

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 Ablenkkondensators in Massenspektrographen

Von H. LIEBL und H. WACHSMUTH

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 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 radiauen 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. Naturforsch. 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 ($\kappa^2 = \frac{1}{4}$, $\sigma^2 = \frac{1}{6}$) 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. Naturforsch. 12 a, 140 [1957].

⁵ H. WACHSMUTH, H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforsch. 14 a, 844 [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 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.

	Φ_e	g_{re}/a_e	q'/a_e	$R'e$	l''_{ze}/a_e	a_e/a_m	d/a_m	k'/a_m	k''/a_m	g_{rm}/a_m
(a)	$61,36^\circ$	3,371	-0,288	-1,436	0,297	1,75	0,274	0,508	-0,89	3,232
(b)	$58,72^\circ$	3,555	-0,303	-1,452	0,342	1,75	0,352	0,506	-0,802	3,232

Tab. 1.

Gl. (4) unscharf werden, was mit früheren experimentellen Befunden von EWALD⁶ übereinstimmt.

2. Bei einseitiger Erdung der Ablenkspannung und geerdeter Streufeldblende wird das Streufeld des Kondensators stark verzerrt, was zu schlecht erfassbaren Vorablenkungen der Ionenstrahlen führt.

Das lässt sich dadurch beheben, daß man die Streufeldblende auf das Potential der Mittelbahn U_m legt, vor die Streufeldblende eine zweite Blende setzt und diese erdet⁷ (Abb. 1). Dadurch ist man zugleich in der

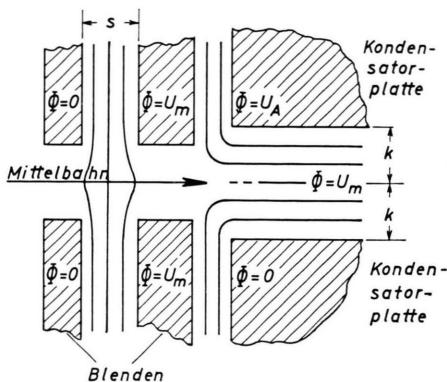


Abb. 1.

Lage, die radiale Linsenwirkung des Streufeldes zu kompensieren. HERZOG⁸ gibt für die Brechkraft eines Kondensatorstreufeldes zwei Anteile an: der eine hängt von der Art der Erdung von U_A ab, der zweite nur von der Ablenkspannung. Der erste verschwindet wegen der so hergestellten Symmetrie des Streufeldes; der zweite, stets zerstreuend wirkende Anteil kann durch die sammelnde Wirkung des Zweiblendensystems kompensiert werden, indem man dessen Brechkraft durch geeignete Wahl des Abstandes s der beiden Blenden voneinander entgegengesetzt gleich der des Streufeldes macht: Durch Einsetzen von $U_A/V_0 \approx 4 k/a_e$ in die HERZOGSche Formel

⁶ H. EWALD, Z. Naturforschg. 3a, 114 [1947].

⁷ H. WACHSMUTH, Diplomarbeit, T.H. München 1958.

⁸ R. F. K. HERZOG, Phys. Z. 41, 18 [1940].

erhält man für die radiale Brennweite des Streufeldes

$$f_s = -C(a_e^2/k), \quad (6)$$

wobei C ein von der Blendenstellung abhängiger Parameter ist⁹. Die Brennweite der aus Streufeldblende (Potential U_m) und geerdeter Blende bestehenden Immersionslinse ist⁹ mit $U_m/V_0 = \delta$

$$f_B = \frac{4}{3} \frac{1-\delta}{\delta(1-\sqrt{1-\delta})} s. \quad (7)$$

3. Das Potential U_m auf der Mittelbahn [Radius $a_e = \frac{1}{2}(r_a + r_b)$] des Ablenkkondensators ist bei einseitiger Erdung nicht gleich der halben Ablenkspannung. Berechnet man die Potentiale auf den Elektroden (durch Einsetzen der Radien r_a und r_b bei $z=0$ in die von ALBRECHT¹⁰ angegebene Potentialdarstellung), $\Phi(r_a, 0)$ bzw. $\Phi(r_b, 0)$, so erhält man bis zu Größen zweiter Ordnung als Differenz beider die Ablenkspannung

$$\Phi(r_b, 0) - \Phi(r_a, 0) = U_A = V_0 \frac{4 k}{a_e} \quad (8)$$

und als Summe

$$\Phi(r_b, 0) + \Phi(r_a, 0) = 2 U_m - 2 V_0 (1+c) \left(\frac{k}{a_e} \right)^2, \quad (9)$$

also bei einseitiger Erdung [$\Phi(r_a, 0) = 0$, $\Phi(r_b, 0) = U_A$]

$$\frac{U_m}{V_0} = \delta = \frac{2 k}{a_e} + (1+c) \left(\frac{k}{a_e} \right)^2. \quad (10)$$

Dabei ist $c = a_e/R_e$ das Verhältnis des radialen zum axialen Krümmungsradius der durch die Mittelbahn gehenden Äquipotentialfläche. Unter der Annahme $k/a_e = 1/50$ liegt bei den in Tab. 1 angegebenen Beispielen U_m um 3% über der halben Ablenkspannung; bei einem Zylinderkondensator ($c=0$) mit gleichem k/a_e würde der Unterschied 1% betragen.

Herrn Professor Dr. H. EWALD danken wir für sein förderndes Interesse und dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft für Bereitstellung von Mitteln.

⁹ Zum Beispiel JOH. PICT, Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, 2. Aufl. 1957, S. 164.

¹⁰ R. ALBRECHT, Diplomarbeit, T.H. München 1955.