

Die Justierung von Massenspektrographen

Von F. EVERLING und H. WENDE

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz
(Z. Naturforsch. **12 a**, 971—973 [1957]; eingegangen am 24. Oktober 1957)

Am Beispiel des MATTAUCH-HERZOGschen Massenspektrographen wird nachgewiesen, daß eine kleine Abweichung der Dimensionen eines Massenspektrographen von den nach der allgemeinen MATTAUCH-HERZOGschen Theorie berechneten durch eine geeignete Justierung ausgeglichen werden kann. Die zu erfüllenden Gleichungen werden angegeben und ein systematisches Justierverfahren zu ihrer Realisierung beschrieben.

Bei der ständig wachsenden Präzision massenspektrographischer Untersuchungen hat sich immer deutlicher gezeigt, daß die Meßergebnisse durch ungenügende Justierung verfälscht werden können^{1,2}. Daher wird in dieser Arbeit versucht, die bisher meist gefühlsmäßig durchgeführte Justierung zu einem systematischen und auch theoretisch durchsichtigen Verfahren auszubilden. Um Zahlen angeben zu können, wird hier über Messungen und Rechnungen am MATTAUCH-HERZOGschen Massenspektrographen³ nach Abb. 1 berichtet, doch lassen sich die Überlegungen sinngemäß auch auf andere Typen übertragen. Dabei wird vorausgesetzt, daß

stellung ein Massenspektrograph richtig justiert ist, wenn er in seinen Dimensionen geringfügig von den theoretisch zu fordernden Werten abweicht (Herstellungs- und Montage- Ungenauigkeiten).

1. Ermittlung der Sollwerte

Dabei kann man auf zweierlei Weise zum Ziel kommen:

a) Man geht von den HERZOGschen Gleichungen erster Näherung der geometrischen Ionenoptik elektrischer und magnetischer Sektorfelder⁴ aus. Da die Gleichungen im Zylinderkondensator nur für senkrechten Einfall der Ionenbündel an den Feldgrenzen gelten, macht man zusätzlich die naheliegende Annahme: Die geometrische Ionenoptik gilt auch bei etwas schrägem Einschub der Ionenbündel, wobei dann Brennweite f_e und Abstand g_e des Brennpunktes F von der Feldgrenze vom Einfallswinkel ϵ_e' abhängen (s. Abb. 2). Stellt man unter dieser Voraussetzung die Bedingungen für Doppelfokussierung

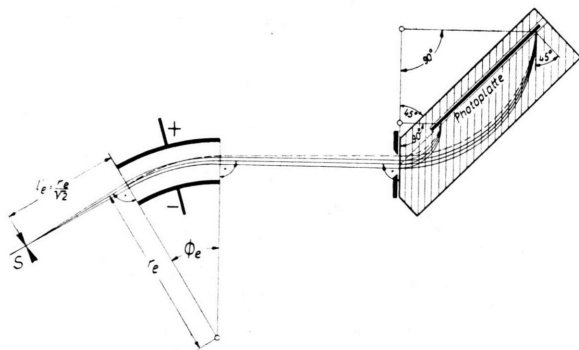


Abb. 1. Strahlengang im MATTAUCH-HERZOGschen Massenspektrographen.

die keine grundsätzlichen Schwierigkeiten bietende Intensitätsjustierung bereits erfolgt sei. Ferner mögen der Spalt S und die magnetischen Feldlinien parallel zueinander und senkrecht auf den elektrischen Feldlinien stehen. Auch das läßt sich durch eine einfache Justierung erreichen. Dann bleibt schließlich die eigentliche Schärfjustierung übrig.

Zunächst hat man zu überlegen, bei welcher Ein-

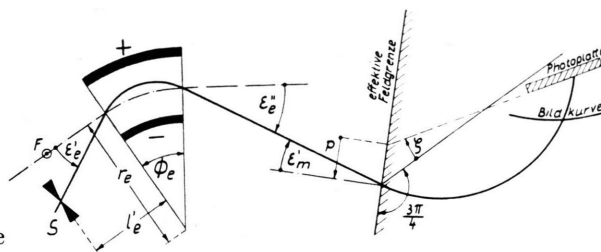


Abb. 2. Bezeichnung der Größen, die den Strahlengang bestimmen.

längs einer geraden Bildkurve auf, so kommt man unter Berücksichtigung aller den Strahlengang bestimmenden geometrischen Größen zu folgenden

¹ H. EWALD, Z. Naturforsch. **2 a**, 384 [1947]; **3 a**, 114 [1948].

² F. EVERLING u. J. MATTAUCH, Z. Naturforsch. **11 a**, 68 [1956].

³ J. MATTAUCH u. R. HERZOG, Z. Phys. **89**, 786 [1934].

⁴ R. HERZOG, Z. Phys. **89**, 447 [1934].



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.

4 Gleichungen⁵:

$$l_e' = l_e'(r_e, \Phi_e, \zeta), \quad (1a)$$

$$\varepsilon_e' = \varepsilon_e'(\Phi_e, \zeta), \quad (2a)$$

$$p = 0, \quad (3a) \quad \varepsilon_m' = 2\zeta. \quad (4a)$$

Hierin ist p gemäß Abb. 2 die Entfernung des Einschlußpunktes ins Magnetfeld vom Schnittpunkt der Feldgrenze mit der Plattengeraden, also das $q-p$ der oben zitierten Arbeit⁵. ζ bedeutet den Winkel zwischen der Photoplatte und ihrer nach der MATTAUCH-HERZOGschen Theorie folgenden Sollstellung, die sich um $3\pi/4$ von der vorderen Feldgrenze unterscheidet (Abb. 1 und 2). ζ ist mit $3\pi/4 - \Omega - \gamma$ der oben zitierten Arbeit⁵ identisch. Alle übrigen Größen sind wie üblich definiert und aus Abb. 2 ersichtlich. Gln. (1a) und (2a) besagen, daß der Spalt S an einer von den Ungenauigkeiten der Größen r_e , Φ_e und ζ abhängigen Stelle (in der Nähe des Brennpunktes F) stehen muß. Zur numerischen Bestimmung von l_e' und ε_e' braucht man f_e und g_e als Funktion von ε_e' . Die Theorie erster Näherung von HERZOG kann hierüber keine Aussagen machen. Erst durch neuere Arbeiten von HINTENBERGER⁶ und VOORHIES⁷ ist dieses Problem angreifbar geworden (siehe hierzu WENDE⁸). Gl. (3) verlangt, daß die Photoplatte durch den Eintrittspunkt ins Magnetfeld zeigt. Gl. (4) legt den Einschlußwinkel ins Magnetfeld als Funktion der Plattenstellung fest. Mithin müssen 4 Größen, und zwar am zweckmäßigsten l_e' , ε_e' , p und ε_m' justierbar sein, wenn man Doppelfokussierung erzielen will.

b) Zu einem ähnlichen Ergebnis kommt man, wenn man von der Theorie zweiter Näherung der elektrischen und magnetischen Sektorfelder ausgehend die Bildkurven für Richtungs- und Geschwindigkeits-Fokussierung berechnet. Doppelfokussierung liegt vor, wenn beide Bildkurven zusammenfallen. Die etwas umständliche Rechnung⁹ ergibt als Bedingung hierfür wieder 4 Gleichungen:

$$l_e' = \frac{1/2}{2} r_e \left(1 - \frac{568 - 72\sqrt{2}}{119} \zeta \right), \quad (1b)$$

$$\varepsilon_e' = \frac{78\sqrt{2} - 60}{119} \zeta, \quad (2b)$$

$$p = 0, \quad (3b) \quad \varepsilon_m' = 2\zeta. \quad (4b)$$

Die Gln. (1b) und (2b) entsprechen den Gln. (1a) und (2a), wobei hier die Funktionen l_e' und ε_e' numerisch bestimmt sind. Gln. (3b) und (4b) sind mit (3a) und (4a) identisch. Bei der Ableitung der Gln. (1b) bis (4b) war vorausgesetzt, daß der mechanische Sektorwinkel Φ_e gleich dem Sollwert $\sqrt{2}\pi/8$ ist. Wie schon BIERI¹⁰ vermutete und wie die Rechnung⁹ nach der Theorie zweiter Näherung zeigt, läßt sich auch eine geringfügige Abweichung des Sektorwinkels vom Sollwert ausgleichen. Man hat dazu den Ionenstrahl so ins elektrische Feld einzuschießen, daß der direkt am Strahl gemessene effektive Ablenkwinkel $\Phi_{\text{eff}} = \sqrt{2}\pi/8$ ist. Versteht man unter ε_e' nicht den gegen das Lot, sondern den gegen diesen etwas schräg einfallenden Strahl gemessenen Einfallswinkel, so bleibt Gl. (2b) hierdurch unbeeinflusst.

Die Existenz dieser 4 Justiergleichungen beweist, daß sich alle Abweichungen von den MATTAUCH-HERZOGschen Apparaturdaten durch Justierung kompensieren lassen, sofern sie von 1. Ordnung klein gegen die Apparaturdimensionen sind.

2. Das Justierverfahren

Nach Gln. (1) bis (4) müssen l_e' , ε_e' , p und ε_m' unabhängig voneinander ganz bestimmte Werte haben. Man kann eine Fehleinstellung von ε_e' also nicht etwa durch passendes ε_m' ausgleichen. Das legt folgende Justierweise nahe: Zunächst macht man Aufnahmen bei verschiedenen Einstellungen von einem der drei Parameter l_e' , ε_e' und ε_m' (die zwei übrigen bleiben jeweils konstant). Bei jeder Einstellung macht man außerdem Aufnahmen mit verschiedenen p , damit die Bildkurve auch mit Sicherheit auf die Photoplatte kommt; denn sonst könnte man die Linienschärfe nicht kontrollieren. Dann wird derjenige Wert eingestellt, der die schärfsten Linien ergibt. Anschließend verfährt man genau so mit den beiden übrigen Parametern. Am Schluß beginnt man wieder mit dem ersten, usw. Entsprechend dem variierten Parameter spricht man von einer l_e' -, ε_e' - oder ε_m' -Serie. Abb. 3 zeigt als Beispiel das Ergebnis der mikroskopischen Auswertung einer ε_m' -Serie. Die Punkte geben zu verschiedenen p -Werten

⁵ F. EVERLING, Mainzer Dissertation (1955), D 77; Vortrag auf dem Symposium über die Bestimmung von Kernmassen in Mainz, 10.–12. 7. 1956, Pergamon Press, im Druck; siehe auch Vortrag auf dem Internat. Congr. über Fundamentale Konstanten in Turin, 6.–11. 9. 1956, Suppl. Nuovo Cim. 6, 274 [1957].

⁶ H. HINTENBERGER, persönl. Mitteilung (Juli 1954).

⁷ H. G. VOORHIES, Rev. Sci. Instrum. 26, 716 [1955]; 27, 58 [1956].

⁸ H. WENDE, Z. Naturforsch. 12a, 967 [1957].

⁹ H. WENDE, Mainzer Dissertation (1957), D 77.

¹⁰ R. BIERI, Mainzer Dissertation (1953), D 77.

das (von der Masse abhängige) ε_m' an, bei dem die Linien am schärfsten sind. Nachdem dieser Zyklus einige Male durchlaufen ist, sollte das Iterationsverfahren konvergieren und alle Parameter auf ihren Sollwerten stehen.

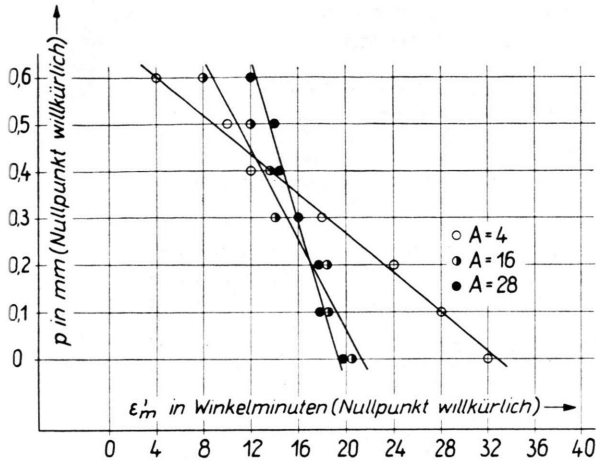


Abb. 3. Beispiel für ein Justierdiagramm.

Oft bricht das Iterationsverfahren in dieser einfachen Form schon lange vor dem Erreichen der Endwerte ab. Das hat folgenden Grund: Schiebt man den Spalt S aus seiner optimalen Stellung, so werden die Linien zunehmend unscharf. Verbindet man die Spaltorte, wo der Spalt gleiche Linien(un)schärfe verursacht, so erhält man eine Schar sehr langgestreckter ellipsenähnlicher Kurven. Ihre Hauptachsen bilden mit der Normalen auf der Feldgrenze des Zylinder-Kondensators einen Winkel von etwa 3° . Das steht in guter Übereinstimmung mit Folgerungen⁹, die man aus der Theorie zweiter Näherung ziehen kann, und dem Experiment. Diese ionenoptische Eigentümlichkeit des Zylinder-Kondensators hat zur Folge, daß bei abwechselnden l_e' - und ε_e' -

Serien die Iterationsschritte so klein werden, daß die mit einem Schritt verknüpfte Änderung der Linienschärfe unterhalb der Schwelle der Beobachtbarkeit liegt. Fälschlicherweise konstatiert man also, daß die eingestellten Werte für l_e' und ε_e' richtig seien. Dieselbe Besonderheit des elektrischen Feldes, die das beschriebene Iterationsverfahren unmöglich macht, bietet andererseits eine günstige Möglichkeit einer raschen und exakten Justierung von l_e' und ε_e' . Bestimmt man nämlich für zwei verschiedene l_e' die zugehörigen Optima in ε_e' und führt dann den Spalt auf der diese beiden Punkte verbindenden Geraden (der „effektiven Brennkurve“) entlang, so braucht man aus diesen Aufnahmen nur die beste herauszusuchen. Sie entspricht dem Sollwert, falls ε_m' schon richtig eingestellt war. Anderenfalls wiederholt man nach einer ε_m' -Serie diese $l_e' - \varepsilon_e'$ -Serie. Das Iterationsverfahren konvergiert nach wenigen (z. B. zwei) Schritten, wie ein Versuch zeigte.

Dieses übersichtliche Verfahren kann man noch weiter vereinfachen: Da l_e' viel weniger kritisch als ε_e' und ε_m' ist, genügt eine Einstellung auf den theoretischen Wert

$$l_e' = g_e = \frac{\sqrt{2}}{2} r_e.$$

Man hält l_e' während der ganzen Justierung fest und braucht dann nur ε_e' und ε_m' zu iterieren. Der hiermit begangene Fehler ist sehr klein, da sich die Linienschärfe nur langsam ändert, wenn man den Spalt in der Nähe des Brennpunktes auf der effektiven Brennkurve entlangführt.

Mit dem beschriebenen Justierverfahren sollten sich die von systematisch falscher Justierung herührenden Meßfehler vermeiden lassen.

Wir danken Herrn Professor Dr. J. MATTAUCH für die Förderung dieser Arbeit und zahlreiche fruchtbare Diskussionen.