

nämlich die axiale Brechkraft wesentlich stärker sein als die radiale, so daß  $\kappa^2$  bzw.  $\sigma^2$  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 Notiz<sup>3</sup> behandelt.

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

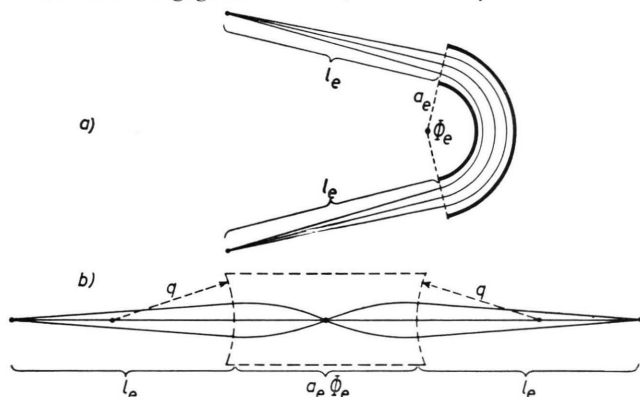


Abb. 1. Schematischer Strahlengang [a] radial, b) axial, in die Zeichenebene abgewinkelt] eines stigmatisch abbildenden bildfehlerfreien Toroidkondensators.

Strahlengang in der Mitte ein axiales Zwischenbild aufweist (Abb. 1). Man kann sich das Sektorfeld mit dem Sektorwinkel  $\Phi_e$  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 Brennpunkt Abstand des halben Sektorfeldes und die axiale Bildweite

des halben Sektorfeldes gleich Null. Durch Einsetzen in die axiale Abbildungsgleichung<sup>1</sup> des halben Sektorfeldes  $(l_z' - g_z)(l_z'' - g_z) = f_z^2$  erhält man damit

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

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

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

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

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

Die Korrektur der Öffnungsfehler radialer und axialer Herkunft erfolgt analog wie bei den von EWALD<sup>4</sup> 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  $180^\circ$  ergeben, falls man es nicht vorzieht, zwei  $90^\circ$ -Sektorfelder in Tandem-Anordnung zu schalten. Auch hier ist eine Bildfehlerkorrektur unter Auswertung der von TASMAN, BOERBOOM und WACHSMUTH<sup>5-8</sup> berechneten Bildfehlerkoeffizienten möglich.

<sup>3</sup> H. WACHSMUTH, H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforsch. **14 a**, 844 [1959].

<sup>4</sup> H. EWALD, Z. Naturforsch. **14 a**, 680 [1959].

<sup>5</sup> H. A. TASMAN u. A. J. H. BOERBOOM, Z. Naturforsch. **14 a**, 121 [1959].

<sup>6</sup> A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. **14 a**, 816 [1959].

<sup>7</sup> H. WACHSMUTH, A. J. H. BOERBOOM u. H. A. TASMAN, Z. Naturforsch. **14 a**, 818 [1959].

<sup>8</sup> H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. **14 a**, 822 [1959].

## Doppelfokussierende bildfehlerfreie Massenspektrometer mit besonders hoher Auflösung und Dispersion

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

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforsch. **14 a**, 844–846 [1959]; eingegangen am 1. Juli 1959)

Es werden die Ergebnisse der Berechnungen von Massenspektrometern angegeben, die nach dem in der vorangehenden Notiz<sup>1</sup> dargelegten Abbildungsprinzip arbeiten sollen und einen Achsenpunkt bis zur zweiten Ordnung radial bildfehlerfrei abbilden können. Die

<sup>1</sup> H. LIEBL, Z. Naturforsch. **14 a**, 843 [1959].

<sup>2</sup> H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforsch. **12 a**, 28 [1957].

<sup>3</sup> A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. **14 a**, 816 [1959].

Linsen, ein Toroidkondensator (dessen Bildfehlerkoeffizienten, s. Anm.<sup>2</sup>) und ein magnetisches Sektorfeld zwischen konischen Polschuhen (dessen Bildfehlerkoeffizienten, s. Anm.<sup>3,4</sup>), 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  $\alpha_{re}^2$ ,  $\alpha_{re} \beta$  und  $\beta^2$  proportionalen Bildfehler für Tandemsysteme,  $B_{11}$ ,  $B_{12}$  und  $B_{22}$ , sind von HINTENBERGER und KÖNIG<sup>5</sup> für homogene Magnetfelder angegeben worden. Sie gelten

<sup>4</sup> H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. **14 a**, 822 [1959].

<sup>5</sup> H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforsch. **12 a**, 140 [1957].



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

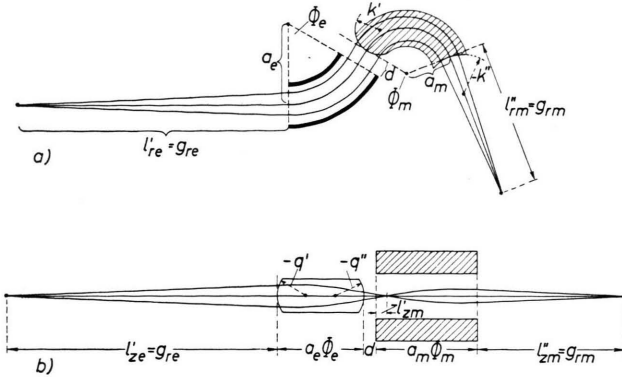


Abb. 1. Strahlengang: a) radial, b) axial, in die Zeichenebene abgewinkelt.

Der Proportionalitätsfaktor des zu  $\alpha_{ze}^2$  proportionalen radialen Öffnungsfehlers axialer Herkunft lautet:

$$B_{33} = \pm S_{1a} L_{33} \pm S_{1b} T_{33} + S_{33a} P^2 + S_{33b} P \left( \frac{a_e}{a_m} P_3 + \frac{d}{a_m} Q_3 \right) + S_{33c} \left( \frac{a_e}{a_m} P_3 + \frac{d}{a_m} Q_3 \right)^2. \quad (1)$$

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<sup>3, 2</sup>. Der allgemeine Ausdruck für  $P$  ist in einer der vorangehenden Notizen<sup>7</sup> angegeben. Die in den Faktoren  $S_{ik}$  ( $i, k = 33a, 33b, 33c$ ) enthaltenen Größen  $\mu_{ik}$  und  $\nu_{ik}$  sind im gleichen Heft veröffentlicht<sup>3, 4, 8</sup>.

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<sup>9, 10</sup>:

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

Für die vorliegenden Beispiele wurde  $\varepsilon' = \varepsilon'' = 0$  gewählt. Gl. (3) lautet dann (wegen  $L_1 = 0$  und nach Einsetzen der Ausdrücke für die  $\mu_{ik}$  und  $\nu_{ik}$ <sup>3, 4</sup>):

$\Phi_m$	$\Phi_e$	$\kappa^2$	$\sigma^2$	$R'_e$	$\frac{g_{re}}{a_e}$	$\frac{q'}{a_e} = \frac{q''}{a_e} = \frac{q}{a_e}$	$\frac{l'_{ze}}{a_e}$	$\frac{a_e}{a_m}$	$\frac{d}{a_m}$	$\frac{l'_{zm}}{a_m}$	$\frac{k'}{a_m}$	$\frac{k''}{a_m}$	$\frac{g_{rm}}{a_m}$	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.

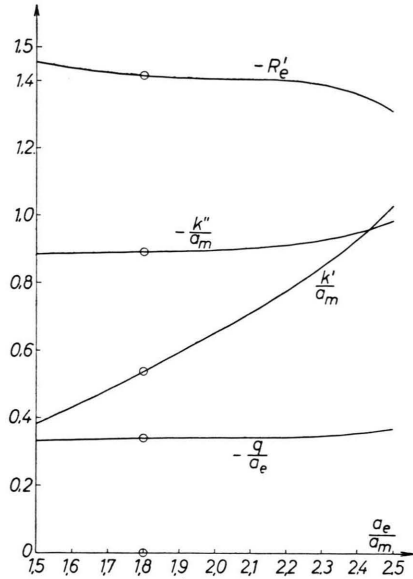


Abb. 2. Abhängigkeit der Größen  $R'_e$ ,  $k'/a_m$ ,  $k''/a_m$  und  $q'/a_e = q''/a_e = q/a_e$  vom Radienverhältnis  $a_e/a_m$ . Die markierten Werte gelten für das in Tab. 1 und Abb. 1 gebrachte Beispiel.

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

(Bezüglich  $n$  und  $\sigma$ , siehe vorangehende Notiz<sup>11</sup>!) Für die hier berechneten Apparate wurde  $n = 8/9$  gewählt; Gl. (4) liefert dann den Ablenkwinkel im Magnetfeld  $\Phi_m = 128^\circ 36'$ .

Die Größen  $\Phi_e$  und  $g_{rm}/a_m$  folgen aus den Bedingungen 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  $R'_e$ <sup>11, 7</sup> 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 Toroidkondensators<sup>12</sup> zu erfüllen. Zusammengehörende Werte dieser Größen sind in Abb. 2 aufgetragen. In Tab. 1 sind die Daten der in Abb. 1 gezeichneten Anordnung zusammengestellt.

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

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

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

<sup>9</sup> H. LIEBL, Z. Naturforschg. **13 a**, 490 [1958].

<sup>10</sup> H. LIEBL, Optik **16**, 19 [1959].

<sup>11</sup> H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 198 [1957].

<sup>12</sup> H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **12 a**, 541 [1957].

In einem solchen Tandemsystem ist, wie sich leicht zeigen läßt, das Auflösungsvermögen proportional  $2/\kappa^2$ , 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 Ablenk Kondensators 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 Ablenk Kondensator 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<sup>1, 2</sup> beziehen sich auf den Fall, daß der Hauptstrahl, für den  $e E_0 = m v_0^2/a_e$  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  $\beta_i$  und  $\beta_a$  ergibt sich daraus bis zu quadratischen Gliedern in  $\beta$  mit  $\delta = U_m/V_0$ :

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

In der Gleichung des aus dem Kondensator austretenden Strahles<sup>2</sup> stand bisher die im Außenraum bestehende relative Geschwindigkeitsabweichung der Ionen,  $\beta$ , was streng genommen nur für  $U_m = 0$  gilt und wofür nun Gl. (1) einzusetzen ist. Die Strahlaustrittsgleichung lautet damit:

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

Der Geschwindigkeitsdispersionskoeffizient<sup>3</sup> 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<sup>1, 4</sup>:

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

In den Bildfehlerkoeffizienten<sup>4</sup>  $B_{ik}$  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 ( $\kappa^2 = \frac{1}{4}$ ,  $\sigma^2 = \frac{1}{3}$ ) gegenübergestellt, von denen das eine<sup>5</sup> (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

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

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

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

nicht mehr auf der Mittelbahn bleiben, sind schon bei der Lösung der Bewegungsgleichung<sup>2</sup> berücksichtigt.

<sup>3</sup> s. Anm. <sup>1</sup>, S. 72, dort als  $K_e''$  bezeichnet.

<sup>4</sup> H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforschg. **12 a**, 140 [1957].

<sup>5</sup> H. WACHSMUTH, H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 844 [1959].