

**Richtungsfokussierung zweiter Ordnung
in doppelfokussierenden Massenspektrographen
mit geradliniger Bildkurve**

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

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. 10a, 344 [1955]; eingeg. am 15. Februar 1955)

Massenspektrographen werden heute in der Regel als doppelfokussierende Apparate gebaut, bei denen die in verschiedenen Richtungen durch den Eingangsschlitz eintretenden Ionen trotz etwas verschiedener Geschwindigkeiten am Austrittsschlitz oder auf einer photographischen Platte wieder für jede oder zumindest für eine Masse zu einem scharfen Bild vereinigt werden. Die Bedingungen, die für eine solche Doppelfokussierung erster Ordnung erfüllt werden müssen, sind allgemein von Mattauch und Herzog¹⁾ angegeben worden.

Nier und Mitarbeiter haben ein doppelfokussierendes Massenspektrometer berechnet und gebaut, in welchem bei senrektem Ein- und Austritt des Hauptstrahls im elektrischen und magnetischen Feld durch geeignete Wahl der Bild- und Gegenstandsweiten für eine Masse sowohl Doppelfokussierung erster Ordnung als auch Richtungsfokussierung zweiter Ordnung stattfindet. Bedingungen, unter denen auch bei

beliebigen Ein- und Austrittswinkeln im Magnetfeld zusätzlich zur Doppelfokussierung erster Ordnung Richtungsfokussierung zweiter Ordnung erreicht werden kann, sind von dem einen von uns angegeben worden, nachdem von ihm der Öffnungsfehler für beliebige Ein- und Austrittswinkel bei beliebig gekrümmten Feldgrenzen in einem homogenen Magnetfeld berechnet worden ist.

Wie Mattauch und Herzog gezeigt haben, liegen bei einem Massenspektrometer mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen die Massenlinien auf einer Geraden, wenn der Eintrittsspalt des Spektrographen im Brennpunkt des elektrischen Radialfeldes liegt, die rückwärtige Feldgrenze des Magneten eine Gerade ist, die durch den Eintrittspunkt o des Strahls ins Magnetfeld geht, und zwischen den Winkeln ε' , Φ_e und Φ_m (s. Abb. 1) die folgende Bedingung gilt:

$$\operatorname{tg} \varepsilon' = \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sin \sqrt{2} \Phi_e}{\sin^2 \frac{\Phi_m}{2}} - \operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2}. \quad (1)$$

Die Bildgerade geht dann ebenfalls durch den Punkt o.

Eine genaue Untersuchung hat ergeben, daß in solchen Apparaten außer der Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen noch zusätzlich für eine Masse m_0 Richtungsfokussierung zweiter Ordnung erreicht werden kann, wenn zwischen den Radien r_e und r_{m0} im elektrischen und magnetischen Feld die Bedingung erfüllt ist:

$$\left(\frac{r_e}{r_{m0}} \right)^2 = \pm \frac{L_{11}}{K_1^2} \frac{M_1^2}{N_{11}} = \mp \frac{\sqrt{2}}{6} \frac{[8 + \cos^2 \sqrt{2} \Phi_e] \sin \sqrt{2} \Phi_e \sin^2 \frac{\Phi_m}{2} \cos^3 \varepsilon'}{\cos^2 \left(\frac{\Phi_m}{2} - \varepsilon' \right) \left[\operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \cos (\Phi_m - \varepsilon') - \frac{1}{2} \sin (\Phi_m - \varepsilon') \right]}. \quad (2)$$

Das positive Vorzeichen gilt bei entgegengesetzter, das negative bei gleichsinniger Ablenkung des Strahles in den beiden Feldern*. Die Größen K , L , M , N sind Abkürzungen für die folgenden Ausdrücke:

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2} \sin \sqrt{2} \Phi_e}, \quad M_1 = \frac{\sin \frac{\Phi_m}{2}}{\cos \left(\frac{\Phi_m}{2} - \varepsilon' \right)} \cos \varepsilon', \quad L_{11} = -\frac{\sqrt{2}}{12} \frac{8 + \cos^2 \sqrt{2} \Phi_e}{\sin \sqrt{2} \Phi_e},$$

$$N_{11} = \frac{1}{\cos \varepsilon'} \left[\operatorname{ctg} \frac{\Phi_m}{2} \cos (\Phi_m - \varepsilon') - \frac{1}{2} \sin (\Phi_m - \varepsilon') \right]. \quad (3)$$

Für einen Apparat vom Mattauch-Herzog'schen Typ ($\sqrt{2} \Phi_e = \pi/4$, $\Phi_m = \pi/2$, $\varepsilon' = 0$) findet demnach zusätzlich zur Doppelfokussierung erster Ordnung noch Richtungsfokussierung zweiter Ordnung in jenem Punkt der Photoplatte statt, für den

$$\frac{r_e}{r_{m0}} = \sqrt{\frac{17}{6}} = 1,683 \text{ ist.}$$

Eine systematische Darstellung über die Möglichkeiten, bei doppelfokussierenden Massenspektrographen mit gerader Bildkurve noch eine weitere Verbesserung der Fokussierungseigenschaften durch geeignete Wahl des Abstandes d der beiden Felder zu erreichen, erfolgt später in einer ausführlichen Arbeit in dieser Zeitschrift.

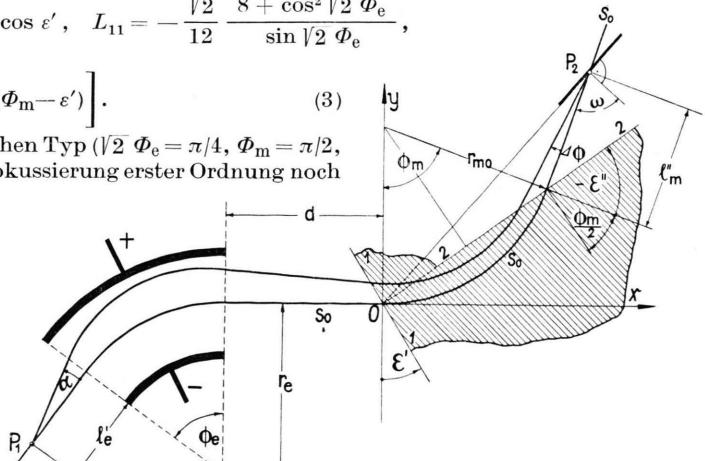
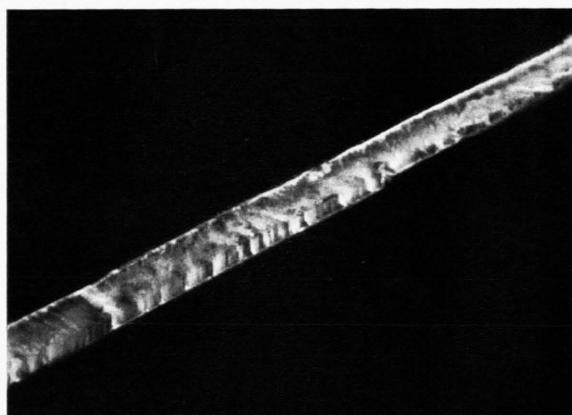


Abb. 1. Schema für den Strahlengang in einem doppelfokussierenden Massenspektrographen mit geradliniger Bildkurve.

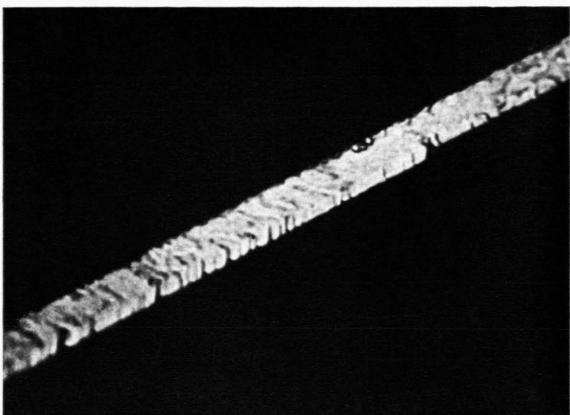
¹ Genaue Literaturangaben siehe: Ewald Hinterberger, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie, Verlag Chemie, Weinheim 1953.

* Die Winkel Φ_e und Φ_m werden stets positiv gezählt.





a)



b)

Abb. 1 a) (Auflicht) $1000 \times$, b) (Phasenkontrast) $1000 \times$ Nadelbreitseite. Die Nadel wuchs mit der {210}- und {230}-Ebene als Stirnflächenbegrenzung. Stromverringerung führt zunächst zur Einschnürung des Wachstums auf der {230}-Ebene. 1-n. AgNO_3 -Lösung. Stromrückgang von $2 \cdot 10^{-7}$ Amp. auf $8 \cdot 10^{-8}$ Amp.

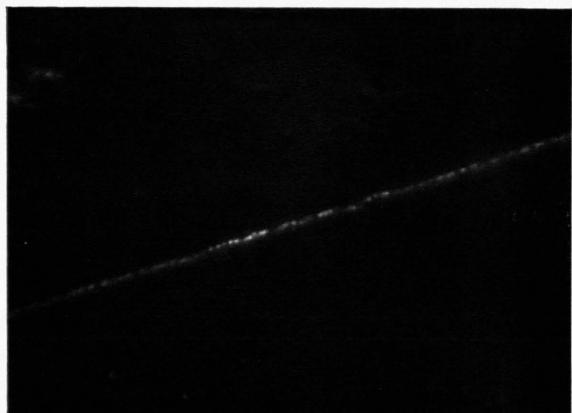


Abb. 2. $1000 \times$ Schmalseite einer 1,2 mm langen Silberneedel (Ausschnitt). 1-n. AgNO_3 -Lösung. $3 \cdot 10^{-7}$ Amp., Wachstumsgeschwindigkeit $2,3 \mu \text{ sec}^{-1}$.

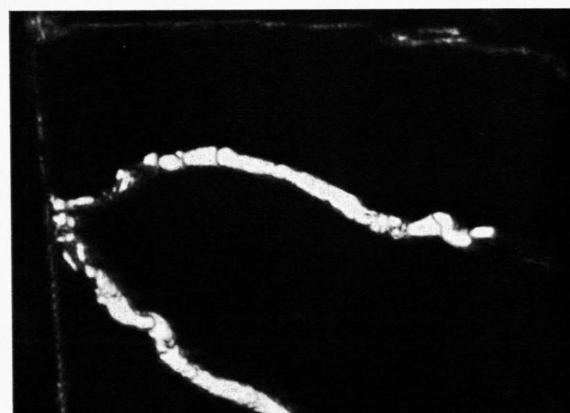


Abb. 4. $1200 \times$. Das Nadelwachstum geht unter gleichbleibenden Bedingungen in ein Bandwachstum über. 1-n. $\text{AgNO}_3 + 1-n. \text{KNO}_3$ -Lösung, $7 \cdot 10^{-8}$ Amp.

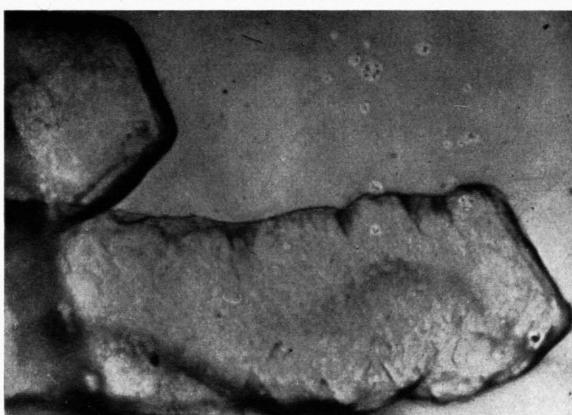


Abb. 3. $12000 \times$ Spitzen zweier Silberneedeln (Elektronenmikroskopische Aufnahme, Abdruck in Mowital). Obere Nadel begrenzt durch zwei {210}-Ebenen. Bei der unteren wird die {230}-Ebene durch den Rand der Lamelle auf der {210}-Ebene gebildet. 1-n. AgNO_3 -Lösung, $3 \cdot 10^{-8}$ Amp.

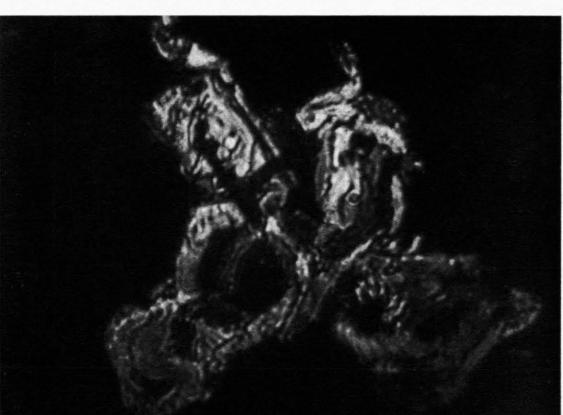


Abb. 5. $1200 \times$. Stark verschlungenes Band auf der Kathodenoberfläche. Auf der Abb. wird durch nachträgliche Anlagerung nicht mehr deutlich, daß es sich tatsächlich nur um ein einzelnes Band handelt, das mit etwa gleichbleibender Breite der Stirnfläche auswuchs. 1-n. AgNO_3 -Lösung, $3 \cdot 10^{-7}$ Amp.

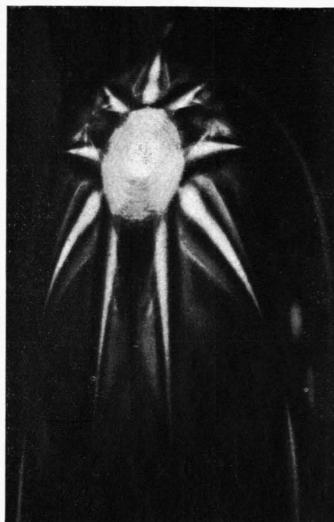


Abb. 1. Opaleszensbereich um $\langle 111 \rangle$, stark verzerrt, ca. 2 \times .

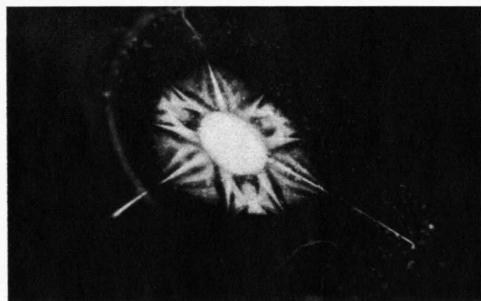


Abb. 2. Opaleszensbereich um $\langle 111 \rangle$, wenig verzerrt, ca. 5 \times .

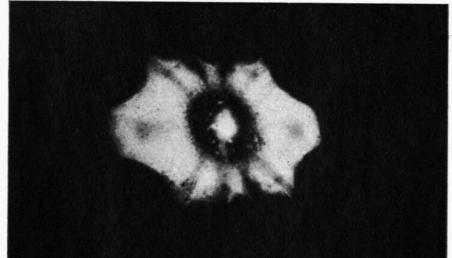


Abb. 3. Opaleszensbereich um $\langle 110 \rangle$, wenig verzerrt, ca. 5 \times .

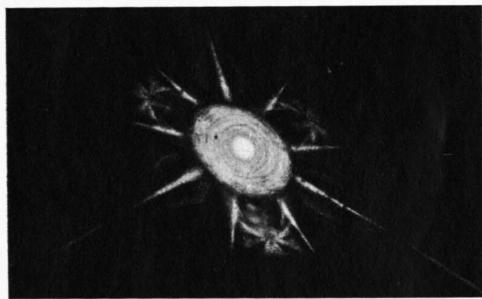


Abb. 4. Wie Abb. 2, schwächer belichtet.

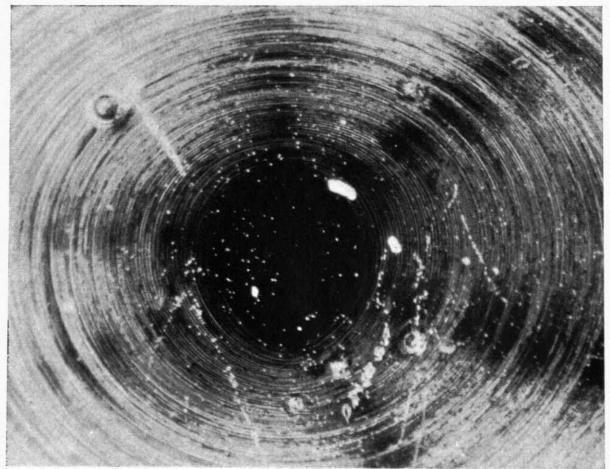


Abb. 5. Lamellenausbildung um $\langle 111 \rangle$ -Pol mit $\{111\}$ -Ebene; Dunkelfeld, 130 \times .