

nämlich die axiale Brechkraft wesentlich stärker sein als die radiale, so daß α^2 bzw. β^2 im oben angegebenen Bereich liegen kann. Das gilt für ein Einzelfeld ebenso wie für eine Tandem-Anordnung aus zwei Feldern.

Ein Beispiel eines Massenspektrometers, wo dieses Abbildungsprinzip angewendet wird, ist in der folgenden Notiz³ behandelt.

Als weiteres Anwendungsbeispiel soll ein Toroidkondensator angegeben werden, der bei symmetrischem

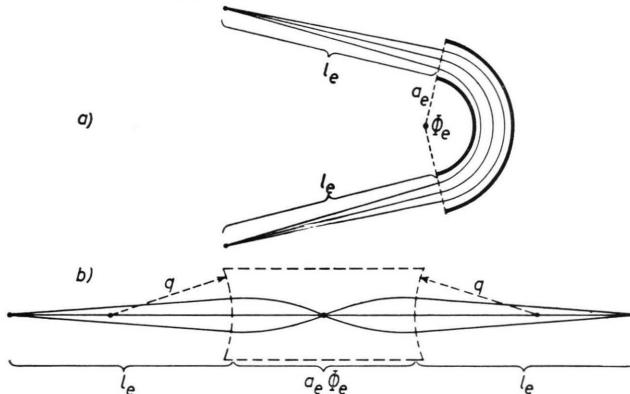


Abb. 1. Schematischer Strahlengang [a) radial, b) axial, in die Zeichenebene abgewickelt] eines stigmatisch abbildenden bildfehlerfreien Toroidkondensators.

Strahlengang in der Mitte ein axiales Zwischenbild aufweist (Abb. 1). Man kann sich das Sektorfeld mit dem Sektorwinkel Φ_e zusammengesetzt denken aus zwei Sektorfeldern mit dem Sektorwinkel $\Phi_e/2$. Dann ist die Ding- und Bildweite $l_{re}' = l_{re}'' = l_{ze}' = l_{ze}'' = l_e$ des ganzen Sektorfeldes gleich dem radialen Brennpunktsabstand des halben Sektorfeldes und die axiale Bildweite

³ H. WACHSMUTH, H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 844 [1959].

⁴ H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 680 [1959].

⁵ H. A. TASMAN u. A. J. H. BOERBOOM, Z. Naturforschg. **14 a**, 121 [1959].

des halben Sektorfeldes gleich Null. Durch Einsetzen in die axiale Abbildungsgleichung¹ des halben Sektorfeldes $(l_z' - g_z)(l_z'' - g_z) = f_z^2$ erhält man damit

$$\left(\frac{a_e}{z \operatorname{tg} \alpha \Phi_e/2} - \frac{a_e}{\sqrt{c} \operatorname{tg} \sqrt{c} \Phi_e/2} \right) \left(-\frac{a_e}{\sqrt{c} \operatorname{tg} \sqrt{c} \Phi_e/2} \right) = \frac{a_e^2}{c \sin^2 \sqrt{c} \Phi_e/2}. \quad (1)$$

Daraus folgt mit $c = 2 - \alpha^2$ die Bedingungsgleichung

$$\sqrt{2/\alpha^2 - 1} = -\operatorname{tg} \alpha \Phi_e/2 \cdot \operatorname{tg} \sqrt{c} \Phi_e/2. \quad (2)$$

Bei Vorgabe von $2/\alpha^2 = 10$ ergeben sich daraus folgende Daten:

$$c = 1,8; \quad l_e = 3,275 a_e; \quad \Phi_e = 153,3^\circ.$$

Die Korrektion der Öffnungsfehler radialer und axialer Herkunft erfolgt analog wie bei den von EWALD⁴ beschriebenen öffnungsfehlerfreien Kugelkondensatoren durch geeignete Wahl des R_e' und durch zylindrische Krümmung der beiden Stirnflächen des Kondensators mit dem Krümmungsradius $q' = q'' = q$. Die Rechnung ergibt $R_e' = 0,4674$; $q = 1,805 a_e$.

Ein solcher Toroidkondensator hat bei gleicher Lichtstärke eine fünfmal so große Dispersion und Auflösung wie ein Kugelkondensator von gleichem mittleren Bahnradius a_e . Ein technischer Nachteil ist der größere Sektorwinkel.

Analoge Beispiele sind auch für den Fall des radial inhomogenen Magnetfeldes möglich, wobei sich allerdings Sektorwinkel größer als 180° ergeben, falls man es nicht vorzieht, zwei 90° -Sektorfelder in Tandem-Anordnung zu schalten. Auch hier ist eine Bildfehlerkorrektion unter Auswertung der von TASMAN, BOERBOOM und WACHSMUTH⁵⁻⁸ berechneten Bildfehlerkoeffizienten möglich.

⁶ A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 816 [1959].

⁷ H. WACHSMUTH, A. J. H. BOERBOOM u. H. A. TASMAN, Z. Naturforschg. **14 a**, 818 [1959].

⁸ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 822 [1959].

Linsen, ein Toroidkondensator (dessen Bildfehlerkoeffizienten, s. Anm.²) und ein magnetisches Sektorfeld zwischen konischen Polschuhen (dessen Bildfehlerkoeffizienten, s. Anm.^{3, 4}), werden so hintereinandergeschaltet (s. Abb. 1), daß die vom Mittelpunkt des Eintrittspaltes ausgehenden Ionenstrahlen zwischen den Feldern in radialer Richtung parallel verlaufen, in axialer Richtung ein Zwischenbild erzeugen und bezüglich beider Richtungen im radialen Brennpunkt des Magnetfeldes fokussiert werden.

Die Proportionalitätsfaktoren der zu α_{re}^2 , $\alpha_{re} \beta$ und β^2 proportionalen Bildfehler für Tandemsysteme, B_{11} , B_{12} und B_{22} , sind von HINTENBERGER und KÖNIG⁵ für homogene Magnetfelder angegeben worden. Sie gelten

⁴ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 822 [1959].

⁵ H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforschg. **12 a**, 140 [1957].

Doppelfokussierende bildfehlerfreie Massenspektrometer mit besonders hoher Auflösung und Dispersion

Von H. WACHSMUTH, H. LIEBL und H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. **14 a**, 841–846 [1959]; eingegangen am 1. Juli 1959)

Es werden die Ergebnisse der Berechnungen von Massenspektrometern angegeben, die nach dem in der vorangehenden Notiz¹ dargelegten Abbildungsprinzip arbeiten sollen und einen Achsenpunkt bis zur zweiten Ordnung radial bildfehlerfrei abbilden können. Die

¹ H. LIEBL, Z. Naturforschg. **14 a**, 843 [1959].

² H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. **12 a**, 28 [1957].

³ A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 816 [1959].



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-NonDerivs 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.

auch für radial inhomogene magnetische Sektorfelder, wenn in sie die für diesen Fall berechneten μ_{ik} und ν_{ik} (s. Anm. 3, 4, 6) eingesetzt werden.

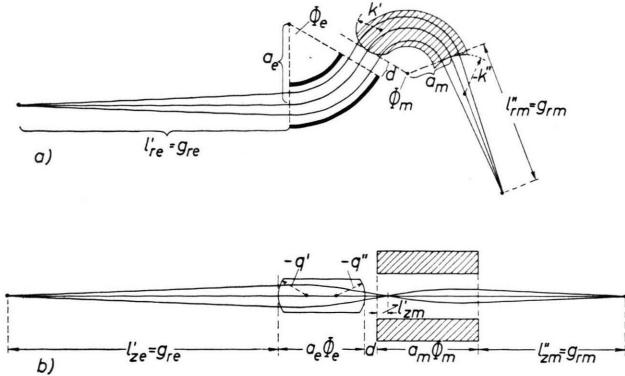


Abb. 1. Strahlengang: a) radial, b) axial, in die Zeichen-ebene abgewickelt.

Der Proportionalitätsfaktor des zu α_{ze}^2 proportionalem radialen Öffnungsfehlers axialer Herkunft lautet:

$$B_{33} = \pm S_{1a} L_{33} \pm S_{1b} T_{33} + S_{33a} P^2 \quad (1)$$

$$+ S_{33b} P \left(\frac{a_e}{a_m} P_3 + \frac{d}{a_m} Q_3 \right) + S_{33c} \left(\frac{a_e}{a_m} P_3 + \frac{d}{a_m} Q_3 \right)^2.$$

Das obere Vorzeichen gilt für gleichsinnige, das untere für gegensinnige Ablenkung. Die Bedeutung der Faktoren S_{ik} , L_{33} , T_{33} , P_3 und Q_3 geht aus früheren Arbeiten hervor^{5, 2}. Der allgemeine Ausdruck für P ist in einer der vorangehenden Notizen⁷ angegeben. Die in den Faktoren S_{ik} ($i, k = 33a, 33b, 33c$) enthaltenen Größen μ_{ik} und ν_{ik} sind im gleichen Heft veröffentlicht^{3, 4, 8}.

Die Bedingung für das axiale Zwischenbild heißt:

$$\frac{d}{a_m} = \frac{a_e}{a_m} \frac{l''_ze}{a_e} + \frac{l''_zm}{a_m}. \quad (2)$$

Eine weitere Bedingungsgleichung müssen die Linsendaten erfüllen, wenn die Neigungen der Richtungs- und der Energiefokussierungskurve im Bildpunkt gleich sein sollen^{9, 10}:

$$dy_E/dx_E = dy_R/dx_R. \quad (3)$$

Für die vorliegenden Beispiele wurde $\varepsilon' = \varepsilon'' = 0$ gewählt. Gl. (3) lautet dann (wegen $L_1 = 0$ und nach Einfüsetzen der Ausdrücke für die μ_{ik} und ν_{ik} ^{3, 4}):

Φ_m	Φ_e	χ^2	σ^2	R'_e	$\frac{g_{re}}{a_e}$	$\frac{q'}{a_e} = \frac{q''}{a_e} = \frac{q}{a_e}$	$\frac{l''_{ze}}{a_e}$	$\frac{a_e}{a_m}$	$\frac{d}{a_m}$	$\frac{l''_{zm}}{a_m}$	$\frac{k'}{a_m}$	$\frac{k''}{a_m}$	$\frac{g_{rm}}{a_m}$	arc $n_{R,E}$
128° 36'	61° 21'	1/4	1/9	-1,419	3,371	-0,34	0,297	1,8	0,292	-0,244	0,539	-0,89	3,232	24° 20'

Tab. 1.

⁶ H. A. TASMAN u. A. J. H. BOERBOOM, Z. Naturforschg. **14a**, 121 [1959].

⁷ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **14a**, 842 [1959].

⁸ H. WACHSMUTH, A. J. H. BOERBOOM u. H. A. TASMAN, Z. Naturforschg. **14a**, 818 [1959].

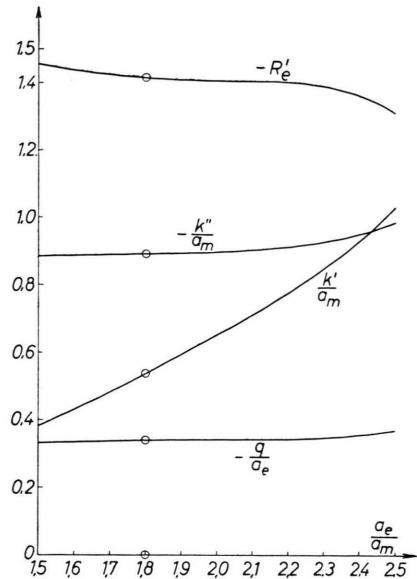


Abb. 2. Abhängigkeit der Größen R'_e , k'/a_m , k''/a_m und $q'/a_e = q''/a_e = q/a_e$ vom Radienverhältnis a_e/a_m . Die markierten Werte gelten für das in Tab. 1 und Abb. 1 gebrachte Beispiel.

$$3 n \sigma \Phi_m (1 + \cos \sigma \Phi_m) + (6 - 5 n) \cos \sigma \Phi_m \sin \sigma \Phi_m - 7 n \sin \sigma \Phi_m = 0. \quad (4)$$

(Bezüglich n und σ , siehe vorangehende Notiz¹!) Für die hier berechneten Apparate wurde $n = 8/9$ gewählt; Gl. (4) liefert dann den Ablenkinkel im Magnetfeld

$$\Phi_m = 128^\circ 36'.$$

Die Größen Φ_e und g_{rm}/a_m folgen aus den Bedingungsgleichungen für Doppelfokussierung 1. Näherung.

Die Bildfehlerkoeffizienten B_{11} , B_{12} und B_{22} wurden durch spezielle Wahl des Radienverhältnisses a_e/a_m , des Differentialquotienten R'_e ^{11, 7} und der Krümmungsradien der Ein- und Austrittsgrenze des Magnetfeldes k'/a_m und k''/a_m zu Null gemacht.

Die Bedingung $B_{33} = 0$ ist dann noch durch zylindrische Krümmung der Stirnseiten des Toroidkondensators¹² zu erfüllen. Zusammengehörende Werte dieser Größen sind in Abb. 2 aufgetragen. In Tab. 1 sind die Daten der in Abb. 1 gezeichneten Anordnung zusammengestellt.

⁹ H. LIEBL, Z. Naturforschg. **13a**, 490 [1958].

¹⁰ H. LIEBL, Optik **16**, 19 [1959].

¹¹ H. EWALD, Z. Naturforschg. **14a**, 198 [1957].

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

In einem solchen Tandemsystem ist, wie sich leicht zeigen läßt, das Auflösungsvermögen proportional $2/\alpha^2$, also nur vom elektrischen Feld, die Dispersion proportional $1/\sigma^2$, also nur vom Magnetfeld abhängig. Wie aus Tab. 1 hervorgeht, ergibt sich für das hierin ange-

gebene Beispiel ein 8-mal so hohes Auflösungsvermögen und eine 9-mal so große Dispersion wie für ein Massenspektrometer mit Zylinderkondensator und homogenem Magnetfeld bei gleichen Bahnradien und ebenfalls radial parallelem Strahlenverlauf zwischen den Feldern.

Einseitige Erdung des Ablenkkondensators in Massenspektrographen

Von H. LIEBL und H. WACHSMUTH

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. 14 a, 846—847 [1959]; eingegangen am 20. Juli 1959)

Häufig ist es zweckmäßig, den Ablenkkondensator in Massenspektrographen oder -metern einseitig zu erden, besonders bei Verwendung eines Netzgerätes zur Erzeugung der Ablenkspannung U_A . Dabei sind folgende Tatsachen zu berücksichtigen:

1. Die bisherigen Ionenbahnberechnungen^{1, 2} beziehen sich auf den Fall, daß der Hauptstrahl, für den $eE_0 = m v_0^2/a_e$ gilt, das elektrische Feld auf der Nullpotentialfläche passiert. In diesem Fall haben Ionen mit etwas verschiedener Energie $e(V_0 + \Delta V) = eV$ außerhalb und innerhalb des Kondensators in Punkten der Mittelbahn die gleiche relative Energiedifferenz^{*}

$$\eta = \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V - V_0}{V_0}.$$

Im Fall unsymmetrischer oder einseitiger Erdung des Kondensators laufen die Ionen auf der Mittelbahn (Radius $a_e = \frac{1}{2}(r_a + r_b)$; r_a, r_b bedeuten die radialen Krümmungsradien der inneren bzw. äußeren Elektrode) auf dem Potential U_m , so daß Ionen mit etwas verschiedener Energie im Kondensator in Punkten der Mittelbahn die relative Energiedifferenz

$$\eta_i = \frac{(V - U_m) - (V_0 - U_m)}{V_0 - U_m} = \frac{V - V_0}{V_0 - U_m}$$

bzw. die relative Geschwindigkeitsdifferenz

$$\beta_i = \frac{\sqrt{V - U_m} - \sqrt{V_0 - U_m}}{\sqrt{V_0 - U_m}},$$

im Außenraum jedoch

$$\eta_a = \frac{V - V_0}{V_0} \quad \text{bzw.} \quad \beta_a = \frac{\sqrt{V} - \sqrt{V_0}}{\sqrt{V_0}}$$

besitzen. Für den Zusammenhang zwischen β_i und β_a ergibt sich daraus bis zu quadratischen Gliedern in β mit $\delta = U_m/V_0$:

$$\beta_i = \frac{1}{1 - \delta} \beta_a - \frac{\delta}{2(1 - \delta)^2} \beta_a^2. \quad (1)$$

¹ H. EWALD u. H. HINTENBERGER, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie; Chemie-Verlag, Weinheim 1953.

² H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 12 a, 28 [1957].

* Diejenigen Energieänderungen, die solche Ionen innerhalb des Kondensators zusätzlich deswegen erfahren, weil sie

In der Gleichung des aus dem Kondensator austretenden Strahles² stand bisher die im Außenraum bestehende relative Geschwindigkeitsabweichung der Ionen, β , was streng genommen nur für $U_m = 0$ gilt und wofür nun Gl. (1) einzusetzen ist. Die Strahlaustrittsgleichung lautet damit:

$$\begin{aligned} y_e'' = & a_e \left[K_1 \alpha_{re} + \frac{K_2}{1 - \delta} \beta_a + K_{11} \alpha_{re}^2 + \frac{K_{12}}{1 - \delta} \alpha_{re} \beta_a \right. \\ & \left. + \frac{1}{(1 - \delta)^2} \left(K_{22} - \frac{\delta}{2} K_2 \right) \beta_a^2 + \dots \right] \\ & + x_e'' \left[L_1 \alpha_{re} + \frac{L_2}{1 - \delta} \beta_a + L_{11} \alpha_{re}^2 + \frac{L_{12}}{1 - \delta} \alpha_{re} \beta_a \right. \\ & \left. + \frac{1}{(1 - \delta)^2} \left(L_{22} - \frac{\delta}{2} L_2 \right) \beta_a^2 + \dots \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Der Geschwindigkeitsdispersionskoeffizient³ ist also von der Erdung der Ablenkspannung abhängig und lautet

$$D_e = \frac{1}{1 - \delta} \left(K_2 + \frac{l_e''}{a_e} L_2 \right). \quad (3)$$

In gleicher Weise ändert sich die Geschwindigkeitsfokussierungsbedingung für doppelfokussierende Tandemsysteme^{1, 4}:

$$\pm S_{1a} L_2 \pm S_{1b} T_2 + (1 - \delta) S_{2a} = 0. \quad (4)$$

In den Bildfehlerkoeffizienten⁴ B_{ik} sind folgende L_{ik} und T_{ik} durch die für den Fall unsymmetrischer Erdung der Ablenkspannung geltenden $L_{ik, u}$ und $T_{ik, u}$ zu ersetzen:

$$\left. \begin{aligned} L_{12, u} &= \frac{1}{1 - \delta} L_{12}, \quad L_{22, u} = \frac{1}{(1 - \delta)^2} \left(L_{22} - \frac{\delta}{2} L_2 \right), \\ T_{12, u} &= \frac{1}{1 - \delta} T_{12}, \quad T_{22, u} = \frac{1}{(1 - \delta)^2} \left(T_{22} - \frac{\delta}{2} T_2 \right). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Zahlenbeispiel: In Tab. 1 sind die Daten zweier in 2. Ordnung doppelfokussierender Tandemsysteme mit gleichem Magnetfeld ($\Phi_m = 128,5^\circ$) und gleicher Inhomogenität des elektrischen bzw. Magnetfeldes ($\alpha^2 = \frac{1}{4}$, $\sigma^2 = \frac{1}{6}$) gegenübergestellt, von denen das eine⁵ (a) mit $U_m = 0$, das andere (b) mit einseitig geerdetem Kondensator arbeiten soll ($\delta = 0,039$).

Bei Apparaten, bei welchen die Geschwindigkeitsdispersion des elektrischen Feldes für $U_m = 0$ berechnet ist, muß somit schon in erster Ordnung die Abbildung bei stark unsymmetrischer Ablenkspannung wegen der nicht mehr erfüllten Geschwindigkeitsfokussierungsbedingung

nicht mehr auf der Mittelbahn bleiben, sind schon bei der Lösung der Bewegungsgleichung² berücksichtigt.

³ s. Anm. 1, S. 72, dort als K_e'' bezeichnet.

⁴ H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforschg. 12 a, 140 [1957].

⁵ H. WACHSMUTH, H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 844 [1959].