

Zur Bildfehlerkorrektur von doppel-fokussierenden Massenspektrographen

Von H. EWALD

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 14 a, 198—199 [1959]; eingegangen am 30. Oktober 1958)

An anderer Stelle dieses Heftes wird über Berechnung und Erprobung eines stigmatisch abbildenden doppel-fokussierenden Massenspektrographen berichtet^{1, 2}, bei welchem an Stelle des bisher üblichen Zylinderkondensators ein Toroidkondensator³⁻⁵ verwendet wird. Dabei wurde eine spezielle Kondensatorart gewählt, für welche der Ort der Mittelpunkt der axialen Krümmungskreise für beide Elektroden derselbe ist, nämlich der Kreis $r = r_a - R_a = r_b - R_b$, $z = 0$ in einem r, φ, z -Zylinderkoordinatensystem. Die Ebene $z = 0$ ist gemeinsame Symmetrieebene und die z -Achse gemeinsame Rotationsachse der beiden Torusflächen. r_a und R_a sind die radialen bzw. axialen Krümmungsradien der inneren Elektrode in den Punkten ihres Schnittkreises mit der Ebene $z = 0$, r_b und R_b sind die entsprechenden Radien der äußeren Elektrode. Die Mittelbahn der Ionenstrahlen ist durch $a_e = \frac{1}{2}(r_a + r_b)$, $z = 0$ gegeben. Die durch diese Mittelbahn gehende Nullpotentialfläche hat dort den axialen Krümmungsradius R_e . Der Differentialquotient $R_e' = (dR/dr)_{r=a_e, z=0}$ gibt an, in welchem Maße sich der axiale Krümmungsradius R der Potentialflächen ändert, wenn man von der Mittelbahn ausgehend in radialer Richtung fortschreitet. Bei der bisher von uns verwendeten Kondensatorart ist $R_e' = 1$. In die Formeln für die Bildfehler von Toroidkondensatoren⁵ und doppel-fokussierenden Massenspektrographen^{6, 7} können beliebige Werte von R_e' eingesetzt werden, bei numerischen Auswertungen haben wir uns aber bisher auf den Spezialfall $R_e' = 1$ beschränkt, ohne es in den betreffenden Arbeiten ausdrücklich zu vermerken.

Für unseren ausgeführten Apparat^{1, 2} ergab sich bei Verwendung eines auf Ein- und Austrittsseite eben abgefrästen Toroidkondensators (mit $\Phi_e = 29,7^\circ$, $r_a = 11,6$ cm, $r_b = 12,4$ cm, $R_a = 9,2$ cm, $R_b = 10,0$ cm, $R_e' = 1$) folgender Ausdruck für den Bildfehler

$$f = f_{11} + f_{12} + f_{22} + f_{33} \\ = a_m (0,79 \alpha^2 - 19,25 \alpha \beta - 6,79 \beta^2 - 4,35 \alpha_z^2).$$

a_m ist der mittlere Krümmungsradius der Bahnen im Magnetfeld. α und α_z sind die halben radialen bzw. axialen Divergenzwinkel der hindurchgehenden Ionenstrahlen, β ist die halbe relative Energiebreite der hindurchgelassenen Ionen. Mit den Werten $\alpha = \beta = 3 \cdot 10^{-4}$ und $\alpha_z = 6 \cdot 10^{-3}$ und $a_m = 15$ cm folgte

$$f_{11} = 0,1 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \quad f_{12} = -2,6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \\ f_{22} = -0,9 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \quad f_{33} = -2,3 \cdot 10^{-2} \text{ mm}.$$

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

² G. SAUERMANN u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 137 [1959].

³ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 10 a, 372 [1955].

Wegen des aus Intensitätsgründen wünschenswerten relativ großen Wertes von α_z ergab sich f_{33} untragbar groß. Wir konnten theoretisch^{1, 7} und experimentell² zeigen, daß man f_{33} zu Null machen und damit scharfe Linien bekommen kann, wenn man den Kondensator zusätzlich mit einer zylindrisch gekrümmten Eintritts- oder Austrittsstirnfläche versieht, deren Zylinderachse in der Ebene $z = 0$ liegt und deren Krümmungsradius q_e bzw. q_a leicht berechenbar ist.

Die genaue Herstellung eines solchen Kondensators stellt natürlich erhebliche Anforderungen an die Werkstatt. Eine weitergehende Untersuchung hat nun aber ergeben, daß man auch mit Toroidkondensatoren mit eben abgefrästen Eintritts- und Austrittsstirnflächen in doppel-fokussierenden Massenspektrographen den Bildfehleranteil f_{33} zu Null machen kann, wenn man nur R_e' entsprechend auswählt, also auch $R_e' \neq 1$ zuläßt.

Um das für unseren ausgeführten Apparat unter Beibehaltung der Dimensionen des Strahlenganges zu erreichen, müßten wir nur unseren bisherigen Kondensator (mit $R_e' = 1$ und $r_a = 11,6$ cm, $a_e = 12$ cm, $r_b = 12,4$ cm, $R_a = 9,2$ cm, $R_e = 9,6$ cm, $R_b = 10$ cm, $q_e = \infty$, $q_a = 12,3$ cm) durch einen solchen mit $R_e' = -0,2291$ und $q_e = q_a = \infty$ bei unveränderten Werten von r_a , a_e , r_b , R_e , Φ_e (und damit unveränderten Fokussierungseigenschaften erster Näherung des Kondensators) ersetzen. Es besteht nämlich bei jeder vorgegebenen Feldkombination, bei der nur R_e' noch als variabel angenommen wird, ein linearer Zusammenhang⁶ zwischen R_e' und f_{33} , welcher speziell für unseren Apparat durch

$$R_e' = - \frac{0,2841}{a_m \cdot \alpha_z^2} f_{33} - 0,2291. \quad (1)$$

gegeben ist.

Für $R_e' < 0,5$, also auch für $R_e' = -0,2291$, können die Schnittkreise einer Meridianebene mit den Äquipotentialflächen zwischen den Elektroden und demnach auch mit den Elektroden selber in der Nähe der Mittelbahn in dritter Näherung genau als Kreise eines hyperbolischen Kreisbüschels betrachtet werden⁴. Die Büschelgrundpunkte dieses Büschels haben die radialen und axialen Koordinaten

$$a_r = a_e - \frac{R_e}{1 - R_e'}, \quad \left. \begin{array}{l} a_r = a_e - \frac{R_e}{1 - R_e'} \\ a_z = \pm \frac{R_e}{1 - R_e'} \sqrt{1 - 2 R_e'} \end{array} \right\} R_e' < 0,5. \quad (2)$$

$$a_z = \pm \frac{R_e}{1 - R_e'} \sqrt{1 - 2 R_e'}, \quad (3)$$

Für eine Äquipotentialfläche mit dem radialen Radius r in der Ebene $z = 0$ ist der Radius des dem Büschel angehörenden Schnittkreises mit der Meridianebene dann gegeben durch

$$R = \frac{1}{2} \left(r - a_r + \frac{a_z^2}{r - a_r} \right). \quad (4)$$

Mit $a_e = 12$ cm, $R_e = 9,6$ cm, $R_e' = -0,2291$, $r = r_a = 11,6$ cm und $r = r_b = 12,4$ cm folgen daraus die axialen

⁴ R. ALBRECHT, Z. Naturforschg. 11 a, 156 [1956].

⁵ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 12 a, 28 [1957].

⁶ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 12 a, 538 [1957].

⁷ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 12 a, 541 [1957].



Krümmungsradien der Elektroden zu $R_a = 9,707$ cm bzw. $R_b = 9,523$ cm. Verglichen mit dem bisherigen Kondensator müßten die axialen Radien also um etwa $\pm 0,5$ cm geändert werden. Das bedingt in der Nähe der Mittelbahn, z. B. 3 mm oberhalb und unterhalb der Ebene $z=0$ nur kleine relative Änderungen des Elektrodenabstandes und damit der Feldstärke von etwa $0,5\%$, welche es gerade bewirken, daß $f_{33}=0$ wird. Wenn wir unseren Spektrographen mit diesem Kondensator mit beiderseits ebenen Stirnflächen ausrüsten, errechnen sich die Bildfehler zu

$$\begin{aligned} f_{11} &= -0,5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, & f_{12} &= -2,6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \\ f_{22} &= -0,9 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, & f_{33} &= 0. \end{aligned}$$

Von Interesse ist weiterhin die Frage, mit welchen Toleranzen bei der mechanischen Herstellung des Kondensators die errechneten Radien R_a und R_b verwirklicht werden müssen, wenn f_{33} für $\alpha_z = 6 \cdot 10^{-3}$ und

$a_m = 15$ cm z. B. den Wert $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ mm nicht überschreiten soll. Mit diesem Wert von f_{33} folgt aus Gl. (1) für R_e' der Toleranzbereich zu $R_e' = -0,2291 \pm 0,0158$. Damit folgen aus den Gln. (2) bis (4) für R_a und R_b die zugelassenen Bereiche zu $R_a = 9,707 \pm 0,006$ cm und $R_b = 9,523 \pm 0,006$ cm. Die Radien dieser Kreise müssen also auf etwa $0,06$ mm genau eingehalten werden, vorausgesetzt, daß die Radien r_a und r_b genau genug verwirklicht werden.

Bemerkt sei schließlich noch, daß solche Toroidkondensatoren mit $R_e' \neq 1$ auch für den Bau von in zweiter Näherung doppelfokussierenden Massenspektrographen von besonderem Nutzen sind. Da aber alle vier Fehleranteile von R_e' abhängen, bekommt man gegenüber den bisher nur diskutierten Fällen mit $R_e' = 1$ numerisch ganz andere Lösungen der Bedingungsgleichungen. Hierüber wird besonders berichtet⁸.

⁸ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 199 [1959].

Massenspektrographen mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung

Von H. LIEBL und H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. **14 a**, 199–200 [1959]; eingeg. am 20. Dezember 1958)

Das Problem, Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Näherung für alle Massen und gleichzeitiger Doppelfokussierung zweiter Näherung für eine Stelle der Bildgeraden anzugeben, konnte mit den bisher verwendeten Zylinder- und Toroidkondensatoren nur unter Zulassung sehr großer Ablenkwinkel im magnetischen, im elektrischen oder auch in beiden Feldern gelöst werden. In einer früheren Arbeit¹ errechneten wir Zahlenbeispiele von Feldkombinationen, mit denen stigmatische Abbildung und annähernde Doppelfokussierung zweiter Ordnung erzielt werden kann, die im homogenen Magnetfeld aber Ablenkwinkel von mehr als 200° erfordern und entsprechend dort Zwischenbilder besitzen. Von HINTENBERGER und KÖNIG² wurden kürzlich astigmatisch abbildende Apparate mit vollkomme-

ner Doppelfokussierung zweiter Ordnung an einer Stelle der Bildgeraden angegeben, die Zwischenbilder der Richtungsfokussierung in einem Felde (im elektrischen, bei gleichsinniger Ablenkung) oder auch in beiden Feldern (bei gegensinniger Ablenkung) aufweisen und in jedem Falle im elektrischen Felde (Zylinderkondensator) einen Ablenkwinkel von mehr als 127° erfordern.

Unsere früheren Rechnungen¹ haben wir die Verwendung einer speziellen Type von Toroidkondensatoren zugrunde gelegt, für welche der Differentialquotient $R_e' = (dR/dr)_{r=a_e, z=0} = 1$ ist. R_e' gibt an, in welchem Maße sich der axiale Krümmungsradius R der Äquipotentialflächen zwischen den Elektroden ändert, wenn man von der Mittelbahn $r=a_e, z=0$ ausgehend in der Symmetrieebene $z=0$ in radialer r -Richtung fortschreitet. Vorher³ wurde darauf hingewiesen, daß man zu erweiterten Möglichkeiten zur Korrektur von Bildfehlern von doppelfokussierenden Massenspektrographen kommt, wenn man auch Werte von R_e' zuläßt, die ungleich 1 sind und auch negativ sein können. Da alle Bildfehlerkoeffizienten⁴ $K_{11}, K_{12}, K_{22}, K_{33}, L_{11}, L_{12}, L_{22}, L_{33}$ von Toroidkondensatoren und die Bildfehler-

Φ_m	ε'	ε''	$\frac{g_m''}{a_m}$	Φ_e	c	$\frac{gr}{a_e}$	$\frac{a_e}{a_m}$	$\frac{d}{a_m}$	$\frac{a_m}{k'}$	$\frac{a_e}{q}$	R_e'	$\frac{W}{a_m}$
90°	0	-45°	0	$29,7^\circ$	1,25	2,40	2,62	8,86	1,216	-1,22	-2,13	18,08
90°	0	-45°	0	$29,5^\circ$	1,36	2,86	2,56	5,37	1,344	-1,56	-2,43	15,58
90°	0	-45°	0	$29,3^\circ$	1,50	3,74	2,46	3,03	1,568	-2,25	-2,91	15,06
80°	0	-50°	0,145	$29,15^\circ$	1,25	2,45	2,98	10,48	0,974	-1,23	-2,09	19,83
80°	0	-50°	0,145	$29,0^\circ$	1,36	2,92	2,92	6,48	1,064	-1,67	-2,36	17,05
80°	0	-50°	0,145	$28,85^\circ$	1,50	3,81	2,88	3,98	1,202	-2,56	-2,725	16,99

Tab. 1. W = Länge der Mittelbahn vom Spalt bis zum Bildort.

¹ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **12 a**, 541 [1957].

² H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Joint Conference on Mass Spectrometry, London, Sept. 1958.

³ H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 198 [1959]; voranstehende Notiz.

⁴ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. **12 a**, 28 [1957].