

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München

Fokussierende Parabelspektrographen*

Von

SIEGFRIED NEUMANN** und HEINZ EWALD

Mit 15 Figuren im Text

(Eingegangen am 9. März 1962)

A stigmatic focusing parabola spectrograph was constructed consisting of a tandem arrangement of a magnetic and an electric sector field. The mean planes of deflection of these fields are vertical to each other. Each field is giving the focusing in its own direction of deflection. Using an electron impact ion source and a circular entrance diaphragm of 0.05 mm a mass resolution of about 2500 and in the direction of the parabolas an energy resolution of at least 1000 was obtained.

1. Einleitung

Zur Untersuchung von Ionenstrahlen ist ein Parabelspektrograph besonders geeignet, da er gleichzeitig eine Energie- und Massenanalyse liefert¹.

Bei den bisherigen Parabelspektrographen wurden jedoch nur die ablenkenden und trennenden Wirkungen der elektrischen und magnetischen Felder, nicht aber ihre fokussierenden Eigenschaften verwendet. Sie waren diesbezüglich mit einer Lochkamera in der Lichtoptik zu vergleichen. Zur Erzielung eines genügenden Auflösungsvermögens mußte bisher beim Parabelspektrographen mit Hilfe von zwei Blenden von wenigen Zehnteln Millimeter Durchmesser ein feiner Ionenstrahl ausgeblendet werden. Da die Intensität des hindurchgelassenen Strahles mit dem Durchmesser der Blendenöffnungen schnell heruntergeht, ist sehr bald eine obere Grenze für das Auflösungsvermögen gegeben, die bei den meisten bisherigen Apparaten ungefähr bei 100 liegt. Mit einem Kanalstrahlrohr, das je nach Gasart Ionenströme von 0,05 bis 0,3 mA lieferte, konnte SCHÜTZE² mit einem Parabelspektrographen bei Belichtungszeiten von einigen Sekunden bis Minuten ein Auflösungsvermögen von etwa 1300 erreichen. Da Elektronenstoß-Ionenquellen einen um Zehnerpotenzen kleineren Ionenstrom als Kanalstrahlrohre liefern, wären bei einem solchen Spektrographen zu lange Belichtungszeiten erforderlich.

* Herrn Professor Dr. GERHARD HETTNER zum 70. Geburtstag gewidmet.

** Diss. Technische Hochschule München 1962.

¹ THOMSON, J. J.: Rays of positive electricity and their application to chemical analyses. London 1921. — ASTON, F. W.: Mass spectra and isotopes. London 1948. — EWALD, H., u. H. HINTENBERGER: Methoden und Anwendungen der Massenspektrographie, Weinheim 1953.

² SCHÜTZE, W.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk 16, 89 (1937).

In einigen Arbeiten^{3,4} wurden Parabelspektrographen zur Erhöhung der Empfindlichkeit mit rotationssymmetrischen elektrischen Linsen versehen, ohne daß jedoch das Auflösungsvermögen wesentlich vergrößert werden konnte.

Um frühere Untersuchungen⁵ über Stoßdissoziationen von Ionen quantitativ fortführen zu können, wurde in dieser Arbeit versucht, einen Parabelspektrographen sowohl großen Massen- und Energieauflösungsvermögens als auch hoher Empfindlichkeit zu bauen. Es wurde hierbei auf die Verwendung rotationssymmetrischer elektrischer Linsen verzichtet und ein im Prinzip neuartiges Abbildungssystem untersucht.

Zunächst war daran gedacht, das magnetische und das elektrische Feld zwar wie bisher am gleichen Ort wirken zu lassen, die Felder jedoch als ineinandergesetzte Sektorfelder auszubilden, wobei jedes in seiner Ablenkrichtung im gleichen Abstand hinter den Feldern fokussieren

sollte (Fig. 1). Wegen der Überlagerung der Felder ist es aber dann nicht möglich, die bekannten für die Einzelfelder gültigen Linsengleichungen für die Berechnung der Feldkombination zu verwenden. Dies ist leicht einzusehen: Wir haben es bei einem solchen Parabelspektrographen mit senkrecht zueinander erfolgenden Ablenkungen zu tun. Durch die elektrische Feldkraft wird für ein innerhalb beider Felder laufendes Teilchen fortlaufend der Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor und dem \mathcal{B} -Vektor geändert. Das hat zur Folge, daß im allgemeinen keine Mittelbahn konstanter Krümmung vorhanden ist und demzufolge die Angabe von Linsengleichungen auf rechnerische Schwierigkeiten stößt.

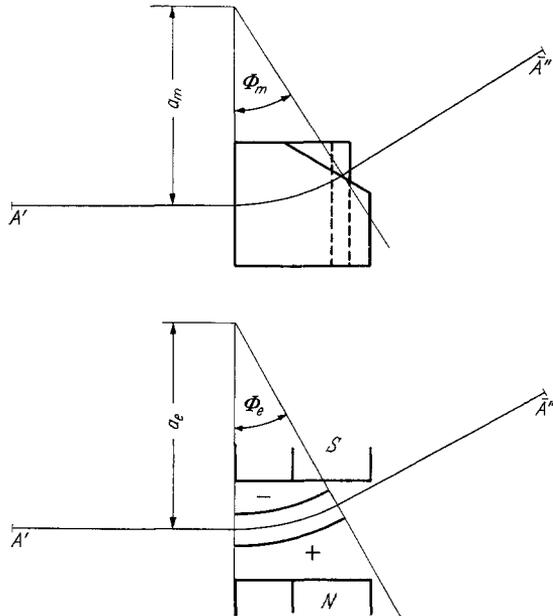


Fig. 1. Ineinandergesetzte Sektorfelder in Grund- und Aufriß

³ CARTAN, L.: Thèses, Paris 1938.

⁴ SCHÖNHEIT, E.: Z. angew. Phys. 9, 171 (1957).

⁵ EWALD, H., u. A. HENGLEIN: Z. Naturforsch. 6a, 463 (1951).

Von LIEBL wurde vorgeschlagen*, eine Anordnung mit kugelsymmetrischen Feldern zu verwenden (konzentrische Kugelelektroden und Polschuhflächen), für die eine ebene und kreisförmige Mittelbahn definiert werden kann. Dieser Fall wurde durchgerechnet und die Abbildungseigenschaften untersucht. Es zeigte sich, daß eine solche Anordnung immer astigmatisch ist und den gewünschten Zweck nicht erfüllen kann.

2. Prinzip der verwendeten Feldanordnung

Es wurde deshalb auf den ersten Gedanken zurückgegriffen und die Felder wurden als Sektorfelder ausgebildet. Um die rechnerischen Schwierigkeiten bei der Angabe von Linsengleichungen zu umgehen und

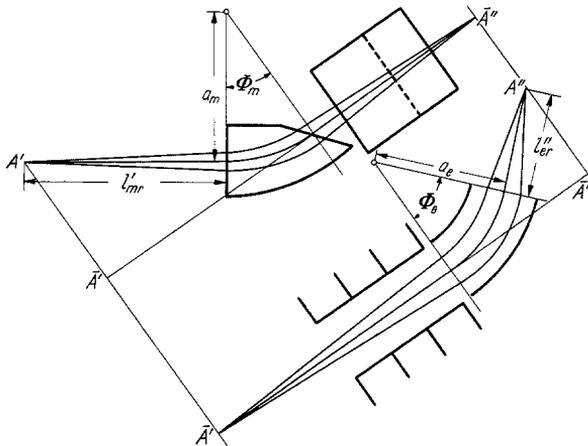


Fig. 2. Prinzip der Feldanordnung

darüber hinaus die praktischen Schwierigkeiten einer Herstellung überlagerter Felder, lassen wir beide Felder nicht am gleichen Ort wirken, sondern ordnen sie kurz hintereinander an (Fig. 2). Bei geeigneter Wahl des Abstandes beider Felder voneinander und der Ablenkradien und -winkel erhält man eine stigmatische Abbildung, ganz analog der Abbildung durch zwei zueinander senkrecht stehende Zylinderlinsen in der Lichtoptik. Jedes der Felder fokussiert in seiner Ablenkebene, wobei beide Ablenkebenen senkrecht aufeinander stehen.

Die Reihenfolge der Felder ist prinzipiell gleichgültig; auf Grund praktischer Überlegungen erscheint die Reihenfolge Magnetfeld – elektrisches Feld (in Strahlrichtung) günstiger als umgekehrt. Das soll Fig. 3 veranschaulichen:

Zunächst Fall 1: Das Strahlenbündel möge Ionen beträchtlich verschiedener Energien E_0 und $E = E_0 + \Delta E$ enthalten, wobei E_0 der Mittelbahn entspricht. Ionen mit der Energie E treten aus dem

* Private Mitteilung.

elektrischen Feld unter einem Winkel ε_e'' gegenüber der Mittelbahn aus. Da es beim Parabelspektrographen darauf ankommt, ein möglichst breites Energiespektrum zu erhalten, kann ε_e'' so groß werden, daß die

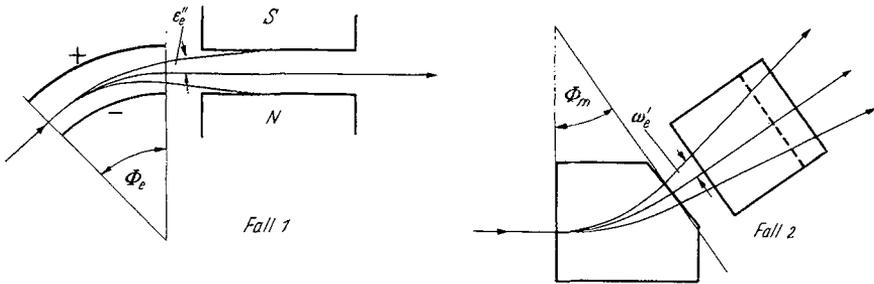


Fig. 3. Reihenfolge der Felder

Strahlen auf die Polschuhe des Magneten treffen, wenn man den Abstand der Polschuhe nicht zu groß machen möchte; ein zu weiter Abstand beschränkt die maximal erreichbare Feldstärke H , außerdem führt er zu erheblichen Streufeldern, die die Abbildungseigenschaften wesentlich beeinflussen können.

Im 2. Fall können zwar Ionen einer bestimmten Energie und Masse unter einem beträchtlichen axialen Winkel ω'_e in den elektrischen Zylinderkondensator eintreten, doch kann man den Kondensator genügend hoch machen, um ein Herauslaufen der Strahlen aus dem Kondensator zu verhindern. Es kommt dann trotzdem eine Richtungsfokussierung dieser Ionen durch den Kondensator zustande.

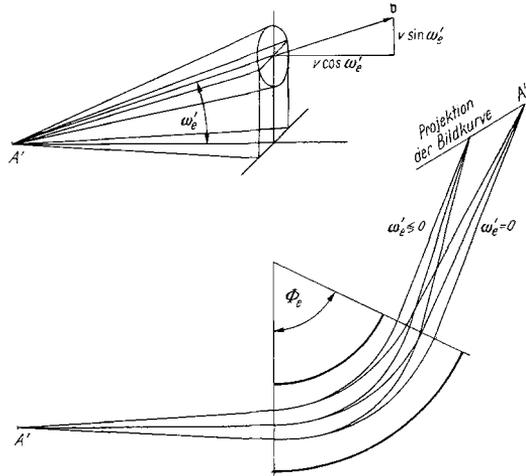


Fig. 4. Richtungsfokussierung eines Strahlenbündels, das unter einem axialen Winkel ω'_e in den Zylinderkondensator eintritt

In Fig. 4 ist ein Strahlenbündel in Grund- und perspektivischem Aufriß gezeichnet, das unter dem mittleren Winkel ω'_e in den Kondensator eintritt. Da die axiale Feldkomponente innerhalb des Zylinderkondensators überall gleich Null ist, wird die mittlere axiale Geschwindigkeitskomponente $v \cdot \sin \omega'_e$ der Ionen darin nicht geändert. Die Projektion des Fokussierungsortes dieses Bündels hinter dem Kondensator in die mittlere Umlenkebene ist

identisch mit dem Fokussierungsort eines Bündels, dessen Mittelstrahl innerhalb der mittleren Umlenkebene ($\omega'_e = 0$) einfällt, dessen Ionen aber nur die Geschwindigkeit $v \cdot \cos \omega'_e$ haben.

Ionenstrahlen gleicher Voltenergie eV , die unter verschiedenen Winkeln ω'_e (verschiedene Massen) in den Zylinderkondensator eintreten, markieren sich daher auf dem Bildschirm nicht auf einer Geraden in Richtung der magnetischen Ablenkung, sondern auf einer schwach gekrümmten Kurve. Für kleine ω'_e ($\omega'_e < 5^\circ$), mit denen wir es im allgemeinen zu tun haben, ist $v \cdot \cos \omega'_e \approx v$, d. h. die Kurve ist annähernd gerade.

3. Bestimmung der Dimensionen der Sektorfelder

Da wir im folgenden vorzugsweise die fokussierenden Eigenschaften einer solchen Feldkombination behandeln wollen, bedienen wir uns in Fig. 5 einer vereinfachten, schematischen Darstellung des Strahlen-

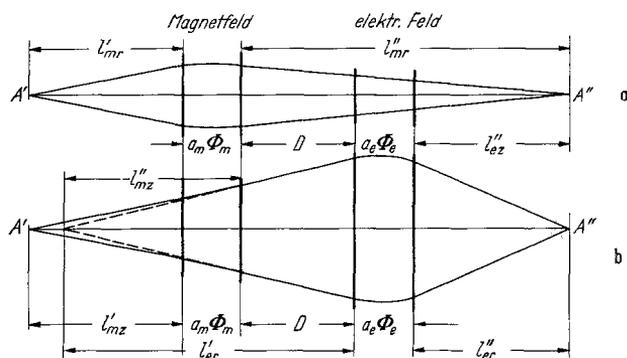


Fig. 5 a u. b. Schematische Darstellung der fokussierenden Eigenschaften der verwendeten Feldanordnung

ganges, welche nur die Linsenwirkungen der Felder berücksichtigt, nicht aber die Ablenkungen.

In Fig. 5 a ist die bezüglich des Magnetfeldes radiale und bezüglich des elektrischen Feldes axiale Linsenwirkung dargestellt, in Fig. 5 b entsprechend die bezüglich des Magnetfeldes axiale und bezüglich des elektrischen Feldes radiale Linsenwirkung. Die Ein- und Austrittsgrenzen der Felder sind durch vertikale Striche angedeutet. l'_{mr} , l''_{mr} und l'_{mz} , l''_{mz} sind die radialen und axialen Ding- bzw. Bildweiten des Magnetfeldes, l'_{er} , l''_{er} , l'_{ez} , l''_{ez} die entsprechenden Größen des elektrischen Feldes, a_m , a_e , Φ_m , Φ_e sind mittlere Krümmungsradien und Ablenkwinkel der Bahnen in beiden Feldern. $a_m \Phi_m$ bzw. $a_e \Phi_e$ sind die mittleren Bahnweiten in beiden Feldern. D ist der Abstand der beiden Felder voneinander, gemessen am Ort einer mittleren Bahn.

Um die Bedingungen für stigmatische Richtungsfokussierung zu erhalten, ist folgendes zu beachten: Tritt ein Ionenstrahlbündel mit

einem mittleren Winkel ε' gegenüber der Normalen zur geraden Feldgrenze in das Magnetfeld ein, dann wirkt das Streufeld an der Eintrittsgrenze auf die bezüglich des Magnetfeldes axialen Strahlen wie eine dünne Zylinderlinse mit der Brennweite⁶

$$f' = a_m \cdot \text{ctg } \varepsilon'. \tag{1}$$

Analog ergibt sich die Brennweite f'' bezüglich des Streufeldes an der Austrittsgrenze des Magneten

$$f'' = a_m \cdot \text{ctg } \varepsilon''. \tag{2}$$

Diese Linsenwirkungen sind bei der Berechnung der bezüglich des elektrischen Feldes radialen Bildweite l''_{er} zu berücksichtigen; sie sind in Fig. 5 b durch den jeweiligen Knick der Nebenstrahlen an der Ein- bzw. Austrittsgrenze des Magneten angedeutet, und zwar speziell für den Fall $\varepsilon' < 0$ und $\varepsilon'' < 0$.

Aus Fig. 5 folgen die einfachen Beziehungen:

$$l''_{er} = l''_{ez} = l''_{mr} - D - a_e \Phi_e, \tag{3}$$

$$l'_{er} = D - l''_{mz}. \tag{4}$$

Die Größe l''_{mz} ergibt sich durch zweimalige Anwendung der einfachen, für dünne Linsen gültigen Linsengleichung der geometrischen Optik zu

$$l''_{mz} = \frac{\left(a_m \Phi_m - \frac{a_m l'_{mz} \text{ctg } \varepsilon'}{l'_{mz} - a_m \text{ctg } \varepsilon'} \right) \cdot a_m \text{ctg } \varepsilon''}{\left(a_m \Phi_m - \frac{a_m l'_{mz} \text{ctg } \varepsilon'}{l'_{mz} - a_m \text{ctg } \varepsilon'} \right) - a_m \text{ctg } \varepsilon''}, \quad (l'_{mr} = l'_{mz}). \tag{5}$$

Die Ding- und Bildweiten sind durch die Linsengleichungen für beide Felder miteinander verknüpft:

$$(l'_{mr} - g'_{mr}) (l''_{mr} - g''_{mr}) = f_{mr}^2, \tag{6}$$

mit den Abkürzungen $(l'_{er} - g_{er}) (l''_{er} - g_{er}) = f_{er}^2$ \tag{7}

$$\left. \begin{aligned} g'_{mr} &= a_m \frac{\cos \varepsilon' \cdot \cos (\Phi_m - \varepsilon'')} {\sin (\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')} \\ g''_{mr} &= a_m \frac{\cos \varepsilon'' \cos (\Phi_m - \varepsilon')} {\sin (\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')} \\ f_{mr} &= a_m \frac{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} {\sin (\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')} \\ g_{er} &= \frac{a_e} {\sqrt{2}} \text{ctg } \sqrt{2} \Phi_e \\ f_{er} &= \frac{a_e} {\sqrt{2} \sin \sqrt{2} \Phi_e}. \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

Diese Gleichungen enthalten die 12 Parameter $l'_{mr} = l'_{mz}, l''_{mr}, l''_{mz}, a_m, \Phi_m, \varepsilon', \varepsilon'', D, l'_{er}, l''_{er}, a_e, \Phi_e$, von denen für unsere Anordnung

⁶ HERZOG, R. F. K.: Acta phys. Austria 4, 431 (1950/51).

sieben in sinnvoller Weise frei vorgegeben werden können und die restlichen fünf sich dann aus den Gln. (3) bis (7) ergeben. ε' und ε'' sind die Winkel zwischen dem ins Magnetfeld ein- bzw. austretenden mittleren Strahl und den beiderseitigen Normalen zu den geraden Feldgrenzen. ε' und ε'' werden positiv gezählt, wenn die Ein- und Austrittsnormalen zu den Feldgrenzen auf den vom magnetischen Ablenkungszentrum abgewendeten Seiten des ein- und austretenden Mittelstrahles liegen.

Es wurden folgende Größen vorgegeben, zum Teil bedingt durch die Dimensionen eines schon vorhanden gewesen Parabelspektrographen:

$$l'_{mr} = l'_{mz} = 450 \text{ mm}, \quad a_m = 160 \text{ mm}, \quad \Phi_m = 36^\circ, \quad \varepsilon' = 0^\circ,$$

$$D = 37 \text{ mm}, \quad a_e = 148,5 \text{ mm}, \quad \Phi_e = 38,9^\circ.$$

Aus den Gln. (3) bis (7) folgen dann der Reihe nach die restlichen Größen: $l''_{mr} = 279 \text{ mm}$, $l''_{mz} = -254 \text{ mm}$, $l''_{er} = 141 \text{ mm}$, $\varepsilon'' = -15,5^\circ$, $l'_{er} = 291 \text{ mm}$.

4. Aufbau des Spektrographen

Fig. 6 zeigt eine schematische Gesamtansicht des Spektrographen. Der Teil von der Ionenquelle bis zur Austrittsseite des Magneten stellt einen Vertikalschnitt durch die Apparatur entlang der Mittelbahn dar,

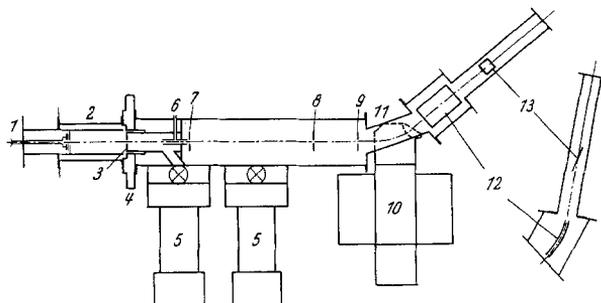


Fig. 6. Schematische Gesamtansicht des Spektrographen. 1 Gaszuführung; 2 Elektronenstoßionenquelle; 3 Kathode; 4 Flachringisolator; 5 Öldiffusionspumpen; 6 Gasstoßkammer; 7 enge Eintrittsblende; 8 weite Blende; 9 Magnet-Streifendblende; 10 Magnet mit Spule; 11 flaches Edelstahlrohr; 12 Zylinderkondensator; 13 Photoplatte

der sich daran anschließende Teil mit dem Zylinderkondensator und der Photoplatte ist die Projektion eines durch die Mittelbahn gehenden Schnittes in die Zeichenebene. Darunter ist ein Radialschnitt des Zylinderkondensators mit anschließendem Vakuumrohr und Photoplatte gezeichnet.

Die in der Elektronenstoß-Ionenquelle gebildeten positiven Ionen werden mittels einer durch Glimmröhren stabilisierten Hochspannung beschleunigt. Die maximal einstellbare Beschleunigungsspannung beträgt 25 kV. Die relativen Schwankungen der eingestellten Spannung sind kleiner als $10/100$. Der Flachringisolator trennt die auf Hochspannung liegende

Ionenquelle von der übrigen Apparatur. An den Isolator schließt sich eine aus Rundaluminium gefertigte Wanne an, an deren Unterseite zwei Öldiffusionspumpen befestigt sind. Die Kathode ist in die Wanne geschraubt. Für die beabsichtigten Untersuchungen von Stoßdissoziationen von Ionen befindet sich in der Wanne eine zusätzliche Stoßkammer. Sie besteht aus einem 6 cm langen Rohr mit einem Innendurchmesser von 3 mm und wird axial von den Ionenstrahlen durchsetzt. Über ein Nadelventil und ein dünnes Kupferrohr kann man von außen Gas in den Stoßraum einlassen. Kurz hinter der Stoßkammer ist die horizontal verschiebbare Eintrittsblende angebracht. Auf dem Blendenhalter können Blenden mit jeweils verschiedenen Durchmessern befestigt werden. Benutzt wurden bisher eine 0,3 mm- und eine 0,05 mm-Blende. Zur Begrenzung des Öffnungswinkels des Strahlenbündels ist eine weitere Blende von 2 mm Durchmesser im Strahlengang angebracht. Sie kann horizontal und vertikal verschoben und ganz aus dem Strahlengang herausgenommen werden. An die Wanne ist dann ein flachgedrücktes Vakuumrohr aus Edelstahl angeschraubt, das sich zwischen den Polschuhen des Magneten befindet. An der Eintrittsseite des Magneten ist eine Streufeldblende mit einer 5 mm weiten Öffnung angeordnet. Sie ist am Flansch des Edelstahlrohres befestigt. Der Magnet ist vom Hufeisentyp; der Abstand der Polschuhe beträgt 13 mm. Ein drehbarer zylindrischer Einsatz an der Austrittsseite des Magneten gestattet eine Veränderung des Austrittswinkels ε'' um $\pm 10^\circ$, und damit, wie weiter unten erläutert wird, eine einfache empirische Justierung des Apparates. Auf die Anbringung einer Streufeldblende mußte hier verzichtet werden. Zur Speisung der niederohmigen Magnetspulen dient ein auf 0,1^{0/00} spannungsstabilisiertes Netzgerät, das Ströme bis zu 8 Amp liefert. Der Zylinderkondensator befindet sich in einem aus Rundaluminium gefertigten, schräg abgeschnittenen Vakuumrohr. Der Kondensator wurde so konstruiert, daß seine Eintrittsebene genau senkrecht zum einfallenden Mittelstrahl gestellt werden kann. In der schematischen Darstellung Fig. 7 sind die entsprechenden Drehachsen und die Translationsrichtung eingezeichnet. In dem anschließenden Messingrohr ist die Photoplatte verschiebbar untergebracht. Ein Kugelgelenk an der Photoplatthalterung ermöglicht die Photoplatte gegenüber dem Mittelstrahl zu neigen.

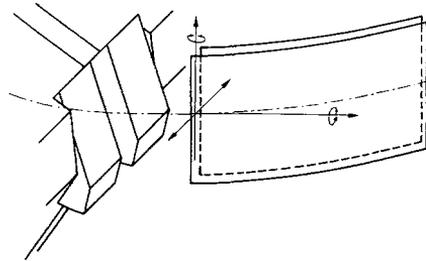


Fig. 7. Schematische Ansicht der Austrittsseite des Magneten und des Zylinderkondensators mit Drehachsen und Translationsrichtung

5. Experimentelle Ergebnisse

In Fig. 8 sind H^+ -Ionen aufgenommen worden, deren Beschleunigungsspannung von 18,1 bis 19,0 kV jeweils um 150 V verändert wurde. Die kurzen Parabelstücke entsprechen einer Energiebreite der Ionen von ungefähr 20 eV.

In Fig. 9 sind Multipletts bei den Massenzahlen 14, 16 und 27 unter Verwendung verschiedener Feldstärken dicht nebeneinander

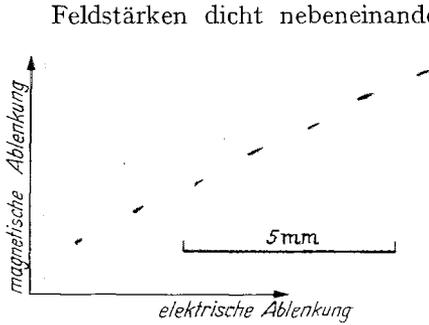


Fig. 8. H^+ -Ionen, bei Beschleunigungsspannungen von 18,10, 18,25, 18,40, 18,55, 18,70, 18,85, 19,0 kV

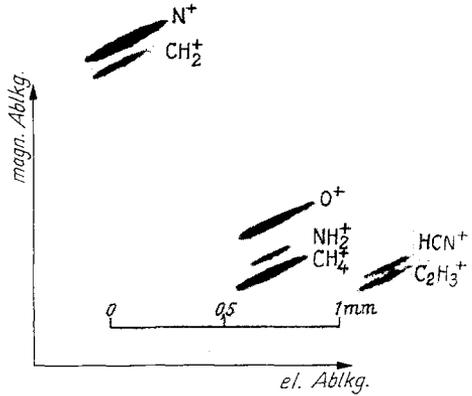


Fig. 9. Multipletts bei den Massenzahlen 14, 16 und 27

photographiert. Das mit dem Parabelspektrographen erreichte Massenauflösungsvermögen A_M ist hier etwa 2500.

Fig. 10 zeigt Parabeln von sekundären H^+ -Ionen, die durch Dissoziation beim Stoß primärer H_2^+ -Ionen auf H_2 -Moleküle entstanden sind. Die

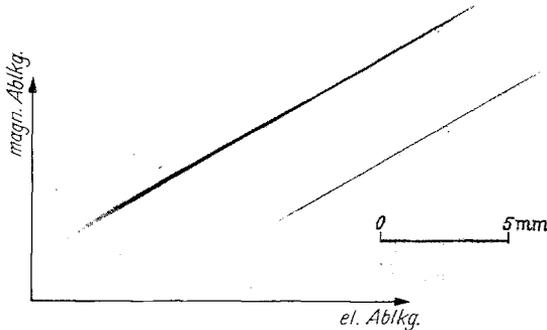


Fig. 10. Sekundäre H^+ -Ionen, entstanden beim Stoß primärer H_2^+ -Ionen auf H_2 -Moleküle

rechte Parabel liegt annähernd im Bereich der stigmatischen Abbildung, während die linke, mit geringerer elektrischer Ablenkungsspannung aufgenommene infolge astigmatischen Fehlers breiter ist.

Fig. 11 und 12 zeigen entsprechende Parabeln von H^+ -Ionen, die beim Stoß von H_2^+ -Ionen auf A- und Xe-Atome entstanden sind. In diesen

Fällen ist das Maximum der Energieverteilung der sekundären Ionen viel ausgeprägter vorhanden als bei Fig. 10.

Bei den Fig. 8 und 9 wurde mit einem Ionenstrom von $4 \cdot 10^{-11}$ Amp jeweils 5 sec belichtet, bei Fig. 10 bis 12 mit einem primären Ionenstrom von $2 \cdot 10^{-11}$ Amp 3 min lang.

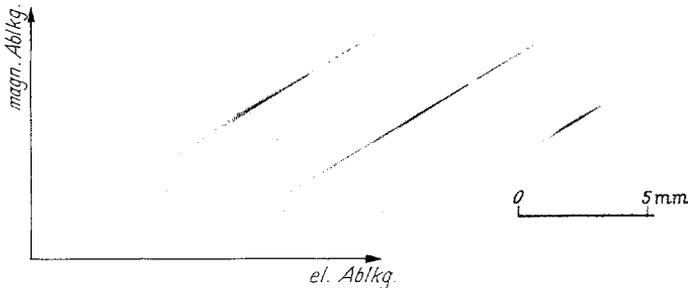


Fig. 11. Sekundäre H^+ -Ionen, durch Dissoziation bei Stößen von H_2^+ -Ionen auf A-Atome entstanden

Bei den Aufnahmen der Fig. 9 bis 12 war zur Begrenzung des Öffnungswinkels eine kreisförmige 2 mm-Blende im Strahlengang, 300 mm von der Eintrittsblende entfernt, das entspricht einem Öffnungswinkel $2\alpha = 0,007$. Wieweit die Abbildung durch Vergrößern des Öffnungswinkels verschlechtert wird, wurde untersucht, indem die Aufnahmen von Fig. 8 abwechselnd mit einem Öffnungswinkel von 0,007 und 0,0125 gemacht wurden. Im letzteren Falle befand sich nur noch die Streufeldblende des Magneten mit einem Durchmesser von 5 mm im Strahlengang, 400 mm von der Eintrittsblende entfernt. Man sieht,

daß die Parabelstücke zwar merklich, aber doch nicht sehr viel unschärfer werden. Entsprechend wurde bei einer in Fig. 12 zusätzlich vorhandenen Aufnahmeserie von primären H^+ -Ionen verfahren, welche mit den unter Fig. 8 angegebenen Beschleunigungsspannungen erhalten wurde. Man kann also mit größerem Öffnungswinkel und demzufolge mit größerer Intensität arbeiten, sofern nicht das maximale Auflösungsvermögen erreicht werden soll*.

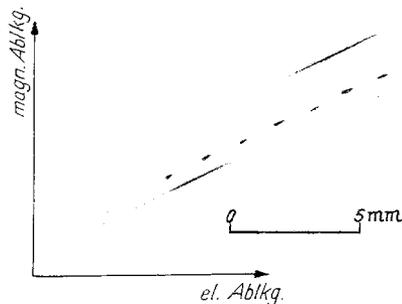


Fig. 12. Sekundäre H^+ -Ionen, durch Stoß von H_2^+ -Ionen auf Xe-Atome entstanden

* Die Frage, ob die für Ionen einer bestimmten Masse, aber verschiedenster Energien auf der Photoplatte erhaltenen Kurven bei unserem Apparat sinnvollerweise mathematisch noch als Stücke von Parabeln aufgefaßt werden können, ist noch nicht untersucht worden. Wir haben dessen ungeachtet zunächst an den Bezeichnungen „Parabeln“ und „Parabelspektrograph“ festgehalten.

Verändert man bei konstanter Beschleunigungsspannung der Ionen der Masse M die elektrische Ablenkspannung, so durchlaufen die Ionen im Zylinderkondensator Bahnen mit verschiedenen Krümmungsradien. Die Brennweite f_{er} und die Bildweite l''_{er} der elektrischen Linse wird dadurch verändert. Es wurden für verschiedene Ablenkspannungen die dazugehörigen l''_{er} bestimmt. Die Lagen der Bildpunkte sind in Fig. 13 eingezeichnet, die ausgezogene Kurve ist die errechnete Bildkurve (s. Abschnitt 6). Die gemessenen Werte stimmen gut mit den errechneten überein. Die vertikalen Striche in Fig. 13 geben die Lagen der Photoplatte bei den zur Ermittlung dieser Bildpunkte vorgenommenen Aufnahmeserien an. Die Platte wurde jeweils zwischen den einzelnen Serien um 1,0 bzw. 0,5 cm verschoben.

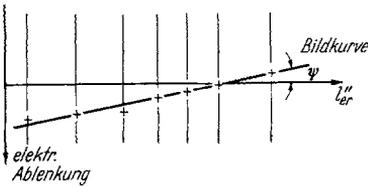


Fig. 13. Neigung der Bildkurve des Zylinderkondensators

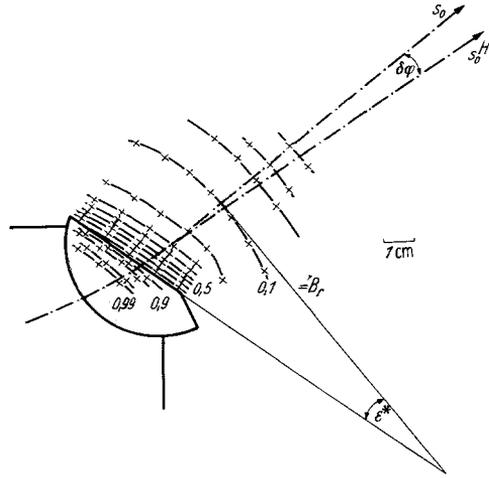


Fig. 14. Linien gleicher Feldstärke an der Austrittsseite des Magneten. s_0^H Herzog-Achse, s_0 wirkliche Achse

Die experimentell gefundenen Bildweiten $l''_{m_r} = 286 \pm 5$ mm und $l''_{er} = 148 \pm 5$ mm weichen nicht wesentlich von den berechneten Werten ab. Der Austrittswinkel $\varepsilon'' = -18,2^\circ$ weist jedoch einen relativ großen Unterschied auf gegenüber dem theoretisch zu erwartenden von $-15,5^\circ$. Für $\varepsilon'' = -18,2^\circ$ erhält man aus Gl. (4), (5) und (7) ein $l''_{er} = 148$ mm, also genau den experimentellen Wert; für l''_{m_r} aber würde man nach Gl. (6) 257 mm erwarten. Die Vergrößerung der radialen Bildweite l''_{m_r} des magnetischen Sektorfeldes ist auf die zusätzliche radiale Wirkung des magnetischen Streufeldes auf die aus dem Magnetfeld austretenden Ionen zurückzuführen. Die entsprechende Wirkung des magnetischen Streufeldes auf der Eintrittsseite ist zu vernachlässigen, weil dort eine Streufeldblende vorhanden ist. Um die durch das Streufeld auf der Austrittsseite bewirkte Bildverschiebung nach PLOCH und WALCHER⁷ quantitativ zu ermitteln, wurde das magnetische Streufeld mit einer Hall-Sonde ausgemessen. Fig. 14 zeigt die Linien gleicher Feldstärke in der Symmetrieebene, gezeichnet in der Umgebung des Bereiches, in dem

⁷ PLOCH, W., u. W. WALCHER: Z. Physik **127**, 274 (1950).

der Mittelstrahl s_0 verläuft. Die Herzog-Achse s_0^H entspricht der Bahn eines Teilchens einer bestimmten mittleren Energie und Masse im abgehackten Feld. Die Lage der Herzog-Achse kann empirisch bestimmt werden, wenn die Lagen der Eintritts- und Austrittspunkte der Strahlen ins Feld hinreichend bekannt sind und die Feldstärke im Innern des Feldes gemessen wird. Die Winkelabweichung $\delta\varphi$ der wirklichen Achse s_0 von der Herzogschen nach Durchlaufen des gesamten Streufeldes ist nach Gl. (1) der oben zitierten Arbeit⁷

$$\delta\varphi = \frac{1}{a_m} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} (B_{r0} - B_{r0}^H) ds_0^H. \quad (9)$$

a_m ist hierbei der mittlere Krümmungsradius der Bahn im homogenen Feld, B_{r0} die relative Streufeldstärke längs der Herzog-Achse s_0^H , B_{r0}^H die relative Feldstärke für das abgehackte Sektorfeld, σ_1 bezeichnet die innere Grenze des Streufeldes, an der praktisch $B_{r0} = 1$, σ_2 die äußere Grenze, an der $B_{r0} = 0$ ist. In Fig. 15 sind die längs der Herzog-Achse s_0^H gemessenen Werte von B_{r0} aufgetragen. Daraus erhält man graphisch nach Gl. (9) ein $\delta\varphi = 5,1^\circ$. Nach Gl. (12) der Arbeit⁷ läßt sich dann die Brennpunktverschiebung $\delta g''_{mr}$ berechnen. Es ist

$$\delta g''_{mr} = \frac{g''_r}{a_m} \int_0^1 \varepsilon^* dB_{r0}. \quad (10)$$

Darin ist ε^* nach Definition der Winkel zwischen dem Polschuhrand und der Tangente an eine Linie gleicher Feldstärke in deren Schnittpunkt mit der wirklichen Achse (Fig. 14). ε^* ist positiv, wenn sein Scheitelpunkt und das Ablenkungszentrum auf der gleichen Seite vom Mittelstrahl s_0 liegen, negativ, wenn Scheitelpunkt und Ablenkungszentrum auf verschiedenen Seiten des Mittelstrahles liegen. Mit dieser Festsetzung bedeutet nach PLOCH und WALCHER⁷ $\delta g''_{mr} < 0$ eine Verlängerung der Brennweite. Im vorliegenden, durch die Meßergebnisse der Fig. 14 und 15 dargestellten Feld, ergibt die Auswertung nach Gl. (10) eine Verlängerung des Brennpunktabstandes vom Polschuh um den Betrag $\delta g''_{mr} = 9$ mm. Daraus läßt sich eine Vergrößerung der radialen Bildweite l''_{mr} von etwa 19 mm ableiten. Berücksichtigt man noch, daß sich der mittlere Bahnradius a_m , der mittlere Ablenkwinkel Φ_m , der Austritts-

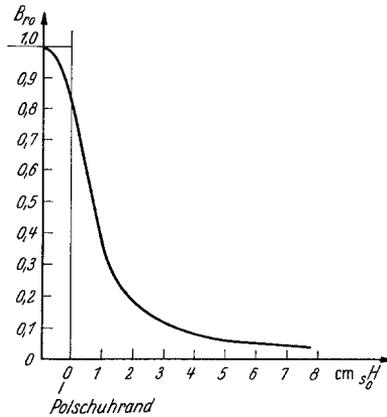


Fig. 15. Verlauf der relativen Feldstärke B_{r0} an der Austrittsseite des Magneten entlang der Herzog-Achse s_0^H

winkel ε'' und der ortsabhängige Winkel ε^* nur mit begrenzter Genauigkeit bestimmen lassen, so ergibt das einen Fehler $\Delta l''_{m_r}$ von ungefähr ± 10 mm. Demzufolge erhält man rechnerisch eine Bildweite $l''_{m_r} = 276 \pm 10$ mm. Wie oben bemerkt, beträgt der experimentelle Wert $l''_{m_r} = 286 \pm 5$ mm.

Beim Justieren des Apparates wurde zunächst bei ausgebautem elektrischen Felde der Bildabstand l''_{m_r} für das magnetische Sektorfeld allein gesucht. Die Justierung des gesamten Parabelspektrographen einschließlich des elektrischen Feldes geschah dann in einfacher Weise mittels des drehbaren zylindrischen Einsatzes an der Austrittsgrenze des Magneten. Bei der Drehung des Einsatzes bewegen sich die Bildweiten l''_{m_r} und l''_{e_r} gegenläufig, so daß die Justierung mit einer kleinen Drehung erreicht wird. Die Photoplatte muß entsprechend dabei etwas verschoben werden.

6. Bildkurve

Die bisherigen Berechnungen und Ergebnisse bezogen sich auf die Fokussierung des Hauptstrahlenbündels (Masse M_0 , Energie E_0), das der Mittelbahn folgt. Die Abbildungseigenschaften dieses Parabelspektrographen für Ionen mit von M_0 verschiedener Masse $M = M_0 + \Delta M$ und von E_0 verschiedener Energie $E = E_0 + \Delta E$ sollen nun näher untersucht werden.

a) *Radiale Neigung der Bildfläche des magnetischen Sektorfeldes.* Die Bildorte des magnetischen Sektorfeldes für Ionen der Masse M und Energie E liegen hinter dem elektrischen Felde auf einer gekrümmten Fläche, die gegenüber dem Mittelstrahl geneigt ist. Die Neigung ist⁸

$$\operatorname{tg} \omega = - \frac{a_m U_6 + l''_{m_r} V_6}{a_m U_{16} + l''_{m_r} V_{16}} V_1, \quad (11)$$

mit den Abkürzungen

$$\left. \begin{aligned} U_6 &= \frac{1}{2} \mu_{2a} \\ U_{16} &= \frac{1}{2} \left(\mu_{12a} + \frac{l''_{m_r}}{a_m} \mu_{12b} \right) \\ V_1 &= v_{1a} + \frac{l''_{m_r}}{a_m} v_{1b} \\ V_6 &= \frac{1}{2} v_{2a} \\ V_{16} &= \frac{1}{2} \left(v_{12a} + \frac{l''_{m_r}}{a_m} v_{12b} \right), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

welche sich aus den entsprechenden für doppelfokussierende Massenspektrographen angegebenen Ausdrücken⁸ bei Spezialisierung auf das magnetische Sektorfeld allein ableiten lassen. Die Koeffizienten μ und ν sind bekannte Funktionen von Φ_m , ε' und ε'' . Für die speziellen

⁸ LIEBL, H.: Z. Naturforsch. **13**a, 490 (1958).

Dimensionen unseres Magnetfeldes ist $\operatorname{tg} \omega = 0,411$, das entspricht einem Neigungswinkel von $\omega = 22,3^\circ$. Bei der Berechnung wurde das Streufeld des Magneten nicht berücksichtigt.

b) *Radiale Neigung der Bildfläche des elektrischen Zylinderfeldes.* Die Bildfläche des Zylinderkondensators ist gegenüber der Mittelbahn geneigt. Der Neigungswinkel ψ ist gegeben durch⁹

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\gamma + \gamma^2}{a + b\gamma + c\gamma^2} \quad (13)$$

mit der Abkürzung

$$\gamma = \frac{l'_{er} - g_{er}}{f_{er}}. \quad (14)$$

Die Größen a, b, c sind Funktionen von Φ_e ; g_{er} und f_{er} sind Brennpunktswert und Brennweite für den Mittelstrahl. Mit den Werten $l'_{er} = 291$ mm, $g_{er} = 73,5$ mm, $f_{er} = 128,1$ mm, $\Phi_e = 38,9^\circ$ erhält man für die Neigung $\operatorname{tg} \psi = 0,227$; der Neigungswinkel ψ beträgt demnach $12,8^\circ$.

c) *Bildkurve, auf der die Bedingung für stigmatische Abbildung erfüllt ist.* Die Schnittkurve der Bildflächen des Magnetfeldes und des elektrischen Feldes ist die Bildkurve, auf der wir stigmatische Abbildung erhalten. Sie wird in erster Näherung durch die Gerade wiedergegeben, die als Schnittgerade der beiden Tangentialebenen an die Bildflächen am Ort des Durchstoßpunktes des Mittelstrahls entsteht. Außerhalb dieser Geraden erhält man keine stigmatische Abbildung mehr, eine Parabel wird dort infolge astigmatischen Fehlers etwas verbreitert. Eine annähernd stigmatische Abbildung über einen größeren Bereich läßt sich erzielen, indem die Photoplatte in die Richtung der Bildgeraden geneigt wird. Unter der Vielzahl der dann noch möglichen Stellungen der Photoplatte ist eine solche auszuwählen, deren Richtung zwischen die Richtungen der beiden Tangentialebenen fällt. Da $l''_{er} < l''_{mr}$ ist, ist eine solche Richtung zu bevorzugen, welche mehr mit der Richtung der Tangentialebene an die Bildfläche des elektrischen Feldes zusammenfällt.

7. Auflösungsvermögen

Da ein Parabelspektrograph ein Massen- und Energieanalysator ist, ist zwischen dem Massen- und dem Energieauflösungsvermögen zu unterscheiden.

Es läßt sich zeigen, daß das Massenauflösungsvermögen unseres Parabelspektrographen ungefähr gleich dem Auflösungsvermögen des verwendeten magnetischen Sektorfeldes bei verschwindender Energiebreite der verwendeten Ionen ist:

$$A_M = \frac{M}{\Delta M} \approx \frac{K''_m}{2s'G_m}, \quad (15)$$

⁹ WENDE, H.: Z. Naturforsch. **12a**, 967 (1957).

mit den Abkürzungen

$$\left. \begin{aligned} K_m'' &= \alpha_m (1 - \cos \Phi_m) + l_{mr}'' [\sin \Phi_m + (1 - \cos \Phi_m) \operatorname{tg} \varepsilon''] \\ G_m &= - \frac{l_{mr}}{l_{mr}' - g_{mr}'} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

s' ist der Durchmesser der engen Eintrittsblende, die abgebildet wird, K_m'' der Massendispersionskoeffizient, G_m die Quervergrößerung.

Für die Dimensionen unseres Apparates ergibt sich

$$A_M = \frac{148}{s'}, \quad (17)$$

wobei s' in Millimetern einzusetzen ist. Für eine kreisförmige Eintrittsblende des Durchmessers $s' = 0,05$ mm errechnet sich $A_M = 2960$, d. h. daß z. B. das Dublett $^{14}\text{N}_2 - ^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ mit einem Massenunterschied $\Delta M = 11,273$ mME bei optimaler Justierung gerade getrennt werden müßte.

Eine genauere Überlegung zeigt, daß das Massen-Auflösungsvermögen des Parabelspektrographen bei nicht verschwindender Energiebreite der Ionen in Wirklichkeit um einen Faktor, der etwa zwischen 0,5 und 1,0 liegt, kleiner ist, als es aus Gl. (15) errechnet wird. Im Falle unseres Apparates liegt dieser Faktor aber nahe bei 1.

Das Energieauflösungsvermögen des Parabelspektrographen ist näherungsweise gleich dem Auflösungsvermögen des elektrischen Feldes allein

$$A_E = \frac{E}{\Delta E} \approx \frac{\alpha_e}{2\bar{s}'} \left(1 + \frac{l_{er}' - g_{er}}{f_{er}} \right). \quad (18)$$

\bar{s}' ist das durch das axiale magnetische Austritts-Streifeld entworfene, virtuelle Bild der Eintrittsblende mit der Weite s' . Es gilt

$$\frac{\bar{s}'}{s'} = \frac{-f''}{l_{mz}' + \alpha_m \Phi_m - f''}. \quad (19)$$

Als Zahlenwert erhält man für unsere Anordnung $\bar{s}' = 0,47 s'$, und damit ein Auflösungsvermögen $A_E = 425/s'$, falls s' wieder in Millimetern eingesetzt wird. Mit einer 0,05 mm weiten Eintrittsblende beträgt das Auflösungsvermögen $A_E = 8500$. Bei 17 kV Beschleunigungsspannung sollten demnach Ionen mit einem Energieunterschied von 2 eV gerade noch getrennt werden.

Eine genauere Überlegung zeigt, daß das Energieauflösungsvermögen des Parabelspektrographen in Wirklichkeit etwas größer ist als es aus Gl. (18) errechnet wird. Jedoch ist der Unterschied in unserem Falle geringfügig.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Zurverfügungstellung von Mitteln zur Durchführung dieser Arbeit. Herrn Oberwerkmeister ZIEGLER und den anderen Herren unserer Institutswerkstatt danken wir für die sorgfältige Ausführung der umfangreichen mechanischen Arbeiten.