

in ein bestimmtes Energieintervall fällt, durch die Breite dieses Intervalls dividieren:

$$N^* = \frac{1}{N_0} \frac{\Delta N}{\Delta Q}$$

und wenn wir  $N^*$  gegen den Energieverlust  $Q$  in der Mitte des Energieintervalls auftragen, so erhalten wir eine Poisson-ähnliche Verteilung.

- b2) Bezüglich des „mittleren Brechungswinkels“ (Abb. 2): Analog b1) tragen wir  $\varphi - \theta_T$  gegen  $Q$  auf: Bei kleinem Energieverlust erfolgt im Mittel Brechung zum Lot, bei großem Brechung vom Lot.

Das Programm, das für 12 Kombinationen aus Einfallswinkel, Energie und Foliendicke eingerichtet ist, wurde auf einer IBM 7040/32 K in etwa 12 s gerechnet. Wenn mit maximal 5% Sekundärelektronen gerechnet wird, werden 11 158 Speicherplätze benötigt.

Der Verfasser danken herzlich dem Leiter des Bundesinstituts der Technischen Hochschule Wien, Prof. Dr. H. J. STREITER, für die Erlaubnis, die umfangreicheren Rechnungen durchführen zu dürfen. Das Programm steht Interessenten jederzeit zur Verfügung.

## Messungen der Elektronenbeweglichkeit bei hohen Gasdrücken in Ar, He, N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>\*

R. GRÜNBERG

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. 23 a, 1994—2004 [1968]; eingegangen am 23. September 1968)

By means of a time of flight method the electron drift velocity  $v_d$  in argon, helium, nitrogen, and hydrogen was determined as function of  $E/p$  [V/Torr cm] at room temperature and for high pressure up to 42 at, at which no measurements were as yet available. In He and H<sub>2</sub>  $E/p$  was decreased to that range where the electrons are in thermal equilibrium with the gas. In N<sub>2</sub> measurements were extended nearly to this range, and in Ar measurements were carried out for  $E/p$  well above this range of thermal equilibrium.

The accuracy from 1% to 1.5% in the available pressure range enabled an examination of the similarity rule. For the diatomic gases N<sub>2</sub> and H<sub>2</sub> the measurements show that for constant  $E/p$  in the range  $E/p < 1$ , the drift velocities decrease with increasing pressure. This effect was not found in Ar. In He no effect was found in the pressure range up to 8400 Torr (or it lies within the limits of error).

Mittels einer Laufzeitmethode wird die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  von Ar, He, N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> bei Zimmertemperatur und hohem Druck (1...42 at) bestimmt, bei welchem bisher keine Messungen vorliegen. Die Messungen erstrecken sich im wesentlichen auf den  $E/p$ -Bereich, in dem keine Gasverstärkung vorliegt und reichen für He und H<sub>2</sub> herunter bis zu  $E/p$ -Werten, für die die Elektronen das thermische Gleichgewicht mit dem Gas erreichen; für N<sub>2</sub> reichen sie fast an diesen Bereich heran. Das Ziel dieser Untersuchung war es, die über einen großen Druckbereich erreichbare Genauigkeit von 1% bis 1,5% zur Prüfung des Ähnlichkeitsgesetzes auszunutzen, das im Niederdruckbereich für den hier untersuchten  $E/p$ -Bereich bisher von allen Autoren be-

stätigt worden ist (siehe Diskussion). Danach ist die Driftgeschwindigkeit nur von  $E/p$  und nicht von  $p$  abhängig. Wie die Messungen zeigen, liegen in N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> bei hohem Druck jedoch Abweichungen vom Ähnlichkeitsgesetz vor. Eine vorläufige Mitteilung erschien in<sup>1</sup>.

### 1. Meßmethode

#### a) Prinzip des Verfahrens und einige experimentelle Einzelheiten

Die Elektronen driften im homogenen elektrischen Feld, das von einem Plattenkondensator — bzw. 120° — Rogowski-Profil) erzeugt wird

Die Elektronen werden durch einen kurzen Lichtimpuls (d. h. kurz gegen die Driftzeit  $T_d$ ) an der Kathode durch Photoeffekt ausgelöst. Eine genauere Beschreibung der Anordnung zur Erzeugung der kurzen Lichtimpulse findet man in<sup>2</sup>. Die Abb. 1 zeigt das Prinzip des Meßverfahrens. Die in der Ladungstrecke  $C$  driftenden Elektronen erzeugen durch Influenz einen Strom im Außenkreis. Der Spannungsabfall an  $R_a$  wird verstärkt und oszilloskopiert. Weitere Einzelheiten des Verfahrens findet man in<sup>3</sup>.

Es ist eine gewisse Schwierigkeit, im  $E/p$ -Bereich oberhalb der Gasverstärkung Impulshöhen zu erzeugen, die hinreichend über dem Verstärkerrausen von 50  $\mu$ V liegen. Deshalb wird grundsätzlich der integrierende Fall benutzt ( $R_a \cdot C$  groß gegen die Dauer der in  $C$  fließenden Ströme). Dann ist für den Spannungsabfall an  $R_a$

$$U_{R_a}(t) = \frac{n_0 e_0}{C T_d} t \quad 0 \leq t \leq T_d$$

die Plateauhöhe für  $t > T_d$  beträgt dann

$$U_{R_a}(\infty) = \frac{n_0 e_0}{C}$$

Zeitpunkte 0 und  $T_d$  sind durch den gut markierten Übergang des linearen Anstiegs in die waagerechten Linien gekennzeichnet<sup>4</sup>.

Die integrierende Schaltung allein reicht zur Erzeugung hinreichender Impulshöhen noch nicht aus. Man aus vorstehender Formel entnimmt, muß der Kapazität  $C$  (Driftstrecke zusammen mit der Eingangskapazität des Verstärkers) möglichst klein und andererseits  $n_0$  möglichst groß gewählt werden. Da nicht unter 20 pF herabzusetzen ist, müssen mit kurzen Lichtimpulsen (Halbwertsbreite 6...30 ns) an  $C$  etwa  $10^8$  Elektronen ausgelöst werden. Da sich dies an reinen Metallflächen nicht erreichen ließen, wurden die Elektroden aus Kupfer gefertigt und im homogenen Teil mit einer Kupferjodid-Schicht versehen, wodurch sich die Ausbeute um den Faktor 50...100 erhöhte<sup>5</sup>. Eine reine und jodierte Elektrode gaben keine unterschiedlichen Resultate für  $v_d$ . Um trotz der kleinen Kapazität  $C$  die Bedingung  $R_a \cdot C \gg T_d$  zu erfüllen, wird der Verstärker einen hohen dynamischen Eingangswiderstand und eine niedrige untere Band-

grenze haben. Diese Forderung läßt sich mit Kathodenfolgenreifen erfüllen ( $R_e \approx 10^9 \Omega$ ).

Eine genaue Beschreibung des Hochdruckrezipienten und der Hochspannungsmessung findet sich bei MÜLLER<sup>6</sup>. Der dort in Abb. 1 mit 2 bezeichnete Wasserwiderstand wurde hier durch eine metallische Verbindung ersetzt. Weitere experimentelle Einzelheiten sind bereits mitgeteilt worden<sup>1</sup>.

#### b) Reinheit der Gase

Vor dem Gaseinlaß wird der Druckrezipient evakuiert. An das Endvakuum und die Leckrate muß die Forderung gestellt werden, daß die Reinheit der eingefüllten Gase während der Meßzeit nicht verschlechtert wird. Weil mit hohen Drücken gearbeitet wird, reichen der Enddruck von  $1 \cdot 10^{-3}$  Torr und die Leckrate von  $2 \cdot 10^{-5}$  Torr l/sec aus, um die Verunreinigung der Gase von etwa  $10^{-5}$  bei Füllungen mit 1 at erst nach einigen Stunden und bei Hochdruckfüllungen erst nach einigen Tagen zu verschlechtern.

Alle Gase werden über Druckkühlfallen eingefangen, die für H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> und He mit flüssigem Stickstoff und für Ar mit einem Gemisch aus CO<sub>2</sub> und Aceton ( $-60^\circ\text{C}$ ) beschickt werden. Der Wasserstoff wird zusätzlich mit einem Palladiumfilter gereinigt. Vor dem Gaseinlaß wird mit dem Meßgas etwa fünfmal gespült.

#### c) Fehlerabschätzung

Man bestimmt  $T_d$  aus dem Abstand der Schnittpunkte des linearen Teiles des Spannungsoszillogramms (siehe<sup>1</sup>) mit den waagerechten Linien und hieraus  $v_d = d/T_d$  ( $d$  = Elektrodenabstand). Eine gewisse Verrundung der Kanten des Oszillogramms führt noch nicht zu Auswertefehlern, da die Schnittpunkte aus dem zwischen den Kanten linear verlaufenden Anstieg gewonnen werden. Die Messung ordnet einem  $E/p$ -Wert ein  $v_d = d/T_d$  zu. Der Fehler für  $v_d$  setzt sich also aus den Fehlern für  $E$ ,  $p$  und  $T_d$  zusammen; der Fehler für  $d$  und für die mitaufgezeichneten Zeitmarken kann vernachlässigt werden. Die Auswertung von 4...6 Oszillogrammen pro Meßpunkt ergibt einen Auswertefehler von 0,5 bis 0,8%.

\* Gekürzte Fassung des ersten Teils der Dissertation, Universität Hamburg 1968.

<sup>1</sup> R. GRÜNBERG, Z. Phys. 204, 12 [1967].

<sup>2</sup> GRÜNBERG, Z. Naturforsch. 20 a, 202 [1965].

<sup>3</sup> STREITER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, London 1964.

<sup>4</sup> J. PRACE, Z. Angew. Physik 16, 15 [1962].

<sup>5</sup> E. K. MÜLLER, Z. Angew. Physik 21, 219 [1965].

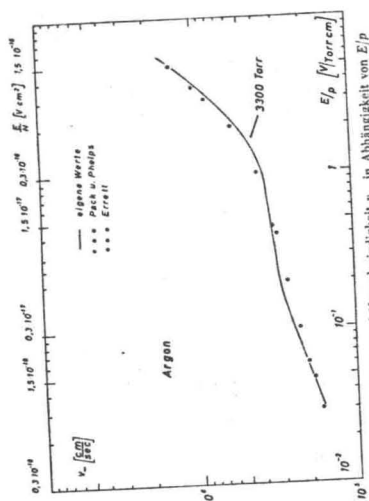


Abb. 2. Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_e$  in Abhängigkeit von  $E/p$  bei 3300 Torr in Ar.

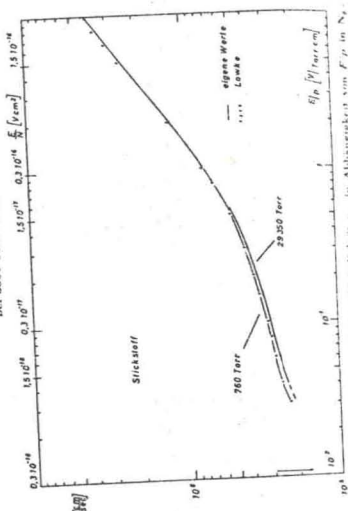


Abb. 4. Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_e$  in Abhängigkeit von  $E/p$  in N<sub>2</sub>.

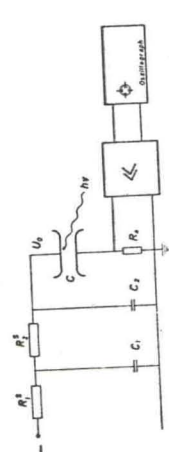


Abb. 1. Prinzip des Meßverfahrens. In der Entladestrecke C driften die Elektronen. Der Influenzstrom erzeugt einen Spannungsausfall an  $R_3$ , das zum Zwecke der Integration sehr groß gewählt wird. Der zeitliche Verlauf der Spannung an  $R_3$  wird mit Verstärker und Oszillograph beobachtet.

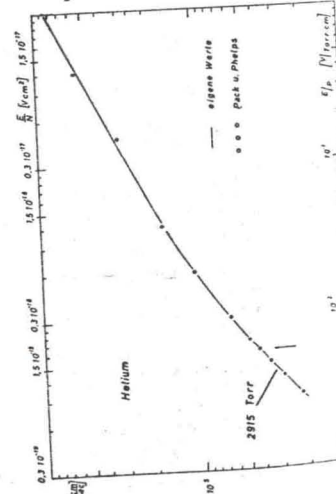


Abb. 3. Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_e$  in Abhängigkeit von  $E/p$  in He.

**Systematische Fehler:** Die Hochspannungsmessung im Bereich von 10 V bis 150 kV einen Fehler zwischen 0,015 und 0,4%. Drücke bis zu 35 000 Torr konnten eingestellt werden, wobei in den einzelnen Bereichen die folgenden Geräte zur Verfügung standen:  
 Unterdruckbereich 400...800 Torr: ein selbstgezeichnetes Instrument der Klasse 0,3 (Fehler 0,3% des Endausschlages, Fa. Wallace und Tiernan).  
 Überdruckbereich 0...24,5 at: Ein in der PTB gezeichnetes Bourdon-Federmanometer der Klasse 0,1 (Fa. Wallace und Tiernan).  
 Überdruckbereich 0...60 at: Ein Instrument der Klasse 0,6 mit Prüfprotokoll des Herstellers (Fa. Dreyer, Rosenkranz und Topf).

Bei den hohen Drücken oberhalb 8000 Torr treten kleine Abweichungen vom idealen Gasgesetz  $v_e = const$  auf. Sie erreichen – je nach Gasart unterschiedlich – bei den höchsten Drücken von 40 at 1%. Die Korrektur erfolgte nach den Tabellen 14, die mit den Werkangaben der Linde AG überstimmen.

**Gesamtfehler:** Der Fehler der Spannungsmessung beträgt maximal 0,4%, ist in den meisten Fällen erheblich kleiner. Die Druckmessung ist bis 30 at auf 0,2% genau, darüber auf 1%. Der Gesamtfehler beträgt für die Messungen unterhalb 30 at etwa 1%, oberhalb 23,5 at daher 1,5%. Der Vorteil dieser Methode zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit liegt darin, daß das Ergebnis erhalten werden kann. Eine Korrektur wegen Diffusion entfällt hier im Hochdruckbereich.

**2. Meßergebnisse**

**a) Ergebnisse in Argon**

Die Messungen erfolgten in Ar mit einer Reinheit von 99,99%. Die Ergebnisse finden sich in Tab. 1 in Abb. 2. Innerhalb der Meßgenauigkeit fallen  $v_e$ -Werte bei gleichem  $E/p$  bis zum höchsten Druck im Rahmen der Meßgenauigkeit zusammen.

<sup>7</sup> ASS u. E. LAX, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Springer-Verlag, Berlin 1949, S. 827.  
<sup>8</sup> PACK u. A. V. PHELPS, Phys. Rev. 121, 798 [1963].  
<sup>9</sup> BOWE, Phys. Rev. 117, 1411, 1416 [1960].  
<sup>10</sup> ERRETT, I. E. R. P. CARR, Phys. Rev. 131, 1904 [1963].

$E/p$ [V/Torr · cm]	30790 Torr	$v_e \cdot 10^{-5}$ [cm/sec] 9372 Torr	3390 Torr	753 Torr
0,04	1,83	1,81	1,80	—
0,06	2,1	2,07	2,08	—
0,08	2,32	2,31	2,27	—
0,1	2,54	2,63	2,53	—
0,15	2,91	2,85	2,87	2,96
0,2	3,10	3,06	3,05	3,08
0,3	3,25	3,23	3,20	3,24
0,5	3,39	3,44	3,34	3,34
0,8	3,59	3,67	3,58	3,66
1,0	3,80	3,78	3,71	3,8
2,0	—	5,31	5,22	5,22
3,0	—	—	8,18	8,1
5,0	—	—	—	13,3
Fehler	1,5%	1%	1%	1%

Tab. 1. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten  $v_e$  in Ar; auf 20 °C normiert.

Eine Abweichung vom Ähnlichkeitsgesetz ist nicht festzustellen. Die Hochdruckwerte stimmen mit den Niederdruckwerten der Literatur überein. Die Abweichungen zu PACK und PHELPS<sup>8</sup>, BOWE<sup>9</sup>, ERRETT<sup>10</sup> und bei den hohen  $E/p$ -Werten zu LEVINE und UMAN<sup>10</sup> überschreiten 5% nicht, sind im allgemeinen jedoch kleiner. Die Übereinstimmung mit NIELSEN<sup>11</sup> ist besonders bei den hohen  $E/p$ -Werten weniger gut.

**b) Ergebnisse in Helium**

Helium ist in großer Reinheit erhältlich (99,999%). Die Ergebnisse finden sich in Tab. 2 und Abb. 3. Beim Vergleich der Meßreihen bei verschiedenen Drücken tritt hervor, daß das Ähnlichkeitsgesetz bis 8450 Torr bis zum kleinsten  $E/p$ -Wert von 0,003 V/Torr cm erfüllt ist und auch bei den höheren Drücken oberhalb  $E/p = 0,01$  noch gilt, also in einem weiten  $E/p$ - und  $p$ -Bereich erfüllt ist. Die Abweichung unserer Werte für 400 Torr und 775 Torr von den Niederdruckwerten von PACK und PHELPS<sup>7</sup> und BOWE<sup>8</sup> liegt im gesamten  $E/p$ -Bereich innerhalb der Fehlergrenzen. Die Werte von CROMPTON et al.<sup>12</sup> liegen bei den kleinen  $E/p$ -Werten um 2–3% unter unseren und stimmen bei den höheren  $E/p$ -Werten innerhalb der Fehlergrenzen mit unseren Werten überein.

<sup>10</sup> N. E. LEVINE u. M. A. UMAN, J. Appl. Phys. 35, 2618 [1964].  
<sup>11</sup> R. A. NIELSEN, Phys. Rev. 50, 950 [1936].  
<sup>12</sup> R. W. CROMPTON, M. T. ELFOUD u. R. L. JORY, Aust. J. Phys. 20, 369 [1967].

E/p [V/Torr · cm]	v <sub>e</sub> · 10 <sup>-4</sup> [cm/sec] eigene Werte						nach 11
	32600 Torr	17700 Torr	8450 Torr	2915 Torr	755 Torr	400 Torr	
0.003	—	—	2.19	2.22	(2.23) <sup>a</sup>	—	—
0.004	—	—	2.91	2.93	(2.94) <sup>a</sup>	—	—
0.005	—	—	3.57	3.59	3.72 <sup>b</sup>	—	—
0.006	—	—	4.17	4.21	4.21 <sup>c</sup>	4.29 <sup>b</sup>	4.18
0.008	—	—	5.42	5.43	5.56 <sup>c</sup>	5.59 <sup>c</sup>	5.33
0.01	6.36	6.39	6.44	6.52	—	6.60 <sup>c</sup>	6.37
0.015	8.73	8.66	8.68	8.85	10.8	8.82	8.73
0.02	10.73	10.73	—	10.63	—	10.72	10.72
0.025	12.35	12.3	—	12.3	—	12.5	12.2
0.03	14.03	13.73	13.77	14.0	14.0	13.8	13.6
0.04	16.3	16.3	16.36	16.57	16.9	16.5	16.2
0.05	18.6	18.3	18.5	18.6	19.2	18.8	18.4
0.06	20.4	20.1	20.4	20.4	21.15	21.15	20.3
0.08	23.6	23.9	24.1	23.6	24.2	24.2	23.7
0.1	27.3	26.7	26.65	27.0	27.0	27.0	26.7
0.13	30.9	30.3	30.8	30.95	—	30.6	—
0.15	33.7	32.6	33.0	32.8	33.2	33.0	32.8
0.18	35.7	35.7	36.1	36.3	—	35.9	35.9
0.2	38.0	37.0	38.0	38.0	38.0	37.6	37.9
0.3	—	46.5	46.9	46.1	46.8	46.3	46.3
0.5	—	58.1	60.2	60.0	60.0	59.5	59.7
0.8	—	75.9	76.8	76.8	76.5	75.3	75.7
1.0	—	—	—	85.5	85.9	85.2	85.7
1.3	—	—	—	99.7	99.7	99.4	—
1.5	—	—	—	109	109	108	—
1.8	—	—	—	—	125	122.5	—
Reinheit in %	99.98	99.98	99.999	99.999	99.999	99.999	—
Fehler	1.5%	1%	1%	1%	1%	2%	—

Tab. 2. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten v<sub>e</sub> in He; auf 20 °C normiert. \* Werte in runden Klammern stammen von 7, <sup>b</sup> Fehler 5%, <sup>c</sup> Fehler 3%.

c) Ergebnisse in Stickstoff

Der benutzte Stickstoff hatte eine Reinheit von 99,999%. Die Ergebnisse sind in Tab. 3 und Abb. 4 zusammengestellt worden.

Bei dem höchsten Druck von 29350 Torr war der Anstieg in den Oszillogrammen (siehe 1) für E/p-Werte unterhalb 0,04 nicht mehr linear, sondern hatte eine abnehmende Steigung, so daß der Übergang vom Anstieg ins Plateau eine Verrundung zeigte. Das hat eine ungenaue Auswertung zur Folge und begrenzt die Ausdehnung der Messungen zu kleineren E/p-Werten hin. Die Verrundung könnte z. B. darauf zurückzuführen sein, daß geringe Mengen von Sauerstoff (weniger als die zugelassene Verunreinigung von 10<sup>-5</sup>) mit N<sub>2</sub> im Dreierstoß O<sub>2</sub><sup>+</sup> bilden und dadurch die Anzahl der driftenden Elektronen abnimmt<sup>12a</sup>.

Unterhalb von E/p = 0,5 erkennt man im Gegensatz zu Argon und Helium eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit, wenn man bei gleichem E/p zu höheren Drucken übergeht. Die relative Abnahme ist um so stärker, je kleiner das E/p ist. Das kommt

deutlich zum Ausdruck, wenn man die reziproke Driftgeschwindigkeit (v<sub>0</sub><sup>20</sup>/v<sub>e</sub><sup>20</sup>) als Funktion von p für konstantes E/p aufträgt (Abb. 5). Die Punkte liegen sehr gut auf Geraden, die die Ordinate bei p = 0 schneiden. Die Steigungen dieser Geraden fallen mit steigendem E/p (siehe auch Tab. 4).

Für die höheren E/p-Werte über E/p = 0,5 fallen bis 14782 Torr alle v<sub>e</sub>-Werte innerhalb der Fehlergrenzen zusammen. Das heißt, das Ähnlichkeitsgesetz gilt in diesem E/p-Bereich mit der Meßgenauigkeit.

Nur bei dem höchsten Druck von 29350 Torr liegen drei v<sub>e</sub>-Werte etwas tiefer, und zwar um ein Prozent außerhalb der Fehlergrenzen der übrigen v<sub>e</sub>-Werte. Eine Geradendarstellung gemäß Abb. 5, die sich wesentlich auf den einen Meßpunkt bei 29350 Torr stützen würde, ist deshalb für die E/p-Werte oberhalb E/p = 0,5 nicht mehr möglich.

Zum Vergleich mit früheren Messungen liegen die Niederdruckwerte von LOWKE<sup>13</sup> vor, die mit

<sup>12a</sup> W. CRANIN, A. V. PHELPS u. M. A. BRONDI, Phys. Rev. 128, 219 [1962].  
<sup>13</sup> J. J. LOWKE, Aust. J. Phys. 16, 115 [1963]; s. auch W. v. FISCHER-TREIBER, Z. Phys. 185, 336 [1965].

E/p [V/Torr · cm]	v <sub>e</sub> · 10 <sup>-5</sup> [cm/sec] eigene Werte				v <sub>e</sub> · 10 <sup>-5</sup> [cm/sec] Druckbereich in Torr	nach 13
	29350 Torr	14782 Torr	2926 Torr	760 Torr		
0.04	2.24 <sup>a</sup>	2.42	2.56	2.60	50 ... 500	2.55
0.06	2.64 <sup>a</sup>	2.75	2.84	2.84	50 ... 500	2.81
0.08	2.85	2.92	2.98	2.98	50 ... 500	2.96
0.1	3.07	3.06	3.12	3.12	20 ... 400	3.09
0.15	3.27	3.36	3.43	3.45	20 ... 200	3.43
0.2	3.53	3.63	3.68	3.71	10 ... 200	3.76
0.3	4.04	4.15	4.18	4.22	10 ... 100	4.28
0.5	4.84	4.93	5.05	5.00	5 ... 50	5.19
0.8	6.2	6.37	6.49	6.49	5 ... 50	6.66
1.0	7.1	—	7.52	7.36	2 ... 20	7.72
2.0	11.5	12.05	12.25	12.25	2 ... 20	12.7
3.0	16.0	16.3	16.2	16.4	2 ... 10	17.1
5.0	—	23.5	23.5	23.5	2 ... 5	25.0
6.5	—	28.9	28.8	28.8	2 ... 5	30.55
8.0	—	34.0	33.3	33.6	2 ... 5	35.7
10.0	—	—	40.0	40.0	2 ... 5	42.0
12.0	—	—	46.8	45.5	2 ... 4	48.2
15.0	—	—	53.3	53.3	2 u. 3	56.8
18.0	—	—	61.2	60.0	2	65.1
20.0	—	—	66.7	—	2	70.9
Fehler	1.5%	1%	1%	1%	—	1%
34.0	—	—	—	80.0	—	—
35.0	—	—	—	82.8	—	—
33.0	—	—	—	106.0	—	—
34.0	—	—	—	111.0	—	—
36.0	—	—	—	117.5	—	—
36.65	—	—	—	120.0	—	—
Fehler	—	—	—	—	3%	—

Tab. 3. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten v<sub>e</sub> in N<sub>2</sub>; auf 20 °C normiert. \* Diese Meßwerte haben einen Fehler von 5%.

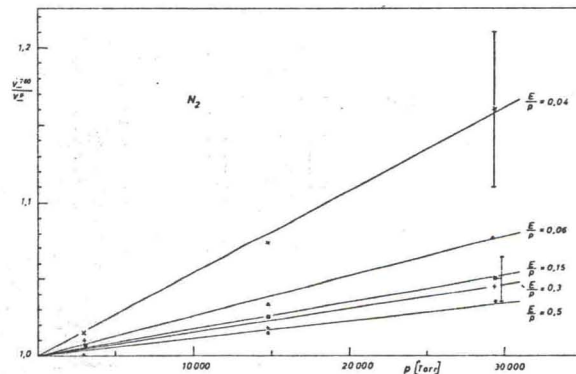


Abb. 5. Die reziproke Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck in N<sub>2</sub>.

$E/p$ [V/Torr·cm]	$1/p (v_{-760}/v_{-p} - 1) \cdot 10^6$ [1/Torr]
0.04	5.33 ± 15%
0.06	2.7 ± 15%
0.08	1.5 ± 30%
0.1	1.0 ± 30%
0.15	1.75 ± 30%
0.2	1.70 ± 30%
0.3	1.5 ± 35%
0.5	1.2 ± 40%

Tab. 4. Die Steigung der Geraden aus Abb. 5 in  $N_2$ .

Shutter-Methode<sup>14</sup> gemessen worden sind. Wegen des Ähnlichkeitsgesetzes sollten diese mit unseren Werten von 760 Torr übereinstimmen, was auch im überwiegenden  $E/p$ -Bereich innerhalb der Fehler-

grenzen der Fall ist. Unsere Werte liegen bei kleinen  $E/p$ -Werten etwas über und bei großen  $E/p$ -Werten etwas unter denen von Lowke. Die Abweichung bei hohen  $E/p$ -Werten könnte darauf zurückzuführen sein, daß die bei Lowke für kleine  $p$ -Werte erforderliche Diffusionskorrektur möglicherweise nicht ausreichend war.

d) Ergebnisse in Wasserstoff

Die Verunreinigungen des Wasserstoffs lagen unter  $10^{-6}$ . Die Ergebnisse sind in Tab. 5 und Abb. 6 zusammengestellt worden.

Vergleicht man auch hier die Meßreihen bei verschiedenen Drucken, so findet man wieder für die

$E/p$ [V/Torr·cm]	31 350 Torr	23 690 Torr	$v_{-} \cdot 10^{-5}$ [cm/sec]	eigene Werte	$v_{-} \cdot 10^{-5}$ [cm/sec]	nach <sup>13</sup> a
			16 950 Torr	3670 Torr	775 Torr	$v_{-}$
0.002	—	—	0.084	—	—	—
0.003	0.111	0.118	0.124	—	—	—
0.004	0.147	0.155	0.164	—	—	—
0.005	0.182	0.194	0.207	—	—	400...500 0.188
0.006	0.220	0.234	0.246	—	—	400...500 0.233
0.007	0.255	0.275	0.287	—	—	400...500 0.283
0.008	0.290	0.310	—	—	—	400...500 0.329
0.009	0.326	0.351	0.368	—	—	400...500 0.374
0.01	0.36	0.39	0.405	—	—	400...500 0.419
0.012	0.43	0.46	—	—	—	200...500 0.463
0.015	0.54	0.57	—	—	—	200...500 0.519
0.018	0.64	0.68	—	—	—	200...500 0.576
0.02	0.72	0.75	0.78	—	—	200...500 0.626
0.025	0.88	0.92	0.95	—	—	200...500 0.679
0.03	1.03	1.07	1.11	1.25	1.27	100...500 1.26
0.04	1.35	1.38	1.45	1.58	1.64	50...500 1.59
0.06	1.88	1.95	2.00	2.15	2.18	50...500 2.18
0.08	2.35	2.43	2.50	2.66	2.75	50...500 2.70
0.12	3.16	3.24	3.30	3.48	3.52	20...200 3.56
0.16	3.80	3.90	3.99	4.21	4.30	20...200 (4.25)
0.24	4.90	5.02	5.1	5.18	5.33	10...100 (5.33)
0.32	5.75	5.85	5.9	5.98	6.12	10...100 (6.14)
0.56	7.5	7.6	7.6	7.6	7.6	5...50 (7.81)
0.8	8.6	8.7	8.75	8.86	8.90	5...50 9.08
1.6	12.0	12.1	12.1	12.2	12.4	2...20 (12.7)
2.4	15.2	15.3	15.2	15.0	15.0	2...10 (15.7)
3.0	17.0	17.3	17.1	17.15	17.3	2...10 17.9
4.0	20.2	20.3	20.5	20.35	20.4	2...10 21.0
4.8	—	—	22.4	22.4	22.0	2 u. 5 (23.4)
6.0	—	—	25.4	25.5	26.0	2 u. 5 26.7
6.4	—	—	26.6	—	26.6	2 u. 5 (27.9)
8.0	—	—	—	30.8	30.6	2 31.9
9.0	—	—	—	32.8	32.4	2 34.2
10.0	—	—	—	35.2	35.3	2 36.8
12.0	—	—	—	40.2	40.7	2 41.9
Fehler	1.5%	1.5%	1%	1%	1%	1%

Tab. 5. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten  $v_{-}$  in  $H_2$ ; auf 20 °C normiert. \* Werte in runden Klammern sind interpolierte Werte.

<sup>14</sup> E. BRADBURY u. R. A. NIELSEN, Phys. Rev. 49, 338 [1935].

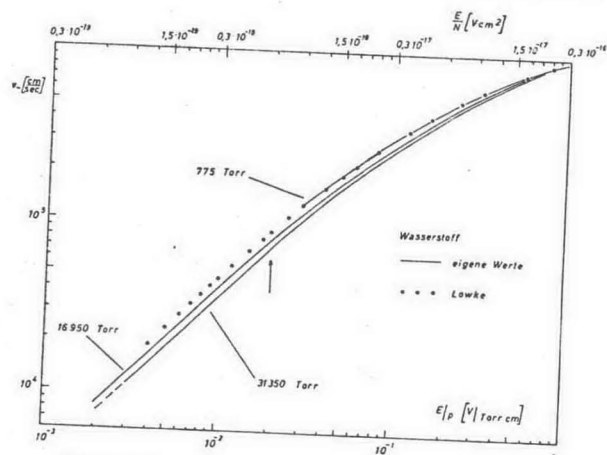


Abb. 6. Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_{-}$  in  $H_2$  in Abhängigkeit von  $E/p$ .

den  $E/p$ -Werte (unter  $E/p = 1.6$ ) eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit, wenn man bei gleichem  $E/p$  zu höheren Drucken übergeht. Nach Abb. 7 wird diese Abnahme für  $E/p$ -Werte unter 0.01, also im Bereich des thermischen Gleichgewichts, konstant. Die  $v_{-}$ -Werte liegen in diesem  $E/p$ -Bereich um 23% unter den Niederdruckwerten von<sup>13</sup>,

die in gerader Verlängerung unserer Werte von 775 Torr liegen (siehe Abb. 6). Für den gleichen  $E/p$ -Wert ist die Abweichung in  $H_2$  größer als in  $N_2$ .

Auch hier ergibt die Darstellung  $v_{-760}/v_{-p}$  als Funktion von  $p$  für festes  $E/p$  eine Gerade, wie die Abb. 8 zeigt. Die Tab. 6 gibt die aus der Geraden-

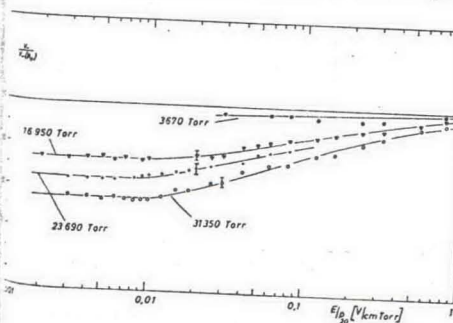


Abb. 7. Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit in  $H_2$ .  $v_{-}$  in % des zum gleichen  $E/p$  gehörigen Niederdruckwertes  $v_{-}(p_0)$ , bei dem kein Druckeffekt vorliegt. Für  $v_{-}(p_0)$  wurden die eigenen Werte für 775 Torr und für kleine  $E/p$ -Werte die von Lowke<sup>13</sup> benutzt.  $v_{-}/v_{-}(p_0)$  ist gleich dem Reziproken von  $v_{-760}/v_{-p}$  in Abb. 8.

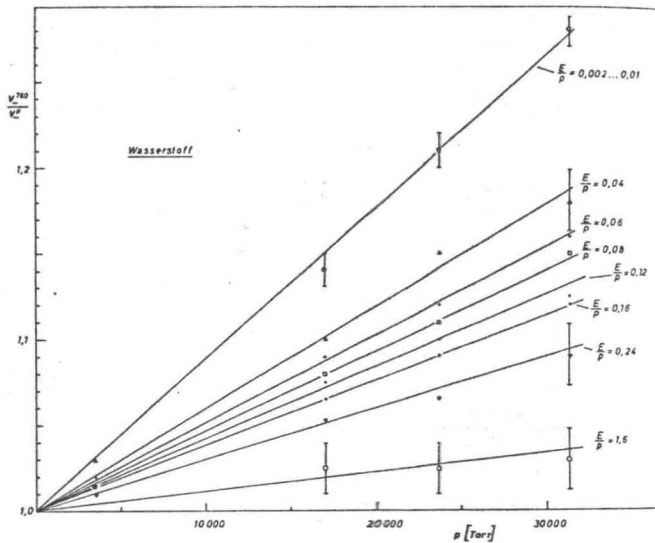


Abb. 8. Die reziproke Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck in H<sub>2</sub>.

darstellung gewonnenen Steigungen wieder, die mit zunehmendem  $E/p$  fallen und unterhalb  $E/p = 0,01$  konstant bleiben.

Für die  $E/p$ -Werte oberhalb 1,6 ist das Ähnlichkeitsgesetz für Drucke bis zu 16 950 Torr innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt. Nach neueren Kontroll-

messungen liegen die  $v_{-}$ -Werte bei  $E/p = 3,0$  und 4,0 für 31 350 innerhalb der Fehlergrenzen der übrigen, zu den niedrigeren Drucken gehörigen Werte (vgl. <sup>1)</sup>). Deshalb ist auch in Wasserstoff eine Geradendarstellung wie in Abb. 8 für  $E/p$ -Werte oberhalb 1,6 nicht möglich.

Der Vergleich mit den Niederdruckwerten von Lowke<sup>13</sup> führt zu demselben Ergebnis wie in Stickstoff: Die Übereinstimmung ist im gesamten  $E/p$ -Bereich gut. Unsere Werte liegen bei kleinen  $E/p$ -Werten bis zu 2% über und bei großen  $E/p$ -Werten etwas unter denen von Lowke. Die gleiche Tendenz finden Hurst und Parks<sup>15</sup>, die ebenfalls im Niederdruckbereich gemessen haben. Die Abweichung ist wieder dort am größten, wo von Lowke die höchsten Drücke benutzt worden sind. Die Werte von Lowke sind deshalb in Abb. 7 und 8 für  $E/p$ -Werte unter 0,03 als Bezugswerte benutzt worden.

$E/p$ [V/Torr cm]	$1/p (v_{-760}/v_{-p} - 1) \cdot 10^6$ [1/Torr]
0,002 ... 0,01	9 ± 2%
0,04	6 ± 5%
0,06	5,2 ± 8%
0,08	4,7 ± 8%
0,12	4,2 ± 8%
0,16	3,8 ± 10%
0,24	2,8 ± 15%
0,32	2,5 ± 15%
0,56	2,0 ± 30%
0,8	1,7 ± 25%
1,6	1,3 ± 50%

Tab. 6. Die Steigung der Geraden aus Abb. 8 in H<sub>2</sub>.

<sup>15</sup> C. S. HURST u. J. E. PARKS, J. Chem. Phys. 45, 282 (1966).

3. Diskussion der Ergebnisse

a) Energiebereich der Elektronen

Die Messungen reichen in N<sub>2</sub> gerade bis an den  $p$ -Bereich heran, für den die Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas stehen. Die  $E/p$ -Grenze, oberhalb der die Elektronen das thermische

Gas	Ar	He	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>
$E/p_{th}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
$E/p_{min}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$E/p_{min}$	1 eV	26 meV	50 meV	26 meV
$E/p$ -Bereich des Druckeffektes	—	—	50 ... 400 meV	26 ... 400 meV

Tab. 7.  $E/p_{th}$  und  $E/p_{min}$  für die untersuchten Gase Ar, He, N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>.

Gleichgewicht verlassen ( $E/p_{th}$ ), ist für die verschiedenen Gase zusammen mit dem kleinsten bei den Messungen benutzten  $E/p_{min}$  in Tab. 7 angegeben.

In He und H<sub>2</sub> reichen die Messungen etwas in den Bereich hinein, in Ar erstrecken sie sich auf einen Bereich, der deutlich oberhalb der Gleichgewichtslinie liegt. Man ersieht das auch aus der doppeltarithmischen Darstellung der Abb. 3, 4 und 6, wo die Kurven asymptotisch zu Geraden mit der Steigung 1 werden (Bereich des thermischen Gleichgewichts, siehe Pfeil in Abb. 3, 4 und 6). Die Messungen von PACK und PHELPS<sup>7</sup> und LOWKE<sup>13</sup>, die in der Verlängerung unserer Meßpunkte nach kleineren  $E/p$ -Werten hin liegen, bestätigen dies.

b) Zum Druckeffekt

Es fällt zunächst auf, daß der Druckeffekt (Abnahme von  $v_{-}$  mit steigendem Druck für konstantes  $E/p$ ) in den einatomigen Edelgasen nicht und in den zweiatomigen Moleküle N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> stark auftritt. Darüber hinaus ist der Effekt durch gekennzeichnet, daß er für  $E/p$ -Werte etwas oberhalb des thermischen Gleichgewichts vollkommen ausgeht. Ähnlich wie das vorstehende Ergebnis sind die Messungen von HUBER<sup>16</sup> einen Druckeffekt (resonanzartiger Verzögerungsprozeß) im Bereich von 50 ... 100 meV, also oberhalb des thermischen Gleichgewichts. Dort gibt die Darstellung

$v_{-760}/v_{-p}$  ebenfalls eine Gerade, aus deren Steigung man die Größe  $\nu\tau$  ( $\nu$  = Anlagerungsfrequenz,  $\tau$  = Lebensdauer) entnehmen kann.

Unsere Messungen in N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> ließen sich durch ähnliche Prozesse wie bei HUBER erklären, die aber vorwiegend im Bereich von 30 meV liegen müßten. Dann ist zu erwarten, daß der Druckeffekt im gesamten  $E/p$ -Bereich des thermischen Gleichgewichts gleich groß ist (d. h. die relative Änderung von  $v_{-}$  ist gleich). Die Kurven für die höheren Drucke sollten asymptotisch zu Geraden mit der Steigung 1 werden. Das ist in Abb. 6 für H<sub>2</sub> eindeutig der Fall und scheint sich in Abb. 4 für N<sub>2</sub> anzudeuten, so daß ein solcher resonanzartiger Verzögerungsprozeß möglich ist. Er ist in N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> jedoch bisher nicht beobachtet worden. Strahlsexperimente mit monochromatischen Elektronen zur Anregung von Resonanzen sind in diesem Energiebereich bisher nicht möglich.

Die Größe des Druckeffekts (relative Abnahme von  $v_{-}$  bei 42 at im  $E/p$ -Bereich thermischen Gleichgewichts) steigt in den mehratomigen Gasen in der Reihenfolge N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub> (nach einer Mitteilung von H. LEHNING) an. Die gleiche Tendenz zeigen die Wirkungsquerschnitte für Impulsübertragung im thermischen Bereich<sup>17</sup>.

c) Zum Ähnlichkeitsgesetz

Das Ähnlichkeitsgesetz ist im Niederdruckbereich (bis 760 Torr) durch die Messungen anderer Autoren bestätigt worden. In He wird es z. B. durch die Messungen von<sup>12</sup> bis 500 Torr nachgewiesen. In Wasserstoff und Stickstoff von 300 °K bestätigen die Messungen von LOWKE<sup>13</sup> das Ähnlichkeitsgesetz ebenfalls bis 500 Torr, in Wasserstoff von 77 °K sogar noch bis 2000 Torr.

Dagegen fand Lowke in Stickstoff bei 77 °K unterhalb  $E/p = 0,02$  von 500 ... 2000 Torr eine knapp über die Fehlergrenzen hinausgehende Abnahme von  $v_{-}$  mit steigendem Druck, die unverständlich blieb. Sie ging über die allein durch die Diffusion bedingte Abnahme von  $v_{-}$ , die sich durch eine Korrekturformel erfassen läßt, hinaus. Es ist möglich, daß sich darin der von uns bei Zimmertemperatur und höheren  $E/p$ -Werten gefundene Effekt andeutet.

HUBER, Z. Naturforsch. 23 a, 1228 (1968).  
M. DANIEL, Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York 1964, pp. 125, 127, 128.

Ähnlich wie Lowke finden Crompton et al.<sup>18</sup> bei 77 °K in D<sub>2</sub> für  $E/N$ -Werte unterhalb  $3,985 \cdot 10^{-18}$  für Drucke von 10...500 Torr ebenfalls eine Abnahme von  $\nu_{-}$  mit steigendem Druck, die wieder stärker ist, als es durch die Diffusion erklärbar wäre. Der Effekt ist zehnmal größer als man auf Grund der Diffusion erwarten würde.

Eine genaue Erklärung des Druckeffektes<sup>19</sup>, insbesondere über Größe und Richtung, wird erst möglich sein, wenn mehr experimentelles Material, und für andere Gase, vorliegt, insbesondere, wenn Messungen zu kleineren  $E/p$ -Werten hin ausgedehnt werden, was mit dieser Apparatur bei kleinen Drücken nicht möglich war.

Ich danke Herrn Professor Dr. H. RAETHEL für die Themenstellung und für die Förderung der Arbeit, ferner danke ich Herrn Privatdozent Dr. H. SCHLIMM für Diskussionen.

<sup>18</sup> R. W. CROMPTON, M. T. ELFORD u. A. J. MCINTOSH, *Aust. J. Phys.* **21**, 43 [1968].

<sup>19</sup> Nach Abschluß dieser Arbeit erschien eine Arbeit von I. FLORENZ, *Phys. Rev.* **172**, 118 [1968], in der versucht wird, die unter b) und c) genannten Abweichungen vom Ähnlichkeitsgesetz durch die Einführung von Rotationsresonanzzuständen zu erklären.

## Lichtemission im Vakuumultraviolett durch Elektronenstoßanregung in Gasen \*

Teil A: Untersuchungen in Sauerstoff

W. SROKA

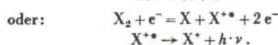
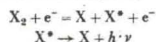
Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. **23 a**, 2004–2013 [1968]; eingegangen am 9. September 1968)

A nearly monochromatic electron beam of low energy (0–200 eV) interacts with molecules of a gas (O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, etc.). The radiation emitted in this collision process is observed with a vacuum-monochromator. The registered wave-length can be attributed to known transitions. The excitation-functions and the appearance potentials of these processes are measured. It is found that the electrons dissociate the molecules in a single collision into excited atoms or ions which emit a radiation in the vacuum-ultraviolet. Furthermore it is shown that the above mentioned processes also appear in low-current corona-discharges and in non-self-sustaining discharges in the homogeneous electric field. The origin of the so-called gas-ionizing radiation is found to be a dissociation process combined with an excitation of the dissociation products.

### I.

#### 1.1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden Anregungsprozesse von Gasen durch langsame Elektronen (0–200 eV) untersucht, die zu einer Strahlungsemission im Vakuumultraviolett führen. Hierbei werden die Gasmoleküle (O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO etc.) in einem Einfachstoß in angeregte Bruchstücke – Atome oder Ionen – dissoziiert, die dann ihrerseits ein extrem kurzwelliges Licht aussenden, z. B.:



Die Absolutwerte der Anregungsfunktionen liegen zwischen  $10^{-17}$  und  $10^{-19}$  cm<sup>2</sup>. Für den Einsatz der dissoziativen Anregungsprozesse ist eine Mindestenergie erforderlich, die gleich der Summe aus Anregungs-, Dissoziations- und u. U. der Ionisationsenergie ist. Aus dem Einsatzpotential kann in vielen Fällen auf den Energiezustand des Dissoziationsproduktes geschlossen werden. Eine vorläufige Mitteilung über diese Ergebnisse ist zu finden.

Es hat sich gezeigt, daß diese dissoziativen Anregungsprozesse auch in selbständigen Entladungen im homogenen elektrischen Feld und in schwachen Koronaentladungen auftreten. Dabei werden u. a. solche Linien angeregt, deren Wellenlänge kürzer als die Ionisierungswellenlänge des Ausgangs-

\* Gekürzte Fassung einer Dissertation, Universität Hamburg 1968.

<sup>1</sup> W. SROKA, *Physics Letters* **25 A**, 770 [1967].

### 1.3. Die Stoßapparatur und der Vakuum-monochromator

Abb. 1 zeigt eine Skizze der Stoßapparatur. Der Elektronenstrahl wird in einer Pierce-Kanone erzeugt und hat einen Querschnitt von 0,04 cm × 1,5 cm. Es wird eine indirekt geheizte Nickelsinterkathode<sup>4</sup> benutzt, die relativ unempfindlich gegenüber Sauerstoff ist. An der Elektrode E<sub>1</sub> erfolgt die Strahlbegrenzung. Die Spannung an der Elektrode E<sub>2</sub> liegt annähernd auf Kathodenpotential, damit die an den vorangehenden Elektroden ausgelösten Sekundärelektronen von der Stoßzelle ferngehalten werden. Die Blendenquerschnitte der übrigen Elektroden sind größer als die von E<sub>1</sub>. Der Ein- und Austritt des Elektronenstrahles in die bzw. aus der Stoßzelle erfolgt über Druckstufen. Um die am Auffänger ausgelösten Sekundärelektronen zurückzuhalten, liegt die Elektrode E<sub>3</sub> ebenfalls auf Kathodenpotential. Die Spannungen an E<sub>2</sub> und E<sub>3</sub> werden so eingestellt, daß der Strom am Auffänger (max. 150 µA) bei Veränderung der Stoßzellenspannung konstant bleibt. Der Strahl wird in Längsrichtung durch ein homogenes Magnetfeld (100–400 Gauß) zusammengehalten. Während des Betriebes wird das Elektroden-system auf einer Temperatur von ca. 250 °C gehalten, um die Verschmutzung der Blenden zu verringern.

Das Meßprogramm umfaßt die Ermittlung der Wellenlängen der Strahlungskomponenten, die bei dem Stoßprozeß auftreten sowie deren Anregungs-situationen. Im Hinblick auf die Untersuchung der ionisierenden Strahlung müssen die Spektren neben erwählten Entladungstypen sowie die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Linien gemessen werden.

#### 1.2. Das Meßprinzip

Zur Messung der Anregungsfunktionen wird ein Strahlenstrahl variabler Energie in eine mit dem zu untersuchenden Gas gefüllte Stoßzelle geleitet. Dabei ist der Druck in der Stoßzelle so gering gehalten (<10<sup>-3</sup> Torr), daß Mehrfachstöße ausgeschlossen werden können. Die leuchtende Gassäule am Ort des Ionenstrahles wird mit einem Vakuummonochromator untersucht. Als Detektor dient ein offener Multiplier. Ein Schreiber registriert direkt die Intensität der stehenden Strahlungskomponente als Funktion der Energie der stoßenden Elektronen. Andererseits kann konstanter Elektronenenergie die spektrale Intensität der Strahlung ermittelt werden. Die Einstellung der Wellenlänge am Monochromator erfolgt durch Drehung des Gitters, die mit dem Papiervorschubschreibers gekoppelt ist.

Die Stoßzelle am Spektrographeneingang kann erreicht werden durch einen Stoßraum, in dem wahlweise Stromschwache Koronaentladung oder eine unselbständige Entladung im homogenen elektrischen Feld betrieben wird ähnlich denen, die in <sup>4</sup> und <sup>3</sup> benutzt werden. Mit der so umgebauten Apparatur kann das Spektrum der jeweiligen Entladung gemessen werden, indem können die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Strahlungskomponenten ermittelt werden. Dazu sind bei konstanten Entladungsbedingungen in der Stoßzelle der Druck im Spektrographen variiert. Aus dem Verlauf der Intensität in Abhängigkeit vom Druck des Absorptionsraumes kann der Absorptionskoeffizient bestimmt werden.

<sup>4</sup> RAETHEL, *Z. Physik* **110**, 611 [1938] und *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworths, London 1946.  
<sup>3</sup> TUCKER, *Z. Physik* **199**, 378 [1967].

Abb. 2 zeigt eine Skizze der Stoßapparatur im Querschnitt. Die Strahlung – am Ort des Elektronenstrahles erzeugt – gelangt über eine Druckstufe auf das Gitter des Monochromators (Typ Seva-Namioka). Das Gitter besteht aus Platin und hat 1200 Linien/mm. Am Monochromatorausgang wurde eine Spaltweite von 0,4 mm gewählt. Das Signal des Multipliers (Bendix M 306) wird über einen Verstärker und ein damit gekoppeltes Zählratenmeßgerät auf die Y-Koordinate eines Zweikanalschreibers gegeben. An den X-Kanal wird die Spannung der Stoßzelle gelegt. Der Einsatz des Ionenstromes kann mit einer Sonde und einem nachgeschalteten Gleichspannungsverstärker gemessen werden.

Das Wellenlängenauflösungsvermögen der Stoßapparatur beträgt nur ca. 12 Å, da die leuchtende Gassäule wegen der geringen Intensität direkt (ohne Eintrittsspalt) auf den Austrittsspalt abgebildet wird.

Die Eichung der Energieskala der stoßenden Elektronen erfolgt durch Messung des Einsatzpotentials der He-Resonanzlinie (2p<sup>1</sup>P<sup>1</sup> – 1s<sup>1</sup>S) bei 584 Å, das bei 21,2 eV liegt. Dem zu untersuchenden Gas werden etwa 10–20% He zugesetzt. Das Verfahren wird am Beispiel der Abb. 3 für eine Sauerstofflinie (λ = 833 Å) erläutert. Zunächst wird die Anregungsfunktion der He-Linie gemessen, anschließend die der Sauerstofflinie. Zur Kontrolle wird danach noch einmal die Anregungsfunktion der He-Linie aufgenommen. Das Einsatzpotential der He-Linie markiert den Energiewert 21,2 eV. Die Energieskala kann – allerdings mit geringerer Ge-

<sup>4</sup> A. PRZYBYLSKI, *Z. Physik* **151**, 264 [1958].

<sup>3</sup> A. PRZYBYLSKI, *Z. Naturforsch.* **16 a**, 703 [1961] und *Z. Physik* **168**, 504 [1962].

<sup>2</sup> R. T. LYSCHE u. N. B. HANNA, *J. Appl. Phys.* **24**, 1335 [1953].