ist, wie in Teil I gefordert wurde. Mit einer einzelnen Beschleunigungslinse günstiger Länge erhält man vergleichbare Brennweiten bei gleicher Objektweite $E_1 = 2$ cm erst für höhere Werte von N ($N > 15$), also höhere Linsenspannungen.

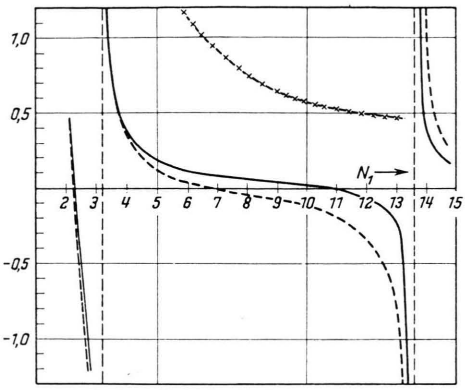

Abb. 5. Errechnete Brennweiten der Linsenkombination nach Abb. 4 in Abhängigkeit von N_1. Ordinate ——— F_{e1}/K_1, - - - - - - F_{a1}/K_1, x–x–x– F_e/K, Einzellinse.

Um die Fehler kennenzulernen, die durch die obengenannte Approximation des Potentialverlaufs entstehen könnten, wurde das Achsenpotential für einen besonderen Fall ($N = 3$) durch eine größere Zahl (34) Segmente angenähert. Dafür ergab sich eine Bildweite von 13 cm gegenüber 9 cm bei der groben Näherung der Abb. 4.

Die Fokussierungsverhältnisse wurden z. B. für eine Generatorspannung von 450 kV überprüft. Die Fokussierung in B_2 war optimal bei einer Ziehspannung an der HF-Ionenquelle von 2,4 kV. Dabei ist nach Abb. 2 und Abb. 6 $N_2 = 30$ cm und $A_1 = -5$ cm. Bei einer Änderung der Ziehspannung um 20% war der Strahl bereits so divergent, daß die untersten Elektroden der Entladungsröhren getroffen wurden. Für eine Generatorspannung von 1,5 MV müßte die Ionenenergie V_0 nach Abb. 2 u. 6 6,0 keV sein. Wie schon bekannt[4], liegen diese Ziehspannungen durchaus im günstigen Arbeitsbereich der HF-Ionenquellen. Gegebenenfalls kann man die Linsenspannung noch etwas kleiner machen (N_1 kleiner).

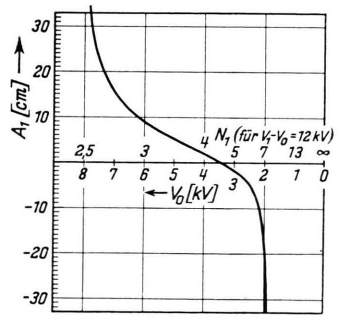

Abb. 6. Abhängigkeit der Bildweite von V_0 bzw. N_1 für $V_1 - V_0 = 12$ kV und $E_1 = 2$ cm.

[4] H. Neuert, H. J. Stuckenberg u. H. P. Weidner, Z. angew. Phys. **6**, 303 [1954]; O. Reifenschweiler, Ann. Phys., Lpz. **14**, 33 [1954].

Massenspektrographen mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung *

Von H. Hintenberger, H. Wende und L. A. König

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. **10a**, 605—612 [1955]; eingegangen am 14. Juni 1955)

Es werden die Bedingungen dafür abgeleitet, unter denen in Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen entlang einer geraden Bildkurve (d. h. Richtungs- und Geschwindigkeitsfokussierung erster Ordnung) die Bildfehler korrigiert werden. Es wird gezeigt, daß durch besondere Wahl des Verhältnisses der Bahnradien r_e/r_m im elektrischen und magnetischen Feld für eine Masse bzw. für einen Punkt auf der Photoplatte Richtungsfokussierung zweiter Ordnung erreicht werden kann. Durch besondere Wahl des Abstandes d der beiden Ablenkfelder kann die von der Geschwindigkeitsabweichung allein herrührende Linienverbreiterung und auch die gemischte, durch den Öffnungswinkel und die Geschwindigkeitsabweichung bedingte Linienverbreiterung kompensiert werden. Für Apparate mit gegensinniger Ablenkung im elektrischen und magnetischen Feld ist es nicht möglich, alle drei von diesen Bildfehlern gleichzeitig zu beseitigen, während bei gleichsinniger Ablenkung die gleichzeitige Kompensation dieser Bildfehler möglich ist und damit Doppelfokussierung zweiter Ordnung für einen Punkt der Photoplatte erreicht werden kann. Es wird eine Reihe von Beispielen für Massenspektrographen mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung angegeben.

Massenspektrographen werden heute in der Regel als doppelfokussierende Apparate gebaut, bei denen die in verschiedenen Richtungen durch den Eingangsschlitz eintretenden Ionen trotz ihrer etwas verschiedenen Geschwindigkeiten am Austrittsschlitz oder auf einer Photoplatte zumindest für eine Massenlinie zu einem scharfen Bild vereinigt werden. Die Bedingungen dafür, daß eine solche Doppelfokussie-

* Über die Resultate dieser Arbeit wurde bereits auf der Physikertagung am 30. April 1955 in Bad Nauheim berichtet.

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.

rung erster Ordnung eintritt, sind allgemein von Mattauch und Herzog [1] angegeben worden.

Für einen Massenspektrographen mit überlagertem elektrischen und magnetischen Ablenkfeld, bei dem der Hauptstrahl senkrecht zu den Feldgrenzen ein- und austritt und der für eine Masse Doppelfokussierung erster Ordnung zeigt, sind von Marschall die Bildfehler berechnet worden [2].

Nier und Mitarbeiter haben ein doppelfokussierendes Massenspektrometer mit hintereinandergeschaltetem elektrischen und magnetischen Ablenkfeld berechnet [3] und gebaut [4], bei dem bei senkrechtem Ein- und Austritt des Hauptstrahls im elektrischen und im magnetischen Feld durch geeignete Wahl der Bild- und Gegenstandsweiten für eine jeweils einstellbare Masse sowohl Doppelfokussierung erster Ordnung als auch Richtungsfokussierung zweiter Ordnung erreicht wird. Bedingungen dafür, unter denen auch bei beliebigem Ein- und Austrittswinkel im Magnetfeld zusätzlich zur Doppelfokussierung erster Ordnung Richtungsfokussierung zweiter Ordnung erreicht werden kann, sind von dem einen von uns [5] angegeben worden, nachdem von ihm der Öffnungsfehler für beliebige Ein- und Austrittswinkel und beliebig gekrümmte Feldgrenzen in einem homogenen Magnetfeld berechnet worden ist [6]. Über die Korrektur des Öffnungsfehlers in Massenspektrographen, die Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen zeigen, haben wir bereits kurz in dieser Zeitschrift berichtet [7].

Im folgenden werden die Bedingungen für die Korrektur der Bildfehler für Massenspektrographen abgeleitet, die Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen entlang einer geraden Bildkurve zeigen. Wir setzen also die von Mattauch und Herzog für solche Apparate abgeleiteten Beziehungen

$$\varepsilon'' = \varphi_m/2 - \pi/2 \tag{1}$$

und

$$\operatorname{tg} \varepsilon' = \mp \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sin \sqrt{2}\, \varphi_e}{\sin^2(\varphi_m/2)} - \cot(\varphi_m/2) \tag{2}$$

als erfüllt voraus. Hier und in allen folgenden Gleichungen gilt das obere Vorzeichen für gleichsinnige, das untere für gegensinnige Ablenkung des Strahls im elektrischen und magnetischen Feld. Die Bedeutung der einzelnen Größen kann aus den Abb. 3 und 4 ersehen werden.

Ein geladenes Teilchen der Masse m und der Geschwindigkeit v_0, das senkrecht in ein elektrisches Radialfeld einfällt, bewege sich entlang der Hauptbahn s_0 (s. Abb. 1). Ein von einem Punkt P_1 ausgehendes Teilchen der Masse m und der Geschwindigkeit $v = v_0(1+\beta)$, das mit dem Neigungswinkel α ins elektrische Feld eintritt, wird nach dem Radialfeld eine gerade Bahn s_1 beschreiben. Diese kann in dem in Abb. 1 gezeigten Koordinatensystem in zweiter Näherung durch folgenden Ansatz beschrieben werden:

$$\begin{aligned} y_e = r_e \{K_1\, \alpha + K_2\, \beta + K_{11}\, \alpha^2 + K_{12}\, \alpha\, \beta + K_{22}\, \beta^2\} \\ + x\, \{L_1\, \alpha + L_2\, \beta + L_{11}\, \alpha^2 + L_{12}\, \alpha\, \beta + L_{22}\, \beta^2\}. \end{aligned} \tag{3}$$

Die Größen K und L sind Funktionen der Daten des elektrischen Feldes, insbesondere des Ablenkwinkels φ_e. Wir haben diese Ausdrücke für ein am Rande des Kondensators unstetig abbrechendes Radialfeld berechnet *. Die Wirkung der Streufelder kann zunächst dadurch berücksichtigt werden, daß zur Bahnberechnung im allgemeinen eine andere Ausdehnung des Feldes angenommen wird als für die Kondensatorplatten [8]. Wir benötigen in dieser Arbeit die Funktionen K und L für den Fall, daß der Punkt P_1 im Brennpunkt des Radialfeldes liegt.

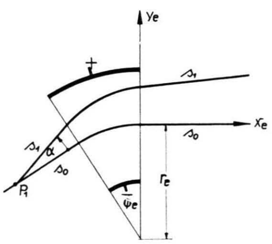

Abb. 1. Koordinatensystem zur Bahnberechnung des aus dem Zylinderkondensator austretenden Ionenstrahls (s_0 = Mittelbahn, s_1 = Nachbarbahn).

[1] J. Mattauch u. R. Herzog, Z. Phys. **89**, 786 [1934].

[2] H. Marschall, Phys. Z. **45**, 1 [1944].

[3] E. G. Johnson u. A. O. C. Nier, Phys. Rev. **91**, 10 [1953].

[4] A. O. C. Nier u. T. R. Roberts, Phys. Rev. **75**, 386 A [1949]; **81**, 507 [1951].

[5] H. Hintenberger, Symposium on Mass Spectroscopy, Washington 1951 und Mass Spectroscopy in Physics Research, Nat. Bur. Stand. Circ. 522, S. 95 [1953].

[6] H. Hintenberger, Z. Naturforschg. **6a**, 275 [1951]; s. a. W. E. Stevens, Phys. Rev. **45**, 513 [1934]. — E. Brüche u. O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, Berlin 1934. — H. Hintenberger, Z. Naturforschg. **3a**, 125 [1948]; **3a**, 669 [1948]. — H. Hintenberger, Rev. Sci. Instrum. **20**, 748 [1949]. — L. Kerwin, Rev. Sci. Instrum. **20**, 36 [1949]; **21**, 97 [1950]. — L. Kerwin u. Cl. Geoffrion, Rev. Sci. Instrum. **20**, 381 [1949]. — M. Camac, Rev. Sci. Instrum. **22**, 197 [1951]. C. Reuterswärd, Ark. Fys. **3**, 159 [1951]. — R. Persson, Ark. Fys. **3**, 455 [1951].

[7] H. Hintenberger, H. Wende u. L. König, Z. Naturforschg. **10a**, 344 [1955].

* Eine ausführliche Darstellung der Ionenoptik des elektrischen Radialfeldes erfolgt demnächst in dieser Zeitschrift.

[8] R. Herzog, Z. Phys. **97**, 596 [1935]; Arch. Elektrotechn. **29**, 790 [1935].

Für diesen Spezialfall sind die Größen K und L gegeben durch

$$\left.\begin{aligned}
K_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e},\\
K_2 &= 1-\cos\sqrt{2}\,\varphi_e,\\
K_{11} &= \frac{\cos^3\sqrt{2}\,\varphi_e-1}{12\sin^2\sqrt{2}\,\varphi_e},\\
K_{12} &= \frac{7\sqrt{2}}{6}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e+\frac{\sqrt{2}\cos\sqrt{2}\,\varphi_e}{6\sin\sqrt{2}\,\varphi_e}[1-\cos\sqrt{2}\,\varphi_e],\\
K_{22} &= \frac{1}{4}-\frac{5}{6}\cos\sqrt{2}\,\varphi_e+\frac{7}{12}\cos 2\sqrt{2}\,\varphi_e\,;
\end{aligned}\right\}\quad(4)$$

$$\left.\begin{aligned}
L_1 &= 0,\\
L_2 &= \sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e,\\
L_{11} &= -\frac{\sqrt{2}}{12}\,\frac{8+\cos^2\sqrt{2}\,\varphi_e}{\sin\sqrt{2}\,\varphi_e},\\
L_{12} &= \frac{4}{3}[1+2\cos\sqrt{2}\,\varphi_e],\\
L_{22} &= -\frac{\sqrt{2}}{6}[\sin\sqrt{2}\,\varphi_e+4\sin 2\sqrt{2}\,\varphi_e].
\end{aligned}\right\}\quad(5)$$

Nun soll ein Teilchen der Masse m und der Geschwindigkeit $v=v_0\,(1+\beta)$ mit dem Neigungswinkel $\Delta\varphi$ vom Punkt P_2 ausgehen und durch ein Magnetfeld laufen. Nach dem Austritt aus dem Magnetfeld wird es die gerade Bahn s_2 beschreiben (s. Abb. 2), die durch einen ganz ähnlichen Ausdruck wie Gl. (3) dargestellt werden kann. In dem in Abb. 2 gezeigten Koordinatensystem lautet die Gleichung für s_2

$$\begin{aligned}
y_m = r_m\{&M_1\Delta\varphi+M_2\beta+M_{11}\Delta\varphi^2+M_{12}\Delta\varphi\,\beta+M_{22}\beta^2\}\\
+x\,\{&N_1\Delta\varphi+N_2\beta+N_{11}\Delta\varphi^2+N_{12}\Delta\varphi\,\beta+N_{22}\beta^2\}.
\end{aligned}\quad(6)$$

Die Größen M und N sind im allgemeinen Fall Funktionen der Daten des magnetischen Feldes und zwar des Ablenkwinkels φ und der Ein- und Austrittswinkel ε'' und ε' der Teilchen. Wir haben auch diese Größen für ein am Rande unstetig abbrechendes homogenes Magnetfeld mit beliebigen Feldgrenzen berechnet*. Auch hier kann der Wirkung des Streufeldes zunächst dadurch Rechnung getragen werden, daß zur Bahnberechnung andere Feldgrenzen als die Polschuhränder angenommen werden. In der vorliegenden Arbeit benötigen wir die Funktionen M und N für den Fall, daß das Magnetfeld zusammen mit einem elektrischen Radialfeld eine Anordnung bildet, in der Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen längs einer geraden Bildkurve stattfindet und daher die Gln. (1) und (2) gelten. Dann liegt auch P_2 im Brennpunkt des Magnetfeldes und man erhält für M und N die Ausdrücke:

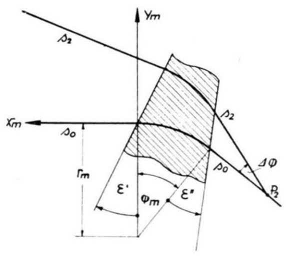

Abb. 2. Koordinatensystem zur Bahnberechnung des aus dem Magnetfeld austretenden Ionenstrahls (s_0=Mittelbahn, s_2=Nachbarbahn).

$$\left.\begin{aligned}
M_1 &= \mp\sqrt{2}\,\frac{\sin^2(\varphi_m/2)}{\sin\sqrt{2}\,\varphi_e},\\
M_2 &= 2\sin^2\varphi_m/2,\\
M_{11} &= 1+\frac{3}{2}\cos\varphi_m\pm\frac{\sin\varphi_m}{\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e},\\
M_{12} &= \mp\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e,\\
M_{22} &= \sin\sqrt{2}\,\varphi_e[\pm\sqrt{2}\sin\varphi_m+\sin\sqrt{2}\,\varphi_e]\,;
\end{aligned}\right\}\quad(7)$$

$$\left.\begin{aligned}
N_1 &= 0,\\
N_2 &= \mp\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e,\\
N_{11} &= -\frac{3}{2}\cot\frac{\varphi_m}{2}\mp\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e\,\frac{1+\frac{3}{2}\cos\varphi_m}{1-\cos\varphi_m},\\
N_{12} &= -1\mp\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e\cot\varphi_m/2,\\
N_{22} &= \mp\sqrt{2}\sin\sqrt{2}\,\varphi_e\left[1+\frac{\sin^2\sqrt{2}\,\varphi_e}{2\sin^2(\varphi_m/2)}\mp\frac{\sqrt{2}}{2}\cot\frac{\varphi_m}{2}\right].
\end{aligned}\right\}\quad(8)$$

Das obere Vorzeichen gilt für gleichsinnige (s. Abb. 3), das untere für gegensinnige Ablenkung (Abb. 4) im elektrischen und magnetischen Feld.

Wir betrachten ein elektrisches Radialfeld und im Abstand d davon ein homogenes magnetisches Sektorfeld. Ein geladenes Teilchen der Masse m und der

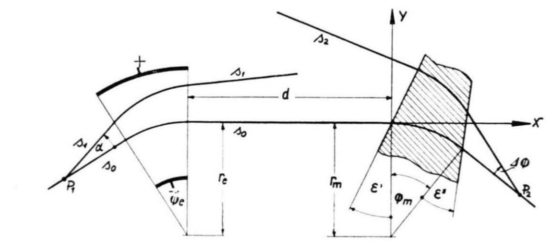

Abb. 3. Koordinatensystem bei der Berechnung der Doppelfokussierung für den Fall gleichsinniger Ablenkung im elektrischen und magnetischen Feld.

* Eine ausführliche Behandlung der Ionenoptik homogener magnetischer Sektorfelder mit Berücksichtigung der Wirkung der Streufelder auf die Bildfehler erfolgt demnächst in dieser Zeitschrift.

Geschwindigkeit $v = v_0(1+\beta)$, das vom Punkt P_1 ausgehend senkrecht in die Mitte zwischen den Kondensatorplatten ins Radialfeld eintritt, soll in dieser

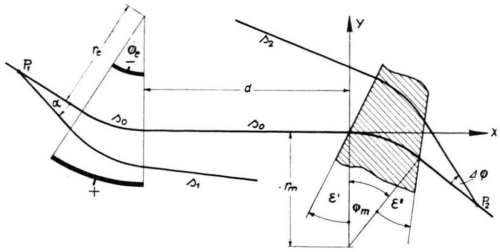

Abb. 4. Koordinatensystem bei der Berechnung der Doppelfokussierung für den Fall gegensinniger Ablenkung im elektrischen und magnetischen Feld.

Feldkombination die Hauptbahn s_0 beschreiben (s. Abb. 3). Wenn es jedoch die Masse m und die Geschwindigkeit $v = v_0(1+\beta)$ besitzt und mit dem Öffnungswinkel α gegen die Hauptbahn s_0 ins Radialfeld eintritt, wird es zwischen den beiden Feldern eine gerade Bahn s_1 beschreiben, deren Gleichung in den in Abb. 3 bzw. Abb. 4 gezeigten Koordinaten gegeben ist durch

$$\begin{aligned} y_{\mathrm{e}} = &\pm r_{\mathrm{e}}\,\{K_1\,\alpha + K_2\,\beta + K_{11}\,\alpha^2 + K_{12}\,\alpha\,\beta + K_{22}\,\beta^2\} \\ &\pm (x+d)\,\{L_1\,\alpha + L_2\,\beta + L_{11}\,\alpha^2 + L_{12}\,\alpha\,\beta + L_{22}\,\beta^2\}. \end{aligned} \tag{9}$$

Das positive Vorzeichen gilt für gleichsinnige (Abb. 3), das negative für gegensinnige Ablenkung (Abb. 4) in den beiden Feldern. Ein vom Punkt P_2 ausgehendes Teilchen gleicher Masse und Geschwindigkeit, das mit dem Öffnungswinkel $\Delta\varphi$ gegen die Hauptbahn s_0 ins Magnetfeld einfällt, wird zwischen den beiden Feldern die gerade Bahn s_2 durchlaufen. Aus Gl. (6) ergibt sich für s_2 in den Koordinaten der Abb. 3 und 4

$$\begin{aligned} y_{\mathrm{m}} = r_{\mathrm{m}}\{&M_1\,\Delta\varphi + M_2\,\beta + M_{11}\,\Delta\varphi^2 + M_{12}\,\Delta\varphi\,\beta + M_{22}\,\beta^2\} \\ - x\{&N_1\,\Delta\varphi + N_2\,\beta + N_{11}\,\Delta\varphi^2 + N_{12}\,\Delta\varphi\,\beta + N_{22}\,\beta^2\}. \end{aligned} \tag{10}$$

Die vom Punkt P_1 und vom Punkt P_2 ausgehenden Teilchen werden die gleichen Bahnen beschreiben, wenn die Gerade s_1 mit der Geraden s_2 zusammenfällt. Das ist offenbar dann der Fall, wenn die beiden Teilchenbahnen für $x=0$ durch denselben Punkt gehen und beide die gleiche Richtung besitzen. Es muß also gelten:

$$y_{\mathrm{e}(x=0)} = y_{\mathrm{m}(x=0)} \tag{11}$$

und

$$\mathrm{d}y_{\mathrm{e}}/\mathrm{d}x = \mathrm{d}y_{\mathrm{m}}/\mathrm{d}x. \tag{12}$$

Aus (9), (10) und (11) ergibt sich

$$\Delta\varphi = \pm \frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}\frac{K_1}{M_1}\,\alpha + \frac{1}{M_1}\left[\pm\frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}K_2 \pm \frac{d}{r_{\mathrm{m}}}L_2 - M_2\right]\beta + \dots \tag{13}$$

Wird damit in (12) $\Delta\varphi$ eliminiert, so erhält man als Bedingung für Doppelfokussierung zweiter Ordnung eine Gleichung von der Form

$$A_1\,\alpha + A_2\,\beta + A_{11}\,\alpha^2 + A_{12}\,\alpha\,\beta + A_{22}\,\beta^2 = 0. \tag{14}$$

Da wir mit den Gln. (1) und (2) Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen bei gerader Bildkurve vorausgesetzt haben, wird automatisch

$$A_1 = A_2 = 0. \tag{15}$$

Die übrigen Größen A sind Abkürzungen für die Ausdrücke

$$A_{11} = \pm L_{11} + N_{11}\frac{K_1^2}{M_1^2}\left(\frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}\right)^2, \qquad \text{a)}$$

$$\begin{aligned} A_{12} = &\pm L_{12} + 2\frac{N_{11}K_1}{M_1^2}\frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}\left[\frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}K_2 + \frac{d}{r_{\mathrm{m}}}L_2 \mp M_2\right] \qquad \text{b)} \\ &\pm \frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}\frac{N_{12}K_1}{M_1}, \end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned} A_{22} = &\pm L_{22} + \frac{N_{11}}{M_1^2}\left[\pm\frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}K_2 \pm \frac{d}{r_{\mathrm{m}}}L_2 - M_2\right]^2 \qquad \text{c)} \\ &+ \frac{N_{12}}{M_1}\left[\pm\frac{r_{\mathrm{e}}}{r_{\mathrm{m}}}K_2 \pm \frac{d}{r_{\mathrm{m}}}L_2 - M_2\right] + N_{22}. \end{aligned}$$

Das obere Vorzeichen gilt bei gleichsinniger, das untere bei gegensinniger Ablenkung. Gl. (14) ist die Bedingung dafür, daß s_1 mit s_2 zusammenfällt und daß ein Strahl, der mit dem Öffnungswinkel α und der Geschwindigkeitsabweichung β vom Punkt P_1 ausgeht, nach Durchlaufen beider Felder in zweiter Näherung durch den Punkt P_2 geht. Sollen alle Teilchen, die in verschiedenen Richtungen mit verschiedenen Geschwindigkeiten vom Punkt P_1 ausgehen, im Punkt P_2 wieder gesammelt werden, so muß Gl. (14) für alle α und β erfüllt sein. Das ist genau dann der Fall, wenn die Koeffizienten A in Gl. (14) einzeln Null werden; es muß also neben Gl. (15), die die Bedingungen für Doppelfokussierung erster Ordnung angibt, gelten:

$$\text{a) } A_{11} = 0, \quad \text{b) } A_{12} = 0, \quad \text{c) } A_{22} = 0. \tag{17}$$

Gl. (17a) gibt die Bedingung für Richtungsfokussierung zweiter Ordnung, also für die Korrektur des Öffnungsfehlers an. Mit den Beziehungen (16a), (4), (5), (7) und (8) erhalten wir dafür

$$(r_{\mathrm{e}}/r_{\mathrm{m}})^2 = \mp L_{11}\,M_1^2/K_1^2\,N_{11}. \tag{18}$$

Durch diese Beziehung wird für einen Massenspektrographen, der bereits Doppelfokussierung erster

Ordnung für alle Massen zeigt, ein Punkt auf der Photoplatte definiert, in dem der Öffnungsfehler korrigiert wird. Gl. (18) hat jedoch nur für jene Ablenkwinkel φ_e und φ_m eine brauchbare Lösung, für welche $(r_e/r_m)^2 > 0$ wird. Außerdem dürfen natürlich die Abstände der Brennpunkte des elektrischen und magnetischen Feldes von den entsprechenden Feldgrenzen, g_e' und g_m'', nicht negativ ausfallen, damit nicht schon die Doppelfokussierung erster Ordnung unmöglich wird. Durch diese drei Bedingungen wird der in Abb. 5 schraffierte Bereich der zulässigen Wertepaare (φ_e, φ_m) definiert. In Abb. 6 sind jene Gebiete der φ_e-φ_m-Ebene angegeben, wo die genannten Bedingungen einzeln verletzt werden. In den Abb. 7a und 7b können die durch Gl. (18) bestimmten r_e/r_m-Werte für verschiedene Ablenkwinkel

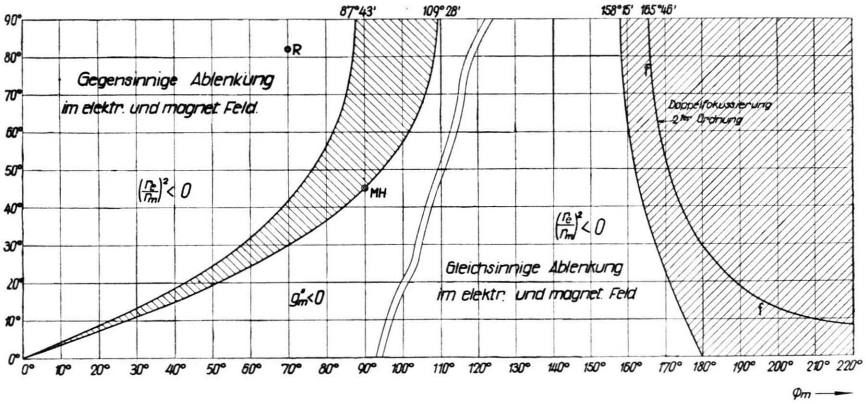

Abb. 5. Das schraffierte Gebiet stellt den Bereich der φ_e-φ_m-Ebene dar, in dem außer Doppelfokussierung erster Ordnung auch noch Richtungsfokussierung zweiter Ordnung $(A_{11}=0)$ möglich ist (φ_e=Ablenkwinkel im elektrischen, φ_m=Ablenkwinkel im magnetischen Feld). Der Apparat von Mattauch-Herzog (M.H.) liegt in diesem Bereich, der von Reuterswärd (R.) nicht. Apparate mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung liegen auf der Kurve f.

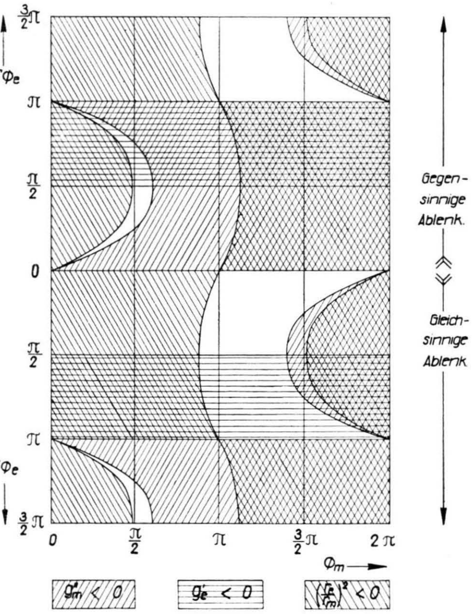

Abb. 6. Die schraffierten Gebiete stellen jene Bereiche der φ_e-φ_m-Ebene dar, in denen keine Doppelfokussierung erster Ordnung ($g_e' < 0$ oder $g_m'' < 0$) oder keine Richtungsfokussierung zweiter Ordnung $[(r_e/r_m)^2 < 0]$ möglich ist. g_e' und g_m'' sind die Abstände der Brennpunkte des elektrischen und magnetischen Feldes von den Feldgrenzen.

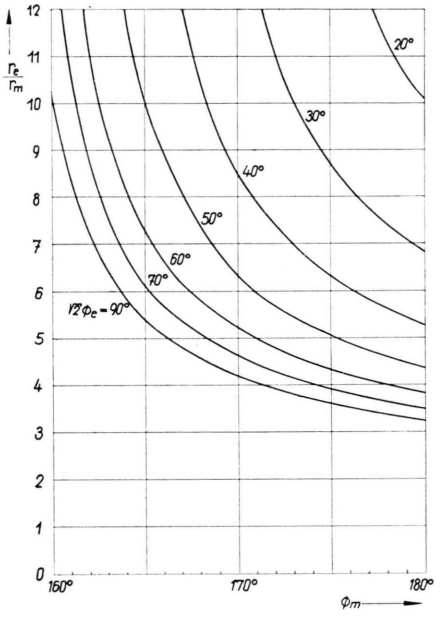

Abb. 7a. Das Verhältnis der Bahnradien r_e/r_m für Richtungsfokussierung zweiter Ordnung $(A_{11}=0)$ für den Fall gleichsinniger Ablenkung bei gleichzeitiger Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen $(A_1=A_2=0)$.

φ_e als Funktion des Ablenkwinkels φ_m abgelesen werden. Abb. 7a gilt für gleichsinnige, Abb. 7b für gegensinnige Ablenkung des Strahls im elektrischen und magnetischen Feld.

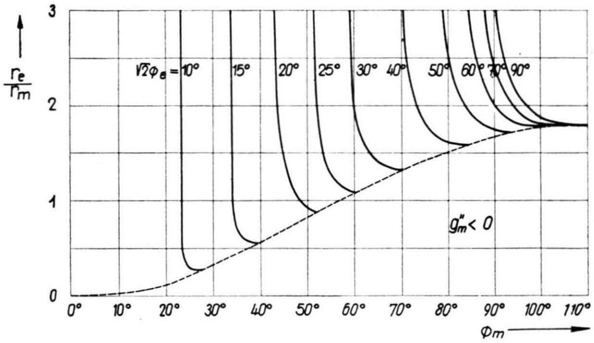

Abb. 7b. Das Verhältnis der Bahnradien r_e/r_m für Richtungsfokussierung zweiter Ordnung ($A_{11}=0$) für den Fall gegensinniger Ablenkung bei gleichzeitiger Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen ($A_1=A_2=0$).

Ist Gl. (17b) erfüllt, so wird die geschwindigkeits- und richtungsbedingte Linienverbreiterung korrigiert (Glied mit $\alpha\,\beta$). Mit Rücksicht auf (16b) erhalten wir als Bedingung für diese Korrektur

$$\frac{d}{r_m} = \mp \frac{1}{L_2}\left\{\pm \frac{r_e}{r_m} K_2 - M_2 + \frac{1}{2}\frac{N_{12} M_1}{N_{11}} + \frac{L_{12} M_1^2}{2 N_{11} K_1}\frac{1}{(r_e/r_m)}\right\}. \tag{19}$$

Soll gleichzeitig auch noch der Öffnungsfehler beseitigt werden, so ist in Gl. (19) mit Hilfe von Gl. (18) r_e/r_m zu eliminieren. Es ist dann

$$\frac{d}{r_m} = \mp \frac{1}{L_2}\left\{\pm \frac{M_1 K_2}{K_1}\sqrt{\mp \frac{L_{11}}{N_{11}}} - M_2 + \frac{N_{12} M_1}{2 N_{11}} + \frac{L_{12} M_1}{2 N_{11}}\sqrt{\mp \frac{N_{11}}{L_{11}}}\right\}. \tag{19'}$$

Die Größen K, L, M und N sind wieder durch die Gln. (4), (5), (7) und (8) gegeben. In den Abb. 8a und 8b ist d/r_m nach Gl. (19′) als Funktion von φ_m mit φ_e als Parameter für Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen dargestellt. Abb. 8a gilt für gleichsinnige, Abb. 8b für gegensinnige Ablenkung.

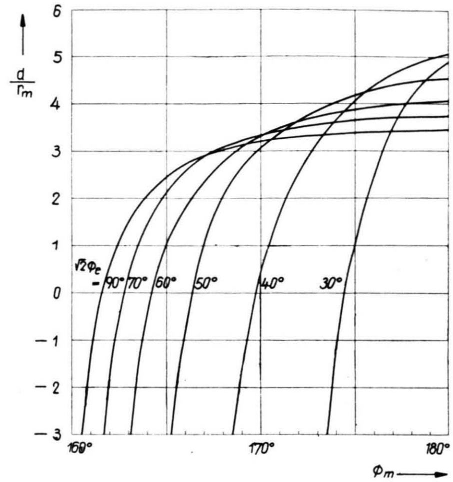

Abb. 8a. Der Abstand d der beiden Felder in Einheiten des Bahnradius r_m im Magnetfeld für gegensinnige Ablenkung bei Richtungsfokussierung zweiter Ordnung ($A_{11}=0$) und gleichzeitiger Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen ($A_1=A_2=0$), wenn auch noch das Glied mit $\alpha\beta$ verschwindet ($A_{12}=0$).

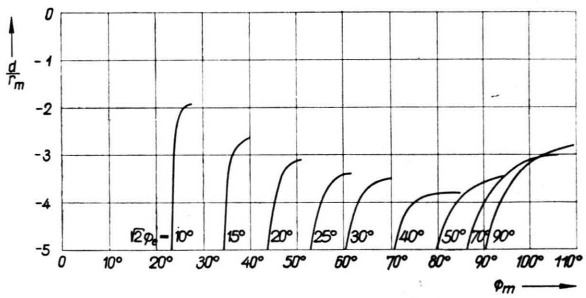

Abb. 8b. Der Abstand d der beiden Felder in Einheiten des Bahnradius r_m im Magnetfeld für gegensinnige Ablenkung bei Richtungsfokussierung zweiter Ordnung ($A_{11}=0$) und gleichzeitiger Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen ($A_1=A_2=0$), wenn auch noch das Glied mit $\alpha\beta$ verschwindet ($A_{12}=0$).

Ist Gl. (17c) erfüllt, so wird die geschwindigkeitsbedingte Linienverbreiterung in zweiter Ordnung korrigiert (Glied mit β^2). Zusammen mit (16c) erhalten wir, da A_{22} in d/r_m quadratisch ist, die beiden Gleichungen:

$$\frac{d}{r_m} = \mp \frac{1}{L_2}\left\{\pm \frac{r_e}{r_m} K_2 - M_2 + \frac{1}{2}\frac{N_{12} M_1}{N_{11}} - M_1\sqrt{\frac{1}{4}\frac{N_{12}^2}{N_{11}^2} - \frac{1}{N_{11}}(N_{22} \pm L_{22})}\right\}, \tag{20a}$$

$$\frac{d}{r_m} = \mp \frac{1}{L_2}\left\{\pm \frac{r_e}{r_m} K_2 - M_2 + \frac{1}{2}\frac{N_{12} M_1}{N_{11}} + M_2\sqrt{\frac{1}{4}\frac{N_{12}^2}{N_{11}^2} - \frac{1}{N_{11}}(N_{22} \pm L_{22})}\right\}, \tag{20b}$$

durch die *eine* Kurvenschar definiert wird. Fordern wir außerdem, daß auch noch der Öffnungsfehler korrigiert sein soll, so muß in diesen Gleichungen r_e/r_m mit Hilfe von (18) eliminiert werden. Es ergibt sich dann:

$$\frac{d}{r_{\mathrm{m}}} = \mp \frac{1}{L_2} \left\{ \pm \frac{M_1 K_2}{K_1} \sqrt{\mp \frac{L_{11}}{N_{11}} - M_2 + \frac{N_{12} M_1}{2 N_{11}}} - M_1 \sqrt{\frac{1}{4} \frac{N_{12}^2}{N_{11}^2} - \frac{1}{N_{11}} (N_{22} \pm L_{22})} \right\}, \quad (20\mathrm{a}')$$

$$\frac{d}{r_{\mathrm{m}}} = \mp \frac{1}{L_2} \left\{ \pm \frac{M_1 K_2}{K_1} \sqrt{\mp \frac{L_{11}}{N_{11}} - M_2 + \frac{N_{12} M_1}{2 N_{11}}} + M_1 \sqrt{\frac{1}{4} \frac{N_{12}^2}{N_{11}^2} - \frac{1}{N_{11}} (N_{22} \pm L_{22})} \right\}. \quad (20\mathrm{b}')$$

Die Größen K, L, M und N können wieder aus den Gln. (4), (5), (7) und (8) entnommen werden. Aus den Abb. 9a und 9b kann für den Fall, daß die

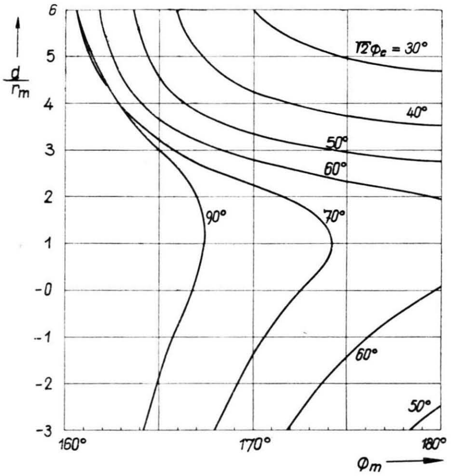

Abb. 9a. Der Abstand d der beiden Felder in Einheiten des Bahnradius r_{m} im Magnetfeld für gleichsinnige Ablenkung bei Richtungsfokussierung zweiter Ordnung ($A_{11}=0$) und gleichzeitiger Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen ($A_1=A_2=0$), wenn auch noch das Glied β^2 verschwindet ($A_{22}=0$).

Gl. (20a′) bzw. (20b′) erfüllt ist, d/r_{m} als Funktion von φ_{m} für verschiedene φ_{e} entnommen werden.

Wenn in einem Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen, auch noch Doppelfokussierung zweiter Ordnung für eine Masse erreicht werden soll, müssen gleichzeitig die Gln. (18), (19) und (20a) bzw. (20b) erfüllt

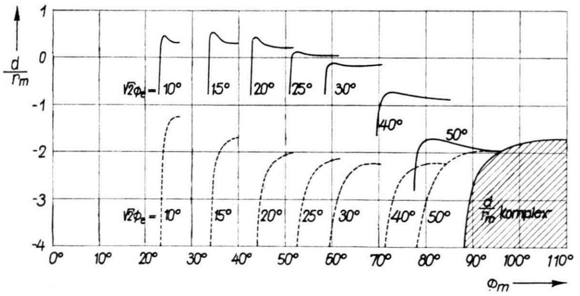

Abb. 9b. Der Abstand d der beiden Felder in Einheiten des Bahnradius r_{m} im Magnetfeld für gegensinnige Ablenkung bei Richtungsfokussierung zweiter Ordnung ($A_{11}=0$) und gleichzeitiger Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen ($A_1=A_2=0$), wenn auch noch das Glied β^2 verschwindet ($A_{22}=0$).

sein. Wir erhalten die Bedingung dafür, wenn wir die Ausdrücke (19) und (20a) bzw. (20b) für d/r_{m} einander gleichsetzen und darin mit Hilfe von (18) $r_{\mathrm{e}}/r_{\mathrm{m}}$ eliminieren. Es ergibt sich auf diese Weise

$$\mp \left[\frac{1}{4} \frac{L_{12}^2}{L_{11}} - L_{22} \right] = \frac{1}{4} \frac{N_{12}^2}{N_{11}} - N_{22}. \quad (21)$$

Das obere Vorzeichen gilt für gleichsinnige, das untere für gegensinnige Ablenkung. Die Größen L und N können aus den Gln. (5) und (8) entnommen werden.

Gl. (21) hat nur für gleichsinnige Ablenkung eine brauchbare Lösung, durch welche in Abb. 5 die Kurve f bestimmt wird. Für einen Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen ist demnach bei gegensinniger Ablenkung des Strahls im elektrischen und im magnetischen Feld Doppelfokussierung zweiter Ordnung nicht zu erreichen, denn das nach Gl. (19′) berechnete d/r_{m} wird dann negativ (s. Abb. 8b).

Um in einem Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen längs einer Geraden zusätzlich Doppelfokussierung zweiter Ordnung für eine Masse zu erhalten, muß also das Verhältnis der Bahnradien $r_{\mathrm{e}}/r_{\mathrm{m}}$ und der Abstand d der beiden Ablenkfelder passend gewählt werden. Man bestimmt dazu mit Hilfe von Gl. (21) bzw. mit Hilfe der Kurve f in Abb. 5 für die Ablenkwinkel ein geeignetes Wertepaar φ_{e} und φ_{m} und berechnet

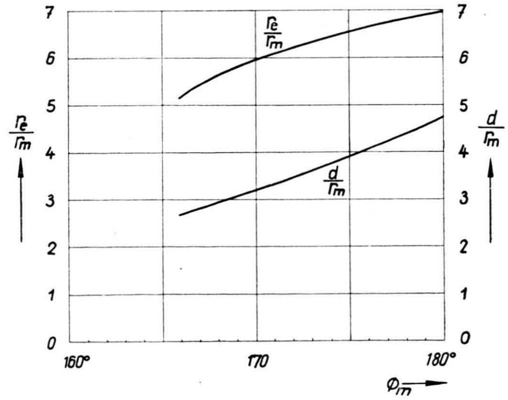

Abb. 10. Das Verhältnis der Bahnradien $r_{\mathrm{e}}/r_{\mathrm{m}}$ und der Abstand d der beiden Felder in Einheiten des Bahnradius r_{m} im Magnetfeld bei Doppelfokussierung zweiter Ordnung ($A_1=A_2=A_{11}=A_{12}=A_{22}=0$).

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
φ_e	7°4′	20°46′	35°21′	42°47′	48°26′	52°41′	58°6′	60°0′	63°38′
φ_m	208°23′	180°0′	170°42′	168°11′	166°59′	166°23′	165°55′	165°50′	165°48′
r_e/r_m	7,15	6,97	6,04	5,67	5,43	5,29	5,17	5,15	5,09
g_e'/r_m	28,67	8,76	3,59	2,27	1,51	1,04	0,50	0,33	0,00
d/r_m	11,92	4,77	3,28	2,97	2,82	2,74	2,68	2,67	2,65
ε'	6°58′	−19°7′	−32°4′	−35°58′	−37°58′	−39°1′	−39°51′	−40°1′	−40°5′
ε''	14°11′	0,000°	− 4°39′	− 5°54′	− 6°31′	− 6°49′	− 7°2′	− 7°5′	− 7°3′
g_m''/r_m	7,18	2,88	2,00	1,81	1,73	1,68	1,65	1,64	1,64
ω	74°20′	55°16′	47°21′	45°33′	44°40′	44°12′	43°51′	43°47′	43°40′
L/r_m	52,29	22,08	15,57	14,22	13,56	13,23	12,98	12,93	12,83
D/r_m	3,48	1,76	1,47	1,41	1,39	1,38	1,37	1,36	1,36

Tab. 1. Beispiele für in zweiter Ordnung doppelfokussierende Massenspektrographen. Die Typen 2, 3, 4 und 7 sind in Abb. 11 maßstabsgetreu dargestellt.

φ_e, φ_m = Ablenkwinkel im Zylinderkondensator bzw. im Magnetfeld. r_e, r_m = Bahnradius im elektrischen bzw. magnetischen Feld. g_e', g_m'' = Abstand des Brennpunkts des elektrischen bzw. magnetischen Feldes von der Feldgrenze. ε', ε'' = Ein- und Austrittswinkel des Strahls am Magnetfeld. ω = Einfallswinkel auf die Photoplatte. L = Gesamtstrahlenlänge vom Gegenstand (P_1 in Abb. 3) bis zur Photoplatte.

$$D = \frac{1-\cos\varphi_m}{2\cos\omega}\cdot r_m = \text{Dispersionskoeffizient.}$$

dazu nach den Gln. (18) und (19) r_e/r_m und d/r_m. Das Verhältnis der Bahnradien kann in diesem Falle auch aus der oberen Kurve, der Abstand d der beiden Felder aus der unteren Kurve der Abb. 10 entnommen werden.

Wir haben für eine Reihe typischer Fälle die wichtigsten Daten für Massenspektrographen, die Doppelfokussierung erster Ordnung entlang der ganzen Photoplatte und Doppelfokussierung zweiter Ordnung in der Mitte der Photoplatte zeigen, in Tab. 1 zusammengestellt. Abb. 11 zeigt den Verlauf des Hauptstrahls in einigen von diesen Apparaten.

Am Schluß möchten wir Herrn Professor Dr. J. Mattauch für die Förderung unserer Arbeit bestens danken.

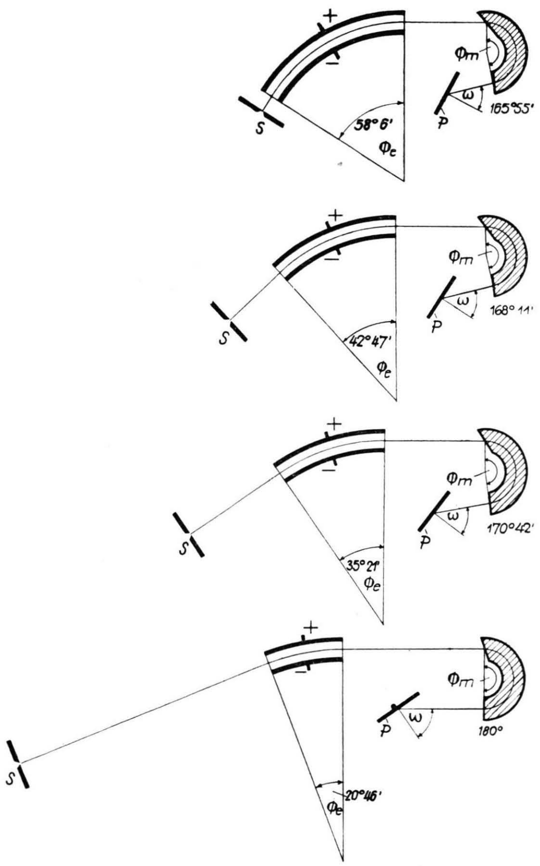

Abb. 11. Mittelbahnen einiger von den in Tab. 1 angegebenen in zweiter Ordnung doppelfokussierenden Massenspektrographen.