sqrt{c} \Phi_e}{\sqrt{c}} \right)^2 = 0 \quad (25)$$

hatten wir für die speziellen Zahlenwerte unserer Apparatur den Radius dieser Krümmung zu $q = 123$ mm errechnet.

7. Über die Möglichkeit einer weitergehenden Bildfehlerkorrektur

Es lassen sich mit Hilfe der bisher verwendeten Zylinder- und Toroidkondensatoren keine Feldkombinationen angeben, welche teleskopischen Strahlenweg und keine Zwischenbilder in den Feldern haben und für welche alle Bildfehleranteile f_{11} , f_{12} , f_{22} , f_{33} gleichzeitig zu Null werden^{9, 12}. Wenn man bei teleskopischem Strahlengang Zwischenbilder in den Feldern selber zuläßt, lassen sich Lösungen mit solcher vollkommenen Bildfehlerkorrektur finden, jedoch sind dazu große Ablenkinkel in den elektrischen Feldern erforderlich ($\Phi_e > \pi/\sqrt{2}$)¹². Weiterhin kann man alle vier Bildfehleranteile bei solchen Massenspektrographen zum Verschwinden bringen, welche reelle Energiebilder zwischen den Feldern haben, in den Feldern selber dagegen keine Zwischenbilder besitzen¹³. Wir haben inzwischen gut realisierbare Fälle solcher Apparate errechnet¹⁴, welche neben einer derartigen vollkommenen Bildfehlerkorrektur stigmatische Abbildung aufweisen und darüber hinaus gleiche Richtungen und Krümmungen der Rich-

¹² H. HINTENBERGER, H. WENDE u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforschg. **10a**, 605 [1955]. — H. HINTENBERGER, H. WENDE u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforschg. **12a**, 88 [1957]. — H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Joint Conference on Mass Spectrometry, London, Sept. 1958.

¹³ H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforschg. **12a**, 773 [1957].

¹⁴ H. LIEBL, erscheint demnächst.

tungs- und Energiefokussierungskurven am Doppel-fokussierungsor^{14, 15}.

Schließlich hat sich jetzt herausgestellt, daß man durch Übergang zu bisher nicht verwendeten Typen von Toroidkondensatoren^{6, 16} mit $R_e' \neq 1$ doch für alle Massen doppelfokussierende Massenspektrographen mit teleskopischem Strahlengang und ohne Zwischenbilder in den Feldern bauen kann, für welche alle Bildfehlerkoeffizienten $A_{11}, A_{12}, A_{22}, A_{33}$ für eine Stelle der quadratischen Massenskala verschwinden¹⁷. Bei diesen kann man entsprechend mit relativ kleinen Ablenkwinkeln in den Feldern auskommen

(Φ_e etwa = 30° , Φ_m etwa = 90°). Der Differentialquotient $R_e' = (dR/dr)_{r=a_e, z=0}$ gibt an, in welchem Maße sich der axiale Krümmungsradius R der Potentialflächen im Innern des Kondensators ändert, wenn man von der Mittelbahn ausgehend in radialer Richtung fortschreitet. Ein entsprechender Apparat befindet sich im Aufbau.

¹⁵ H. LIEBL, Optik, im Druck. — H. LIEBL, Z. Naturforsch. 13 a, 490 [1958].

¹⁶ H. EWALD, Z. Naturforsch. 14 a, 198 [1959].

¹⁷ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforsch. 14 a, 199 [1959].

Aufbau und Erprobung eines doppelfokussierenden stigmatisch abbildenden Massenspektrographen

Von G. SAUERMANN* und H. EWALD

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 14 a, 137—141 [1959]; eingegangen am 11. Oktober 1958)

Es wurde ein doppelfokussierender Massenspektrograph gebaut, der an Stelle des üblichen Zylinderkondensators mit einem Toroidkondensator ausgerüstet ist, um zusätzlich zur Doppelfokussierung in radialer Richtung stigmatische Abbildung der Spaltpunkte in die Punkte der Massenlinien zu erhalten. Die Korrektur des zum Quadrat des axialen Öffnungswinkels α_z proportionalen radialen Bildfehlers f_{33} wurde durch eine zusätzliche Zylindrerkrümmung der Austrittsstirnfläche des Toroidkondensators erreicht. Es konnten damit reproduzierbar scharfe und sehr intensive Massenlinien erhalten werden. Das erreichte Auflösungsvermögen betrug bei einem Ablenkradius von $a_e = 120$ mm im elektrischen Feld etwa 25 000. Infolge der Verkürzung der Massenlinien durch die stigmatische Abbildung betragen die Belichtungszeiten für die intensivsten Linien der Spektren jetzt weniger als 0,1 sec.

Im vorangehenden Artikel¹ wird über die Berechnung eines doppelfokussierenden stigmatisch abbildenden Massenspektrographen berichtet, im folgenden über die konstruktive Ausführung des Apparates und seine Erprobung.

I. Aufbau des Apparates

1. Das Vakuumgehäuse

Die Apparatur besteht im wesentlichen aus vier Teilen: einer Ionenquelle, einem Kopfteil mit dem Eintritts-spalt-System, einem Feldteil mit dem elektrischen Feld und schließlich aus einer runden Magnetfeldkassette (Abb. 1). Um eine sichere Evakuierung und gute Justierbarkeit zu gewährleisten, wurden die einzelnen Teile in schon früher² erprobter Weise sehr massiv ausgeführt. Kopfteil und Feldteil sind aus Al-Blöcken herausgearbei-

tet und als oben offene Wannen ausgebildet, die mit Al-Deckeln mit aufgespannten Rundgummidichtungen verschlossen werden können. Alle Hauptteile sind starr miteinander verschraubt, die Dichtung erfolgt durch nahtlose gegossene Rundgummidichtungen. Die Wannen und die Magnetkassette sind möglichst einfach gehalten und ergeben das Vakuumgehäuse der Apparatur. Mit Ausnahme des elektrischen Feldes, das in seiner Wanne fest montiert ist, ragen die Blenden, das Spaltsystem und die Auffänger von der Seite bzw. von unten in den Strahlengang hinein. Genau gearbeitete Paßansätze in den Bohrungen gewährleisten eine gut reproduzierbare Montage, die mit wenigen Handgriffen vorgenommen werden kann. Die einzelnen Bauteile sind durch diese Anordnung leicht zugänglich und lassen sich von oben genau in ihrer Lage zueinander ausmessen.

Der etwa 1000 kg schwere Elektromagnet (hergestellt von der Firma W. Binder/Villingen) mit der Magnetfeldkassette ruht auf einem massiven Eichenholztisch. Die anderen Hauptteile sind in einem Aluminiumgestell

* Gekürzte Fassung der Dissertation von G. SAUERMANN, TH München 1958.

¹ H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMANN, Z. Naturforsch. 14 a, 129 [1959].

² H. EWALD, Z. Naturforsch. 1, 131 [1946].