

abzuschätzen. Diese Verteilung läßt sich bereits gut durch den zweigliedrigen Ausdruck

$$\varrho(x) = e^{-(x/26)^2} + 0,0333 e^{-(x/54)^2}$$

approximieren (die Konstante  $c_0'$  ist gleich 1 gesetzt). Mit den nach (15) berechneten  $c_i$  ( $a=100$  cm) ist dann

$$\varrho_\infty(r) = e^{-(r/26)^2} + 0,0381 e^{-(r/54)^2}.$$

Danach hat  $\delta$  z. B. für die Quellabstände 0, 30, 60, 100 cm die folgenden Werte:  $\delta(0) = 0,5\%$ ,  $\delta(30) = 1,2\%$ ,  $\delta(60) = 8,7\%$ ,  $\delta(100) = 12,5\%$ . Da unser Betonprisma auf dem Fußboden lag, der ebenfalls aus Beton bestand, rechnen wir mit  $3/4$  dieser  $\delta$ -Werte. Dann ergibt sich, daß die aus der gemessenen  $\varrho(x)$ -Kurve abgeleitete Abklinglänge der 1-eV-Neutronen um 1,4 cm, die Bremslänge um 0,8 cm zu erhöhen ist, wie in Abschn. 1 geschehen.

**Zusammenfassung.** Das Verhalten von schnellen und langsamen Neutronen im Innern von

4,5 Tonnen Beton und beim Durchdringen einer Betonwand variabler Dicke wurde untersucht. Die Dichte des Betons betrug  $2,26 \text{ g/cm}^3$ , sein Wassergehalt 5 bis 10 Gewichtsprozent. Die gemessenen und berechneten Werte der interessierenden Größen sind in Tab. 2 zusammengestellt;  $\varrho$  ist die Neutronendichte im Abstände  $r$  von einer Punktquelle.

Theoretisch werden die einfachen Beziehungen  $L \approx B/\sqrt{6}$ ,  $1/L' = 1/L - 1/r$  abgeleitet und experimentell bestätigt (Abschn. 2 d).

$L$  läßt sich auch bei kugelsymmetrischer Anordnung messen, und zwar als Abklinglänge von  $\varrho r$  (nicht  $\varrho r^2$ ).

Damit kann außer den Abklinglängen auch die Dicke von Neutronenschutzwänden näherungsweise berechnet werden. Eine Schutzwand aus dem hier untersuchten Beton, die die Intensität der Neutronen auf  $1/1000$  schwächt, müßte 160 cm dick sein.

Die vorliegenden Messungen wurden auf Veranlassung von Hrn. Prof. Bothe ausgeführt. Wir danken ihm für eingehende Diskussionen.

## Eine Fehlermöglichkeit bei massenspektrographischen Dublettmessungen

VON HEINZ EWALD

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Tailfingen

(Z. Naturforsch. 2a, 384—388 [1947]; eingegangen am 24. April 1947)

Aus massenspektrographischen Aufnahmen wird geschlossen, daß der Durchmesser der Ionenbündel der Kanalstrahlentladung am Ort des Spektrographenspaltes für die verschiedenen gleichzeitig erzeugten Ionensorten sehr verschiedene Werte annimmt. So haben z. B. die  $O^+$ -Bündel einen Durchmesser von Millimetern, während die  $CH_4^+$ -Bündel auf nur einige Zehntel-Millimeter zusammengedrängt sind, den Spalt also nur auf einem geringen Teil seiner Länge ausleuchten. Bei idealer Justierung des Spaltes senkrecht zu den Feldlinien des elektrischen Ablenkfeldes sollte diese verschiedenartige Ausleuchtung auf die Messungen ohne Einfluß bleiben. Aber schon bei einer Verdrehung des Spaltes von nur  $0,1^\circ$  um die Richtung der Ionenstrahlen können hierdurch unter gewissen Umständen systematische Fehler entstehen, die die in den neueren Arbeiten angegebenen wahrscheinlichen Fehler der Ergebnisse um ein Mehrfaches übersteigen. Es wird angenommen, daß die immer noch nicht vollkommen befriedigende Übereinstimmung der Resultate der verschiedenen Autoren für das wichtige Dublett  $^{12}CH_4 - ^{16}O$  hierin ihre Erklärung findet.

Die Frage nach der Genauigkeit und Übereinstimmung der massenspektrographischen Dublett-Messungen, insbesondere der sogenannten Grunddubletts, ist in den letzten zehn Jahren mehrfach in kritischen Untersuchungen hervorgetreten. Als Aston 1936 seinen dritten Massenspektrographen fertiggestellt hatte<sup>1</sup>, zeigte sich bei der Bestimmung des Dubletts  $^1H_2 - ^2D$  eine Linien-

schärfe, die theoretisch eine Genauigkeit der Massenbestimmung von  $1:10^5$  hätte ermöglichen sollen. Bei der Auswertung verschiedener Einzelaufnahmen zeigten die Ergebnisse aber untereinander Schwankungen, die zu groß waren, um mit einer solchen Genauigkeit verträglich zu sein. Die Ursache hierfür sah Aston in den wechselnden

<sup>1</sup> F. W. Aston, Nature [London] 137, 357 [1936].



Entladungsbedingungen in der Gasentladungsröhre und vermutete eine ungleichmäßige seitliche, für Atom und Molekül möglicherweise verschiedene Ausleuchtung des Spektrographenspaltes, die zu verschiedenartigen Linienformen und daher bei Abstandsmessungen zu Fehlern führen könnte.

In späteren Veröffentlichungen<sup>2</sup> diskutierte Aston insbesondere die beim Dublett  $^{12}\text{CH}_4 - ^{16}\text{O}$  zwischen seinen Messungen und denen anderer Autoren aufgetretene Diskrepanz und versuchte verschiedene vielleicht mögliche Fehlerquellen gegeneinander abzuwägen. Auch Mattauch<sup>3</sup> und ebenso Jordan<sup>4</sup> beschäftigten sich eingehend mit dieser Frage. Die Ergebnisse der hochauflösenden doppelfokussierenden Apparate<sup>3,4,5,6</sup> ließen den besonders stark abweichenden Astonschen Wert  $360,1 \pm 1,6$  (die Dublettabstände sind in Zehntausendstel Masseneinheiten angegeben) schließlich als zu klein erkennen, stimmten aber unter Berücksichtigung der angegebenen wahrscheinlichen Fehler gut miteinander überein. Bei genauer Durchsicht dieser neueren Arbeiten können nun aber einige wichtige Bemerkungen nicht übergangen werden. So sah sich der eine oder andere Autor genötigt, früher datierte eigene Messungen bei Wiederholung um ein Geringes zu korrigieren, zum Teil ohne dafür einen einleuchtenden Grund angeben zu können, oder auf die Möglichkeit geringer systematischer Fehler unbekannter Ursache hinzuweisen. Auch wurden die wahrscheinlichen Fehler wohl aus Furcht vor unbekannten Fehlerquellen in einigen Fällen gegenüber den errechneten wesentlich vergrößert angegeben. Z. B. verwarfen Bainbridge und Jordan ihren zuerst angegebenen Wert  $369 \pm 2^7$  wegen beobachteter Asymmetrie der Linien<sup>8</sup> und gaben dann den Wert  $364,9 \pm 0,8^9$  an, während Jordan bei seiner jüngsten Messung  $363,2 \pm 0,35$  erhielt<sup>4</sup>, wobei diese Fehler jeweils schon mit einem Sicherheitsfaktor etwa von der Größe 3 versehen sind. Andererseits berichtete Mattauch von einem geringen systematischen und unerklärten Gang bei seinen Ergebnissen, wenn das Dublett an verschiedenen Stellen der 30 cm langen Platte aufgenommen

wurde<sup>3</sup>. Wenn auch der erreichte Genauigkeitsgrad zweifellos schon sehr hoch ist, mag es unter diesen Umständen doch gerechtfertigt erscheinen, die von den verschiedenen Seiten mitgeteilten Zahlenwerte hinsichtlich ihrer Übereinstimmung immer noch mit einer gewissen Vorsicht aufzunehmen.

Jordan<sup>4</sup> beobachtete ebenfalls, entsprechend der schon früher von Aston ausgesprochenen Vermutung, daß die Ausleuchtung des Schlitzes durch die verschiedenen von der Gasentladung gleichzeitig gelieferten Ionensorten nicht gleichartig ist. Zur Vermeidung von fehlerhaften Ergebnissen versuchte er daher durch Verwendung einer konzentrisch zur Ionenquelle angeordneten Hilfspule eine möglichst gleichmäßige und zentrische Ausleuchtung herzustellen. Er berichtete von Versuchsaufnahmen, bei denen er bei gut justierter Hilfspule alle drei Linien des Triplets  $^{16}\text{O} - ^{14}\text{NH}_2 - ^{12}\text{CH}_4$  erhielt, während durch geringe Dejustierung der Hilfspule die Linie  $\text{CH}_4$  vollkommen ausfiel.

Hier soll nun über Aufnahmeergebnisse berichtet werden, die diesen Befund von Aston und Jordan bestätigen, darüber hinaus aber einen Einblick in die dadurch bedingten ernststen Fehlermöglichkeiten gestatten.

Schon in Berlin wurde bei Aufnahmen des Triplets bei der Massenzahl 16, die mit dem ersten Mattauch-Herzogschen Apparat erhalten wurden, zuweilen ein unerklärlicher Schärfeunterschied der Linien  $^{16}\text{O}$  und  $^{12}\text{CH}_4$  beobachtet, und zwar war dann die letztgenannte jeweils die schärfere. Der Effekt trat aber sehr verschieden stark hervor. Auch mit der zweiten, kürzlich ausführlich beschriebenen Konstruktion des Apparates<sup>10</sup> machten wir hin und wieder die gleiche beunruhigende Beobachtung, ohne dafür vorerst eine Erklärung angeben zu können. Nun konnten mit diesem Apparat Aufnahmen erhalten werden, die eine ziemlich vollkommene Deutung der Erscheinung gestatten. Wie bei der Beschreibung des Apparates angegeben wurde, kann der feine Spektrographenspalt zur Justierung im Betrieb von außen in verschiedenster

<sup>2</sup> F. W. Aston, Nature [London] **138**, 1094 [1936]; F. W. Aston, Nature [London] **139**, 922 [1937]; F. W. Aston, Nature [London] **141**, 1096 [1938]; F. W. Aston, Nature [London] **143**, 797 [1939].

<sup>3</sup> J. Mattauch, Physic. Rev. **57**, 1155 [1940].

<sup>4</sup> E. B. Jordan, Physic. Rev. **60**, 710 [1941].

<sup>5</sup> T. Asada, T. Okuda, K. Ogata u. S. Yoshimoto, Nature [London] **143**, 797 [1939]; Proc. phys. math. Soc. Japan **22**, 23 [1940].

<sup>6</sup> F. W. Aston, Mass spectra and isotopes, London 1942, S. 130.

<sup>7</sup> E. B. Jordan u. K. T. Bainbridge, Physic. Rev. **49**, 883 [1936]; **51**, 385 [1937].

<sup>8</sup> Siehe F. W. Aston, Nature [London] **143**, 798 [1939].

<sup>9</sup> Siehe M. S. Livingston u. H. A. Bethe, Rev. mod. Physics **9**, 368 [1937].

<sup>10</sup> H. Ewald, Z. Naturforschg. **1**, 131 [1946].

Weise verstellt und bewegt werden. So ist auch die Möglichkeit vorgesehen, den vertikalen Spalt um die horizontale Apparaturachse, d. h. um die Richtung des ausgesonderten Strahlenbündels, zu verdrehen. Man kann so die genaue Parallelstellung des 4 mm hohen und größenordnungsmäßig 0,005 mm weiten Spaltes zu den Platten des elektrischen Ablenkfeldes empirisch dadurch ermitteln, daß man auf eine Platte untereinander z. B. etwa sieben Aufnahmen herstellt, zwischen denen jeweils der Schlitz um einen geeigneten geringen Betrag verdreht wird. Die schärfste Aufnahme innerhalb einer solchen Serie ergibt dann die beste einzustellende Schlitzstellung.

Abb. 1 (s. Tafel, S. 388a) gibt die Mikrophographien (35-fache Vergrößerung) von fünf aufeinanderfolgenden Aufnahmen einer solchen Serie. Von Aufnahme zu Aufnahme ist dabei der Schlitz im gleichen Sinne um den Betrag von  $0,35^\circ$  verdreht worden. Neben jeder Aufnahme ist die zugehörige Photometerkurve wiedergegeben. Im einzelnen zeigen die Aufnahmen folgendes:

Die Linie  $^{16}\text{O}$  ist bei der ersten Aufnahme recht breit und entsprechend schwach, sie erreicht bei der dritten Aufnahme ihre größte Schärfe, um dann ebenso schnell wieder unscharf zu werden. Die Linie  $^{12}\text{CH}_4$  ist dagegen auf allen Aufnahmen gleichmäßig scharf. Am auffallendsten ist das Verhalten der in der Mitte liegenden  $\text{NH}_2$ -Linie. Sie zeigt beide bei  $^{12}\text{CH}_4$  und  $^{16}\text{O}$  gegebenen Verhaltensweisen zugleich, indem sie aus einem im Verlauf der Serie gleichmäßig scharf bleibenden Anteil besteht und aus einem veränderlichen unscharfen, der bei der dritten Aufnahme seine größte Schärfe erreicht und sich dann mit dem ersteren deckt. Bemerkenswert ist dabei, daß der konstant scharfe Anteil im Verlauf der Serie sozusagen über den veränderlich diffusen Anteil hinüberwandert, indem er bei den ersten Aufnahmen dem linken Rand des diffusen Anteiles aufsitzt, bei den letzten beiden Aufnahmen aber dem rechten Rand.

Um diese Erscheinungen zu verstehen, müssen wir uns überlegen, welche Linienverbreiterungen bei den vorgenommenen Schlitzverdrehungen theoretisch zu erwarten sind, indem wir die Schlitzstellung der Aufnahme III als die bestmögliche annehmen. Die zweidimensional durchgeführte Theorie der doppelfokussierenden Massenspektrographen von Herzog, Mattauch und Herzog, und von Herzog und Hauk<sup>11</sup> verfolgt den Strahlengang in einer Mittelebene, die speziell bei den

genannten beiden Apparaten des Mattauch-Herzogschen Typs als Horizontalebene zu denken ist. Die praktisch höchstens zwei Millimeter oberhalb und unterhalb, parallel oder in geringem Winkel (kleiner als  $0,3^\circ$ , größere Divergenzen werden durch Blenden weggefangen) zu dieser Mittelebene geneigt verlaufenden Strahlen werden also von der Theorie nicht gesondert erfaßt, sondern näherungsweise durch ihre Projektionen in die Mittelebene ersetzt. Für die Linienbreite gilt hier die Formel:

$$b = \frac{a}{a_e \cos w} s_0 = 0,76 \cdot s_0,$$

$s_0$ : Spaltweite,  $a = 15$  cm: Krümmungsradius der Strahlen im Magnetfeld,  $a_e = 28$  cm: Krümmungsradius im elektrischen Feld,  $w = 45^\circ$ : Einfallswinkel der Strahlen auf die Photoplatte.

Bei der besten dritten Aufnahme beträgt die Linienbreite etwa 0,005 mm, während die Spaltweite etwa 0,003 bis 0,005 mm betragen hat. Bis auf einen Faktor kleiner als 2 ist das in guter Übereinstimmung mit der Formel, zumal wenn man bedenkt, daß zur Zeit dieser Aufnahme die anderen Justiermöglichkeiten der Apparatur noch nicht sämtlich in ihrer besten Stellung waren.

Wenn nun der Schlitz aus seiner optimalen, d. h. zur Mittelebene senkrechten Stellung um einen kleinen Winkel  $\gamma$  herausgedreht wird, dann vergrößern wir damit die effektive Schlitzweite — da ja alle Strahlen in die Mittelebene zu projizieren sind — auf

$$s = s_0 + h \sin \gamma,$$

wobei unter  $h$  ( $= 4$  mm) die vertikale Schlitzlänge verstanden sei. Für die Werte  $\gamma = 0,35^\circ$  und  $\gamma = 0,70^\circ$  gibt das etwa  $s = 0,025$  bzw.  $0,050$  mm. Die bei der Linie  $^{16}\text{O}$  beobachtete Verbreiterung bleibt um etwa den Faktor 1,6 unter dem hiernach zu erwartenden Wert, was wohl so zu verstehen ist, daß der Spalt bei diesen Aufnahmen nur in einer Länge von 2,5 mm wirksam wurde, vielleicht weil er sich zum Teil zugesetzt hatte. Um so auffallender ist die gleichbleibende Schärfe der  $\text{CH}_4$ -Linie und des scharfen Anteiles der  $\text{NH}_2$ -Linie. Diese überraschende Unempfindlichkeit gegen die vorgenommenen Schlitzverdrehungen ist also zu deuten.

<sup>11</sup> R. Herzog, Z. Physik **89**, 447 [1934]; J. Mattauch u. R. Herzog, Z. Physik **89**, 786 [1934]; R. Herzog u. V. Hauk, Ann. Physik **33**, 89 [1938] s. a. A. Klemm, Z. Naturforschg. **1**, 137 [1946].

Hier drängt sich folgende Annahme als Lösung auf. Der Schlitz wird von einem weiten, vermutlich rotationssymmetrischen Bündel von  $O^+$ -Ionen und auch  $NH_2^+$ -Ionen getroffen und jedenfalls auf einem größeren Teil seiner Länge annähernd gleichmäßig ausgeleuchtet, während die  $CH_4^+$ -Ionen und ein anderer Anteil von  $NH_2^+$ -Ionen ihn zu einem sehr engen Pinsel gebündelt und zu ersten konzentrisch an genau definierter Stelle oberhalb oder unterhalb der Mittelebene durchsetzen, entsprechend den jeweiligen Entladungsbedingungen und der Stellung des Anodenzyllinders. Bei der Herstellung der wiedergegebenen Aufnahmeserie sind nun die Bedingungen so gewesen und auch

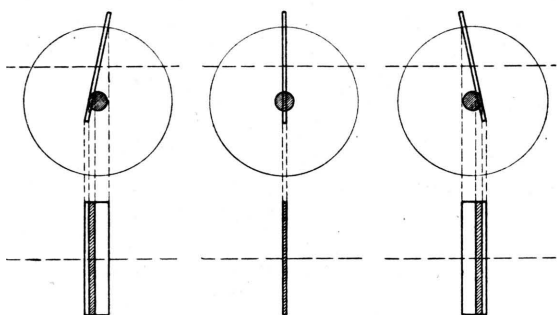


Abb. 2. Verbreiterung und Relativverschiebung der „Effektivspalte“ (unten) bei Schlitzverdrehungen im Falle unsymmetrischer und unvollkommener Ausleuchtung des Spaltes durch verschieden stark gebündelte Ionensorten (oben). Die weiten Bündel sind durch die großen Kreise angedeutet, die engen durch die kleinen, schraffierten Kreise.

während der für die Belichtungen benötigten Zeit konstant geblieben, daß diese scharf begrenzten Ionenbündel den Spalt an seinem unteren (s. a. die zu Abb. 3 gegebenen Erläuterungen) Ende getroffen haben. Und zwar kann die hierfür wirksam gewordene Spaltlänge nicht größer als einige Zehntel Millimeter gewesen sein. In Abb. 2 sind schematisch Ansichten des Spaltes in drei verschiedenen Winkelstellungen gegeben. Die gestrichelten horizontalen Linien sollen die horizontale Mittelebene des Strahlenganges darstellen, die kleinen schraffierten Kreise die Querschnitte der engen Strahlenbündel der  $CH_4^+$  und  $NH_2^+$ -Ionen, während die anderen, schwächer gebündelten Ionen durch die großen Kreise angedeutet sind. Darunter sind jeweils die durch Projektion aller Strahlen in die Horizontalebene entstanden gedachten effektiven Spaltweiten gezeichnet, schraffiert für die enggebündelten Ionen und nur durch

Striche umrandet für die anderen. Neben der für beide Ionensorten sehr verschieden starken Verbreiterung des „Effektivspaltes“ bei Verdrehung ist nun das Augenmerk auf die offenbare Relativverschiebung der Zentren der Effektivspalte beider Ionensorten zu legen. Und man kann ohne weiteres schließen, daß es zwischen den Mitten der den verschiedenartigen Ionen entsprechenden Spaltbilder auf der Photoplatte, den Dublett-Linien der Massenspektrogramme, bei nicht genauer Senkrechtheitsstellung des Spaltes ebenfalls zu Relativverschiebungen — Abweichungen von den wahren Dublettabständen — kommen muß, die, wie sich zeigt, zu beträchtlichen Fehlmessungen führen können. Da Schlitzweite und Linienbreite etwa gleich sind, darf man annehmen — die Formeln der Theorie bestätigen das —, daß diese Relativverschiebungen der Linien auch von der Größe der Relativverschiebungen der Zentren der Effektivspalte sind. Für die bei unserem Beispiel geltenden Zahlengrößen (2,5 mm wirksame Schlitzlänge, Eintritt der engen Bündel am unteren Ende der wirksamen Schlitzlänge, Verdrehung von  $0,35^\circ$  von Aufnahme zu Aufnahme) finden wir für die Relativverschiebungen der Zentren der Effektivspalte und für die der betreffenden Dublettlinien zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schlitzverstellungen 0,0075 mm bzw. 0,006 mm. Andererseits ergab je eine einmalige Ausmessung der Abstände der Linien  $^{12}CH_4$  und  $^{16}O$  bei den Aufnahmen II, III und IV die Werte 0,2564, 0,2606 bzw. 0,2674 mm; die Differenzen 0,0042 und 0,0068 mm entsprechen also in der Tat einer relativen Verschiebung der Dublettlinien etwa in der erwarteten Größe. Die Schwankung mag z. Tl. darauf zurückzuführen sein, daß bei den kleinen Verdrehungsschritten der Justiermechanismus schon nicht mehr gleichmäßig genug arbeitet. Auch ist die  $CH_4$ -Linie auf diesen Aufnahmen für eine hinreichend gute Ausmessung zu stark belichtet. Den gemessenen Abständen würden die Massendifferenzen 359,9, 365,9 bzw. 375,3 in Zehntausendstel Masseneinheiten entsprechen; im Vergleich dazu erhielten Mattauch und Bönsch<sup>12</sup>  $363,81 \pm 0,28$  und Jordan<sup>4</sup>  $363,2 \pm 0,35$  als Präzisionswerte.

Die Abweichungen der Messungen vom wahren Wert können also unter diesen Umständen beträchtlich sein, obgleich die Dejustierung des Schlitzes hier nur  $0,35^\circ$  beträgt. Nun wird man zwar die

<sup>12</sup> A. Bönsch, Diss. Wien 1939; S. Flüge u. J. Mattauch, Physik. Z. 44, 184 [1943].

schon deutlich unscharfen Linien der Aufnahmen II und IV nicht zu Präzisionsmessungen heranziehen. Wenn man sich aber eine Schlitzdejustierung von nur  $0,1^\circ$  denkt, dann würde die daraus resultierende Unschärfe für das Auge nur noch schwer erkennbar sein und der Verwendung solcher Aufnahmen zur Messung in der bisher üblichen Weise u. U. nichts entgegenstehen. Trotzdem könnte diese Messung nach obigem mit einem Fehler bis zu  $2 \cdot 10^{-4}$  Masseneinheiten verbunden sein. Das ist ein Mehrfaches der bei den neuesten Präzisionsmessungen angegebenen Fehler. Diese

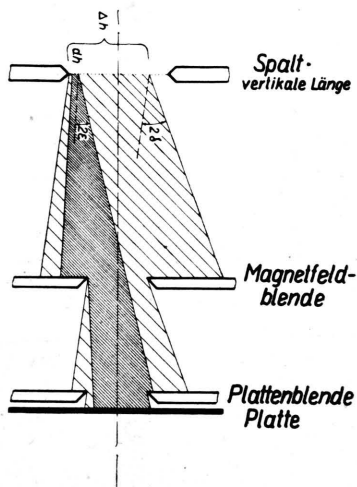


Abb. 3. Unvollkommene Ausleuchtung der unteren Linienenden auf der Photoplatte für die engebündelten Ionen, vollkommene Ausleuchtung für weitgebündelte Ionen.

überraschende Größe der schon bei kleinsten Schlitzverdrehungen unter der Voraussetzung der sehr engen Bündelung eines Teiles der Ionen möglichen Fehlmessungen wird verständlicher, wenn man bedenkt, daß das hier maßgebende Verhältnis von Schlitzlänge zu Schlitzweite von der Größenordnung  $10^3$  ist.

Es wird nun angenommen, daß die immer noch nicht ganz ideale Übereinstimmung der Meßergebnisse der verschiedenen Autoren für das wichtige Dublett  $^{12}\text{CH}_4 - ^{16}\text{O}$  in dem hier beschriebenen Effekt ganz oder teilweise ihre Ursache hat. Ob und wie weit sich bei Weiterverwendung der Gasentladungsröhren eine Vermeidung dieser Fehler erreichen läßt, z. B. durch die Jordansche Hilfspule, steht noch nicht fest. Prinzipiell frei von die-

ser Schwierigkeit wäre ein stigmatisch abbildender Apparat, wie er nach der 1944 von H. Marshall veröffentlichten dreidimensionalen Theorie doppel-fokussierender Massenspektrographen<sup>13</sup> vorge-schlagen wurde.

Eine weitere Stütze für die oben gegebenen Vorstellungen kann hier noch angeführt werden. Dazu ist in Abb. 3 eine schematische Darstellung der vertikalen Begrenzungen der Strahlen in der Apparatur gezeichnet. Der in den Ablenkkfeldern gekrümmte Strahlengang, der in nächster Nachbarschaft der horizontalen Mittelebene verläuft, ist hier in eine vertikale Ebene (= Zeichenebene) abgewickelt gedacht. Ohne vorläufig bestimmte Aussagen über die Bahnen der Ionen in der Ionenquelle selber machen zu wollen, betrachten wir in stark vereinfachender Annahme die Punkte der Spaltebene (punktierte Linie) als Ionen-Emissionszentren. Die Ionen der engebündelten Sorte und die der weitgebündelten Sorte sollen dabei von den Punkten der Spaltlängen-Bereiche  $dh$  bzw.  $\Delta h$  ausgehen. Die mittlere Richtung der von jedem Spaltpunkt schwach divergent nach rechts ausgesandten Strahlen ist etwa die der horizontalen Mittelebene. Da die Horizontalabstände in der Skizze sehr stark verkürzt wiedergegeben sind, erscheinen diese geringen vertikalen, für beide Ionensorten möglicherweise verschiedenen Winkeldivergenzen  $2\epsilon$  bzw.  $2\delta$  in der Darstellung viel zu groß. Bei der gezeichneten Lage des Eintrittsbereiches  $dh$  der engebündelten Ionen am unteren Ende des Spaltes kann es, wie leicht zu erkennen ist, geschehen, daß die entsprechenden „konstant scharfen“ Linien auf der Photoplatte unten nicht ganz in der ihnen durch die Plattenblende freigegebenen Länge von 3 mm ausgeleuchtet werden. Tatsächlich sind nun auf der fraglichen Platte diese Linien um etwa 0,4 mm kürzer als die veränderlich unscharfen Linien, die auf der ganzen möglichen Länge gleichmäßig ausgeleuchtet sind.

Auf die Frage nach der Ursache der verschiedenen starken Bündelung der verschiedenen Ionensorten soll hier noch nicht näher eingegangen werden, dazu sind noch weitere Experimente erforderlich. Es wird angenommen, daß die zur Photoplatte gelangenden Ionen entsprechend ihren Ionisierungs- bzw. Dissoziationsenergien und ihren unterschiedlichen Umladungs-Weglängen in verschiedenen Tiefen des Entladungsraumes gebildet werden.

<sup>13</sup> H. Marshall, Physik. Z. 45, 1 [1944].

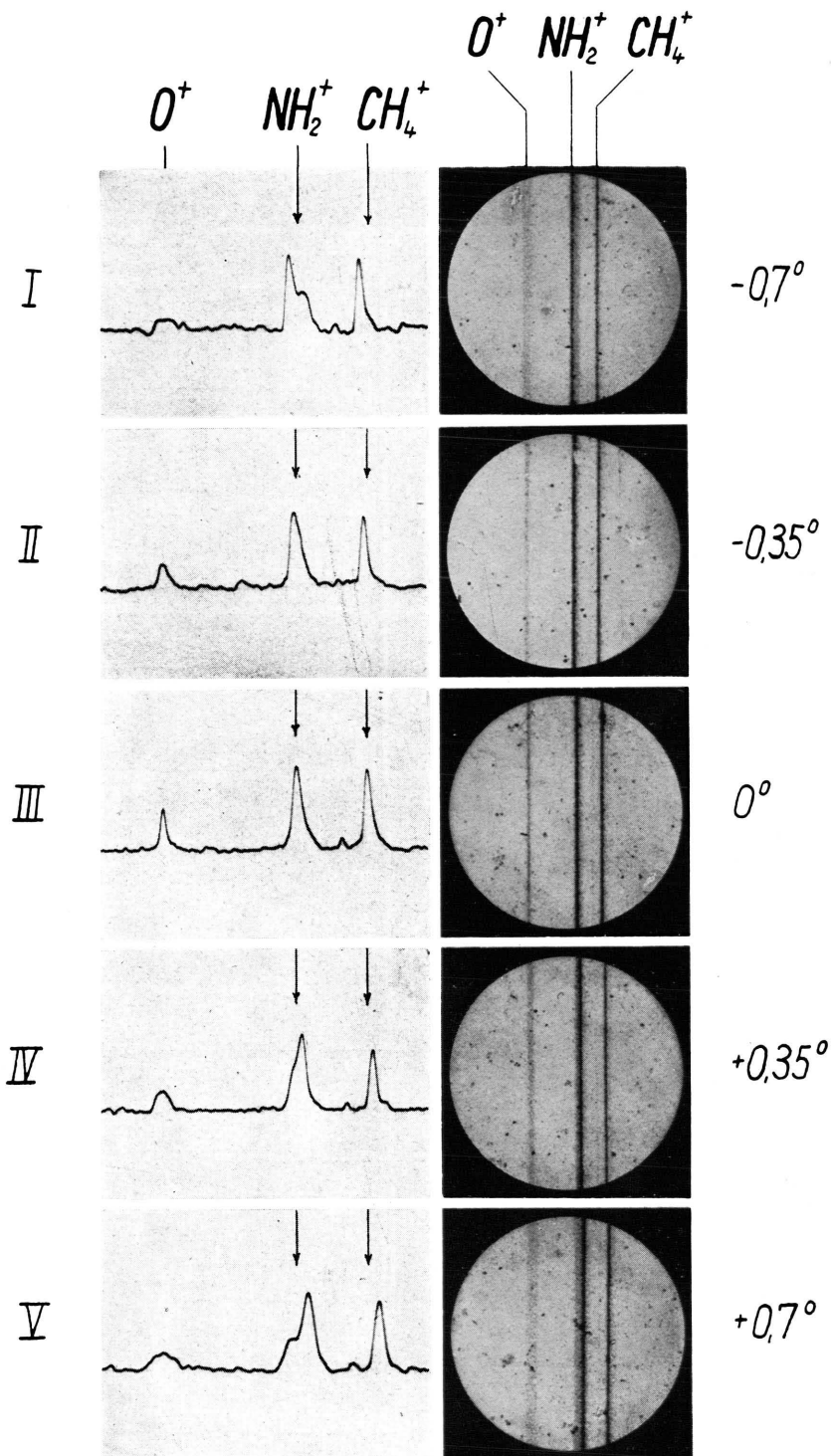


Abb. 1. Das verschiedenartige Verhalten der Linien des Triplets bei der Massenzahl 16 bei kleinen Schlitzverdre- hungen. Die Mitten der  $O^+$ -Linien sind nach Möglichkeit übereinandergesetzt. Die Pfeile über jeder Photometerkurve geben die Lage der  $NH_2^+$ - und  $CH_4^+$ -Linien auf der schärfsten Aufnahme III an und lassen die auftretenden Relativverschiebungen deutlich erkennen.

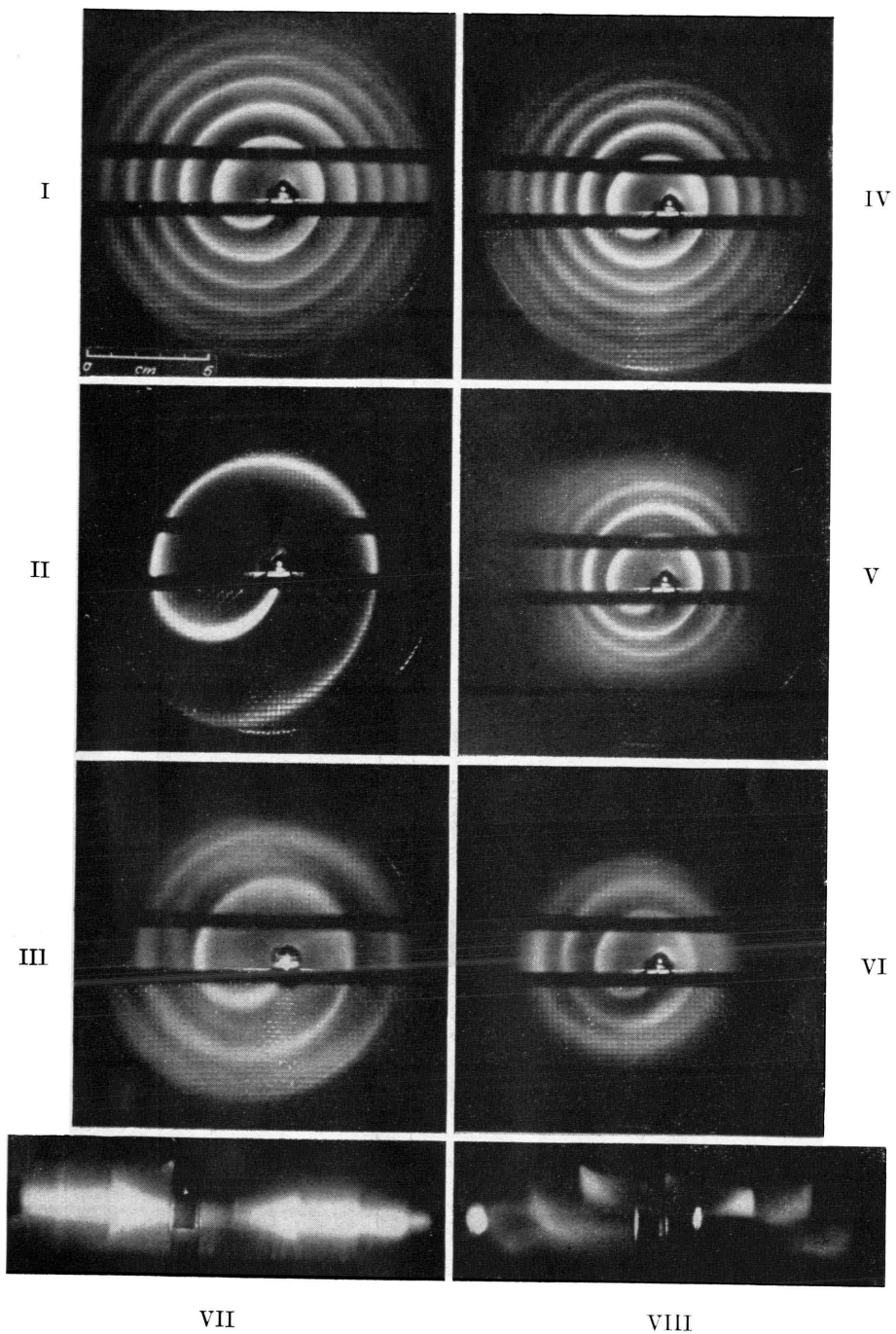


Abb. 2, Bild I—VIII.

Bild I. Die Elektronenbahnen bei 55 V HF-Spannung an den Halbdosen. Magnetfeld 16,9 Gauß, Wellenlänge  $\lambda = 6,4$  m, Belichtungszeit 30 Min. Der in der linken Ecke wiedergegebene Maßstab gilt für die Bilder I bis VI.

Bild II. Die Elektronenbahnen bei 200 V HF-Spannung, die übrigen Daten wie in I.

Bild III. Rückläufige Elektronenbahnen zwischen der starken normalen Bahn bei einem Magnetfeld  $H = H_r \cdot (1 - 0,03)$ .

Bild IV. Elektronenbahnen bei 41 V HF-Spannung und dem Magnetfeld  $H = H_r$ .

Bild V. Elektronenbahnen bei 41 V HF-Spannung und dem Magnetfeld  $H = H_r \cdot (1 + 0,077)$ .

Bild VI. Elektronenbahnen bei 41 V HF-Spannung und dem Magnetfeld  $H = H_r \cdot (1 - 0,052)$ .

Bild VII. Die Elektronenbahnen (von der Seite gesehen) mit einer üblichen Kathode.

Bild VIII. Die Elektronenbahnen (von der Seite gesehen) mit einem scharfgebündelten Elektronenstrahl, der die Kathode unter einem Winkel von  $16^\circ$  gegen die Mittelebene verläßt. (Der helle Fleck am linken Rand zeigt den mit Leuchtstoff bedeckten Auffänger, rechts neben der Kathode einen Glasreflex.)