© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Über das Verhalten der Kanalstrahlen beim Durchgang durch Gase[1].

Von

J. Koenigsberger und J. Kutschewski.

§ 1. Die genaue Feststellung der Konstanz oder Inkonstanz der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen beim Durchgang durch Gase bot zuerst erhebliche Schwierigkeiten. Es ergab sich, daß erstens die Elektromagneten bzw. elektrischen Felder während des Versuches ihren Platz behalten müssen, da sonst kleine Variationen der Feldintegrale durch wechselnde Streuung etc. vorkommen, und daß zweitens, um von den Vorgängen im Entladungsraum unabhängig zu sein, die Messungen nicht zeitlich zerlegt werden dürfen. Eine Null- oder Kompensationsmethode erwies sich am geeignetsten. Der erste Elektromagnet wurde am Anfang des Beobachtungsraumes mit dem elektrischen Feld örtlich zusammenfallend aufgestellt; der zweite am Ende etwa 9,5 cm vor der Kamera. Die Strecke zwischen beiden Magneten betrug 16 cm. Zunächst wurden bei bestem Vacuum im Beobachtungsraum ($s_B = 1\ \ 10^{-4} — 5 \cdot 10^{-5}$ mm, mit Knudsen-Radiometer und Mc Lloyd-Manometer übereinstimmend gemessen, also frei von Dämpfen) die Magnetfelder so reguliert, daß ihre Ablenkungen in vertikaler Richtung auf die Kanalstrahlen sich gerade für jede Geschwindigkeit kompensierte. Man erhält dann nur einen in horizontaler Richtung durch das elektrische Feld abgelenkten ganz scharfen Fleck. Um einen kreisrunden Fleck also einheitliche Geschwindigkeit an Stelle einer Linie zu erhalten, sind verschiedene Kunstgriffe nötig; sehr wesentlich ist geeignete Gestalt von Rohr, Anode und Kathode. Wir haben fast stets mit homo-

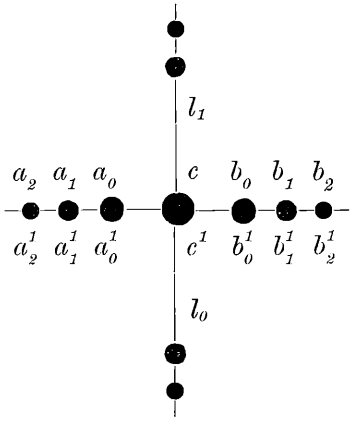
[1] Die vorliegende Arbeit enthält zum Teil Beobachtungen und Resultate, die der Dissertation des einen von uns entnommen sind, zum Teil sind auch gemeinsam angestellte neuere und frühere Versuche verwertet.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

gener Geschwindigkeit gearbeitet. Notwendig wäre dies jedoch für diesen Versuch nicht. Wenn die Geschwindigkeit im Entladungsraum sich beliebig ändert, so ist dies natürlich auf die Kompensation und daher auch auf die Lage des Fleckes bzw. der Linie ohne Einfluß.

Läßt man ein Gas in den Beobachtungsraum ein, so müßte, wenn dadurch die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen auf ihrem Weg im Beobachtungsraum zwischen ersten und zweiten Magnet verringert wird, der zweite Magnet stärker ablenken; der Fleck müßte sich in diesem Fall nach unten verschieben, eventuell in ein Geschwindigkeitsspektrum nach unten auseinandergezogen werden. Man photographiert bei Dichte s_1[1], kommutiert das elektrische Feld, läßt Gas ein bis zur Dichte s_2 und läßt die Strahlen dann auf die Platte wirken. Man kann auch beide Bilder übereinander photographieren analog der von H. KAYSER bei Spektrallinien angewandten Methode.

Die Mitte der Flecke bzw. der Linien läßt sich auf $\pm$ 0,1 mm feststellen. Da die durch den einzelnen Magnet hervorgerufene Ablenkung l_1 bzw. l_0 für Wasserstoff auf 10 bis 30 mm reguliert wurde, ist die Genauigkeit des Versuches $\pm \frac{0{,}1}{10}$ bzw. $\pm \frac{0{,}1}{30}$: also 1—0,3 %, l_1 und l_0 können sich während des Versuches ändern; $l_1 - l_0$ dagegen nur wenn die Geschwindigkeit vor dem zweiten Magnet anders wird als vor dem ersten Magnet. Man kann die Dichte sehr weit steigern, so daß etwa 80 % der Kanalstrahlen auf dem Weg zwischen ersten und zweiten Magnet absorbiert werden. Die Flecke verlieren dadurch auf der Photographie nicht viel an Schärfe, sie werden nur wesentlich schwächer. Auf dem Phosphorenzschirm hat man dagegen bei so hohen Drucken eine recht schwache Wirkung, die das Auge nicht summieren kann, und daher die scheinbare Unschärfe.



Auf der Photographie kann man daher auch bei den hohen Drucken z. B. $s = 1.10^{-2}$ mm noch exakte Werte erhalten, solange

[1] Die Dichte s ist durch den Druck in Millimetern bei der praktisch genüg end konstanten Temperatur von 20—25° ausgedrückt

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

eben die Kanalstrahlen nicht völlig absorbiert, und die diffusen Nebelstrahlen von E. Goldstein an ihre Stelle getreten sind. Das Scattering der H-Kanalstrahlen ist nicht störend; es ist von anderer Art als bei den α-Strahlen.

Im folgenden sind die Resultate einer mikrometrischen Messung gegeben. Man kann die Mitten von $a_0\,a_0'$, a_1, a_1', a_2, a_2' mit Hilfe des drehbaren Kreuzschlittentisch eines Mikroskop so stellen, daß sie mit dem einen Faden im Ocular zusammenfallen. Man mißt dann, um wieviel der Faden auf der andern Seite von der Mitte von $b_0\,b_0'$, $b_1\,b_1'$ etc. entfernt ist; das gibt die Strecken $l_1 - l_0$ für 0, 1, 2 etc. $l_1 - l_0$ ist die Ablenkung eines Punktes in der Mitte des Fleckes bzw. der Linie, l_1 nahe $= l_0$ die Ablenkung durch einen Magneten.

Mittel von v: 1,25[1]

$s = 5 \quad 10^{-3}$

	$l_1 - l_0$	l_1
0	+ 0,05	
1	+ 0,10	15,1
2	+ 0,15	
Mittel	+ 0,10	—

$$\text{also } \frac{l_1 - l_0}{l_1} = \frac{0{,}10}{15{,}1} = + 0{,}6\ \%,$$

demnach hat sich die Geschwindigkeit höchstens um + 0,6 % geändert. Da wir eine Ablenkung nach oben als positiv bezeichnet haben, diese aber einer Verminderung der Geschwindigkeit entspricht, so hätte hiernach die Geschwindigkeit abgenommen. Dieser Unterschied liegt aber schon innerhalb der Fehlergrenzen unserer Messung (± 0,6 %). Messungen an andern Aufnahmen ergaben **No. 6:** $s = 1{,}6 \cdot 10^{-4}$, $v = 1{,}20$: + 0,3 %. **No. 7:** $s = 3 \cdot 10^{-3}$, $v = 0{,}96$: + 0,4 %. **No. 8:** $s = 5 \cdot 10^{-3}$, $v = 0{,}96$: − 0,2 %. Mittel: + 0,3 %. Man kann sagen, daß hiernach die Abnahme der Geschwindigkeit, wenn sie vorhanden ist, sicher kleiner als 0,5 % ist, selbst wenn der Kanalstrahl so viel Materie durchläuft (Weglänge 16 cm, $s = 5 \cdot 10^{-3}$), daß er hierbei auf einen kleinen Bruchteil der ursprünglichen Intensität geschwächt wird.

§ 2. Eine weitere Methode zur Messung der Variabilität der Geschwindigkeit beruht auf folgendem:

[1] Die Geschwindigkeit v ist in relativem Maß gemessen. $v = 1$ entspricht 2,4 10^{+8} $\frac{cm}{sec}$. Sie ist stets auf das Wasserstoffatom bezogen; der Wert v = t z. B. für Sauerstoff ist also 2,4. 10^{8} 4.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Die Ablenkung durch ein magnetisches Feld ist dem Feldintegral $\int_0^l (l-x)Hdx$ direkt, der Geschwindigkeit umgekehrt proportional. Vergleicht man die Ablenkungen durch zwei Magnetfelder miteinander, so müssen sich diese, falls die Geschwindigkeiten in beiden Magnetfeldern gleich sind, wie die Feldintegrale, die wir H_1 und H_2 nennen wollen, verhalten. Das berechnete Verhältnis $\frac{H_1}{H_2} = L$ muß also aus den Ablenkungsmessungen, unabhängig vom Druck im Beobachtungsraum, sich ergeben, falls v sich nicht ändert. Damit die Feldintegrale bei einer Versuchsreihe wirklich konstant bleiben, wird der Strom in beiden Magneten während des Versuchs dauernd geschlossen. Übrigens ist in diesen Magneten, falls die ganze Anordnung unverändert bleibt, auch an verschiedenen Tagen das Verhältnis der Feldintegrale innerhalb der hier in Betracht kommenden Grenzen von 0,5% dasselbe. Wenn die Geschwindigkeit zwischen 1 und 2 abnimmt, muß H_2 größer erscheinen, also L zunehmen. Es seien hier folgende Beispiele gegeben:

	v	L	s
für H: Serie A in Wasserstoff	1,05	2,10	0,00032
	1,02	2,11	0,0010
Serie B in Helium	1,02	1,71	0,00040
	0,98	1,72	0,00040
	0,945	1,72	0,0021
	0,945	1,72	0,0040
für H_2: Serie C in Helium	0,98	1,71	0,00040
	1,02	1,72	0,00040
	1,09	1,71	0,00052
	0,945	1,72	0,0021
	0,98	1,71	0,0040
für He: Serie D in Helium	—	0,984	$4 \cdot 10^{-4}$
	—	0,997	$4{,}0\ 10^{-3}$

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

	v	L	s
für *He*: Serie E in Helium	1,09	1,72	$5{,}2\ 10^{-4}$
	1,02	1,72	$4{,}0\ 10^{-4}$
	0,98	1,73	$4{,}0\ 10^{-4}$
	0,945	1,72	$2{,}1\ 10^{-3}$
	0,945	1,73	$4{,}0\ 10^{-3}$
für *O*: Serie D in Helium	1,09	1,77	$5{,}2\ 10^{-4}$
	1,02	1,78	$4{,}0\ 10^{-4}$
	0,98	1,77	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$
	0,945	1,78	$2{,}1\ 10^{-3}$
	0,945	1,77	$4{,}0\ 10^{-3}$

Die Geschwindigkeitsänderung muß also kleiner oder gleich sein $\pm$ 0,5 %. Die Fehlergrenze dieser Versuche war $\pm$ 0,5 %. Bei einer Geschwindigkeitsabnahme hätte L mit zunehmendem Druck zunehmen müssen. Es zeigt sich aber bei den höheren Drucken einer Serie kein bestimmter Gang in diesem Sinn; auch bei Helium liegt der Unterschied innerhalb der Fehlergrenzen.

§ 3. Die zweite Frage ist die, ob der dissoziierte Anteil dieselbe Geschwindigkeit wie der primär positive besitzt, ob also der Vorgang der Umladung (erst Assoziation zu neutralem und dann Dissoziation) einen merkbaren Einfluß auf die Geschwindigkeit ausübt.

Man mißt die Ablenkung im zweiten Magnetfeld für den primär positiven und den dissoziierten; diese müssen, wenn die Geschwindigkeit beider dieselbe ist, gleich sein. Die Ablenkung für den primär positiven ist die Distanz positiv-assoziiert, für den dissoziierten der Abstand neutral-dissoziiert. Man sieht aus der folgenden Tabelle, daß jeweils die Zahl unter d mit der benachbarten unter p innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmt, die Geschwindigkeit beider also soweit die gleiche ist.

	v	s	d	p
H in O_2	0,98	$1{,}6\ 10^{-4}$	11,9	12,0
	1,02	$2{,}3\ 10^{-4}$	11,5	11,5
	1,05	$2{,}3\ 10^{-4}$	11,1	11,2
	0,98	$3{,}2\ 10^{-4}$	12,0	12,0
	1,12	$1{,}4\ 10^{-3}$	10,3	10,4
	0,98	$3{,}0\ 10^{-3}$	12,0	12
	1,02	$5{,}0\ 10^{-3}$	11,5	11,5
H_2 in O_2	1,02	$4{,}0\ 10^{-4}$	8,0	7,8
	1,09	$1{,}1\ 10^{-3}$	9,4	9,6
	1,05	$1{,}4\ 10^{-3}$	12,2	12,1

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

	v	s	d	p
He in *He*	0,946	$4{,}0\ 10^{-4}$	7,3	7,5
	1,09	$5{,}0\ 10^{-4}$	7,6	7,5
	1,02	$4{,}0\ 10^{-4}$	7,5	7,5
	1,15	$5{,}1\ 10^{-4}$	6,3	6,5
O in O_2	1,15	$5{,}1\ 10^{-4}$	3,1	3,0
	1,02	$4{,}0\ 10^{-4}$	3,7	3,50
	0,945	$4{,}0\ 10^{-4}$	4,3	4,1
	1,15	$5{,}1\ 10^{-4}$	3,2	3,0
	1,09	$1{,}1\ 10^{-3}$	4,3	4,1
	0,945	$3{,}0\ 10^{-4}$	4,1	3,9
	0,85	$3{,}5\ 10^{-4}$	5,0	4,8
	0,945	$1{,}7\ 10^{-3}$	4,0	4,1

§ 4. Theorie der Geschwindigkeitsbeeinflussung.

Wenn man den Vorgang der Geschwindigkeitsbeeinflussung der Kanalstrahlen theoretisch studieren will, kann man zunächst die positiven und neutralen Strahlen gemeinsam behandeln. Erst in der Theorie des Scattering ist vielleicht eine Trennung der beiden erforderlich. Für beide gilt vorerst folgende bekannte, vielfach angewandte, der Gastheorie entnommene Betrachtung: Es sei m_k die Masse und v_k die Geschwindigkeit des Kanalstrahlteils vor dem Zusammenstoß, m_k und v'_k nach dem Zusammenstoß, m und v die der Gasmoleküle; dann gilt nach dem Energieprinzip $\frac{m_k v^2_k}{2} = \frac{m_k v'^2_k}{2} + \frac{m v^2}{2}$. Ferner gilt bekanntlich nach dem Prinzip von der Erhaltung der Bewegung des Schwerpunktes: $(mv)^2 = (m_k v_k)^2 + (m_k v'_k)^2 - 2\, m^2{}_k v_k v'_k \cos\vartheta$, worin ϑ den Winkel bedeutet, um den der Kanalstrahl beim Zusammenstoß abgelenkt wurde. Dies gibt

$$\left(\frac{m}{m_k} \pm 1\right)\left(\frac{v'_k}{v_k}\right)^2 - 2\,\frac{v'_k}{v_k}\cos\vartheta = \frac{m}{m_k} - 1$$

oder

$$\frac{v'_k}{v_k} = \frac{\cos\vartheta}{\frac{m}{m_k}+1} \pm \sqrt{\left(\frac{m}{m_k}\right)^2 - \sin^2\vartheta}\ \ \frac{1}{\frac{m}{m_k}+1}$$

Bei unsern Versuchen ist ϑ maximal $\left(\frac{0{,}3}{16}\right)^0 = 3^0\ 7'$, minimal $= 0^0$.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Man sieht, daß diese Gleichung für kleine ϑ um so größere Unterschiede von v'_k gegen v_k gibt, je größer $\frac{m}{m_k}$ ist. Am ehesten wäre daher eine etwaige Änderung bei Wasserstoffstrahlen zu erwarten. Für H in H_2 ist $\frac{m}{m_k} = 2$. Für $\vartheta \leqq 3^0\ 7'$ wird der Ausdruck $\frac{v'_k}{v_k} \gtreqless 0{,}99993$, das entspricht einer Änderung, die kleiner oder maximal gleich $0{,}01\,^0/_0$ ist. Anderseits würde für die ϑ streng O folgen, daß m sehr klein sein muß, wenn $\frac{v'^k}{v} = 1$ bleibt.

Damit steht in Einklang, daß eine Geschwindigkeitsänderung im Kanalstrahl, wie unsere Beobachtungen ergeben haben, kleiner als $0{,}5\,^0/_0$ ist. Diese Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung ist deshalb besonders bemerkenswert, weil das Verhalten der α-Strahlen und der Kathodenstrahlen eine Geschwindigkeitsänderung erwarten ließ. Bei den α-Strahlen nimmt nach den Untersuchungen von E. Rutherford[1] und L. Geiger[1] bekanntlich nicht die Zahl, wohl aber die Geschwindigkeit beim Durchgang durch Gase sehr erheblich ab. Die Theorie hierfür ist von E. Riecke[2] entwickelt worden.

Das Verhalten der Kathodenstrahlen und β-Strahlen hinsichtlich der Geschwindigkeit ist von P. Lenard[3], W. Seitz[4], E. Leithäuser[5], Th. Descoudres[6], O. Hahn, O. v. Bayer und L. Meitner[7] studiert, die Theorie zuerst von E. Warburg[8] und dann J. J. Thomson[9] gegeben worden. Im allgemeinen zeigen die Kathodenstrahlen eine deutliche Geschwindigkeitsabnahme (von mehreren Prozenten bis zu $10\,^0/_0$), die sich gleichzeitig mit der Verringerung der Teilzahl bemerklich macht. Die Kanalstrahlen, zeigen dagegen, auch wenn $^9/_{10}$ und mehr derselben auf dem Wege absorbiert werden, keine merkliche Geschwindigkeitsabnahme ($\pm\ 0{,}5\,^0/_0$). Das gilt für den positiven, negativen wie neutralen Anteil. Daß für Kanalstrahlen

---

[1] E. Rutherford, Phil. Mag. **5** (1903) S. 177. L. Geiger, Proc. Roy. Soc. A **83** (1910) S. 505.

[2] E. Riecke, Ann. Phys. **27** (1908) S. 747.

[3] P. Lenard, Wied. Ann. **52** (1894) S. 27.

[4] W. Seitz, Ann. Phys. **6** (1901) S. 29.

[5] G. E. Leithäuser, Sitzber. Ak. Wiss., Berlin 1902, S. 267.

[6] Th. Descoudres, Phys. Zt. **4** (1902) S. 140.

[7] O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Phys. Zt. **12** (1911) S. 271.

[8] E. Warburg, Verh. Dt. Phys. Ges. **6** (1904) S. 9.

[9] J. J. Thomson, Cambr. Phil. Soc. **15** (1910) S. 5.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

die einfache Theorie genügt, hängt wohl damit zusammen, daß die Absorption noch von v unabhängig ist.

§ 5. Schwärzung als Maß für Zahl und Teile.

Eine Schwierigkeit bei der experimentellen Prüfung der Theorie bestand darin, ein geeignetes Intensitätsmaß aufzufinden. Das zuverlässigste, die von W. WIEN verwandte Thermosäule, versagt, wenn es sich darum handelt, gleichzeitig die Intensitäten der zwölf verschiedenen Strahlenbündel (primär positiv, dissoziiert, neutral, dissoziiert für H, H_2, O) auseinanderzuhalten und dabei miteinander zu vergleichen. Daß die Phosphoreszenzschirme für viele Bündel (alle neutralen und alle O-Strahlen) nicht einmal der Größenordnung richtige Vergleichungen erlauben, ist a. a. O. auseinandergesetzt. Für die α-Strahlen hat KINOSHITA[1] nachgewiesen, daß die photographische Platte eine Zählung der einzelnen Teile erlaubt, und daß die Schwärzung proportional der Zahl der Teile ist. Nach vielen Versuchen mit verschiedenen Platten und photographischen Papieren hatten wir[2] gefunden, daß ein Chlorbromsilberpapier, Velox Velvet Regular am geeignetsten für die Aufnahme von Kanalstrahlen ist. Zunächst mußte festgestellt werden, inwieweit die Schwärzung durch Kanalstrahlen der Zahl proportional ist. Es genügte zu prüfen, ob dies innerhalb gewisser Grenzen bei gleichem $\frac{e}{m}$ und gleicher Geschwindigkeit 1. bei gleicher Ladung und 2. unabhängig von der Ladung zutrifft.

Um diese Fragen zu beantworten, braucht man die Zahl der Kanalstrahlteile nicht zu kennen, sondern muß nur dieselbe in meßbarer Weise ändern können. Das geschieht am einfachsten und sichersten, indem man unter gleichen Bedingungen im Entladungs- und Beobachtungsraum durch eine exakt gemessene Änderung der Expositionszeit die Zahl der Kanalstrahlteile variiert.

Die elektrostatische Ablenkung wird nach bestimmter Zeit automatisch kommutiert, während die magnetische ungeändert bleibt. So erhält man auf der Photographie rechts und links vom neutralen Fleck die zentrosymmetrisch gelegenen Bilder der positiven und negativen Ionen. Die Zahl ist der Zeit proportional. Mit einem geeigneten a. a. O. beschriebenen Schwärzungsmikrophotometer

[1] KINOSHITA, Trans. Roy. Soc. London, März 1910.

[2] J. KOENIGSBERGER und J. KUTSCHEWSKI, Phys. Zt. **11** (1910) S. 666.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

wird die Schwärzung gemessen. Da man nicht genau wissen kann, ob im Entladungsraum die Bedingungen innerhalb der übrigens sehr kurzen Zeit (maximal insgesamt 2 Minuten) konstant bleiben, müssen mehrfache Aufnahmen gemacht werden. Dieselben ergaben übrigens, daß eine praktisch merkbare Änderung der Bedingungen innerhalb dieser Zeit nicht statt hat.

Es sind für das Wasserstoffatom die Werte p_1 und p_2 der Schwärzungsskala in Skalenteilen angegeben, dann die daraus ermittelten Schwärzungen, die Expositionszeiten und die berechneten und beobachteten Werte für die Schwärzungen.

Druck $s = 0{,}00016$, $v = 0{,}85$.

	Sk.	t sek.	p_1/p_2 beob.	ber.
alles in H_2 p_1	$= 10$	10	2,3	2,0
$v = 0{,}85$; $s = 1{,}610^{-4}$ p_2	$= 4{,}3$	20		
$s = 0{,}00023$ p_1	14,5	5	3,2	3,1
$v = 0{,}945$ p_2	4,5	5		
$s = 0{,}00040$ p_1	120	60		
$v = 1{,}02$ p_2	11	6	11	10
$s = 0{,}00063$ p_1	35	30	—	—
$v = 0{,}81$ p_2	5,5	5	5,4	6

Eine weitere gute Kontrolle erhält man in folgender Weise. Die Theorie verlangt (vgl. § 7), daß für hohe Drucke und genügende Weglängen $\frac{p}{a}$ sich dem Werte 1 nähert, unabhängig von der Geschwindigkeit und der Intensität der Kanalstrahlteile. Tatsächlich nähert sich auch bei genügenden Drucken $\frac{p}{a}$ dem Werte 1, gleichgültig, wie groß die Geschwindigkeit, die absolute Zahl oder Intensität der Ionen, die Expositionsdauer waren. Die Näherung muß wie § 12 auseinandergesetzt am raschesten und besten bei O, dann bei H_2 erfolgen, schlechter für H und He. Es seien hier nur folgende Beispiele gegeben:

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

H in H_2	$s = 0{,}0110$	$p/a = 1{,}20$
H_2 in H_2	$s = 0{,}0040$	$p/a = 1{,}00$
He in He	$s = 0{,}0040$	$p/a = 1{,}25$
O in H_2	$s = 0{,}0021$	$p/a = 1{,}00$

Ob die Näherung ganz exakt nach 1 erfolgen muß, wird a. a. O. diskutiert werden. Daß ferner die Ladung der Teile ohne Einfluß auf die photographische Wirkung ist, geht aus folgendem hervor:

Es muß auch bei sehr kleinen Drucken die Zahl der dissoziierten beinahe gleich der Zahl der assoziierten Teile sein (vgl. § 21). Wenn der zweite Magnet bei diesem kleinen Druck unmittelbar vor der Kamera steht, so findet praktisch auf dieser kurzen Strecke eine Umladung nicht statt. Die assoziierten Teile erreichen also ungeladen das photographische Papier, die dissoziierten geladen. Ob vielleicht beim Auftreffen auf das Papier ein Ladungsverlust oder eine elektrische Aufladung statt hat, ist eine Frage, die hiermit nichts zu tun hat.

Jedenfalls ist dann die Schwärzung der assoziierten nahe gleich der Schwärzung der dissoziierten Teile, wie aus folgenden Versuchen hervorgeht, bei denen $\frac{a}{d}$ in H_2

s_1	v	$a =$	$d =$
0,00020	1,05	3,0	3,0
0,00023	0,69	2,0	2,0
0,00030	0,977	5,0	5,5
0,00030	0,945	4,5	4,5
0,00030	0,77	7,5	7,0
0,00040	1,02	12,0	13,0

Aus all diesen Versuchen geht hervor, daß für das Wasserstoffatom unterhalb einer Schwärzungsgrenze, die nach unserer Skala maximal = 150 (in Helium photographiert) ist, die Schwärzung des Papiers proportional der Zahl der auffallenden Teile ist unabhängig von der Ladung. Ob die Schwärzungen bei verschiedenen Geschwindigkeiten auch untereinander vergleichbar sind, kam für unsere Versuche nicht in Betracht.

Für das Wasserstoffmolekül gilt das gleiche. Die Grenze ist 95, für Helium 85, für Sauerstoff 35 unserer Skala. — Die maximalen Schwärzungen sind aber den Eindringungstiefen propor-

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

tional; denn es kann nur so viel Silberhaloid in Silber umgewandelt werden, als durch die vorhandene Menge in einer bestimmten Schicht gegeben ist. Der Strahl muß also tiefer eingedrungen sein, wenn die maximale Schwärzung eine größere ist. Wie sich mikroskopisch feststellen ließ, ist die Verteilung der empfindlichen Schicht mit der Tiefe eine ziemlich gleichmäßige. Es verhalten sich (photographiert in Helium) die Eindringungstiefen im Papier für H, H_2, He, O wie $150 : 95 : 85 : 35 = 1 : \frac{1}{\sqrt{2{,}4}} \quad \frac{1}{\sqrt{3{,}1}} \quad \frac{1}{\sqrt{18}}$. Bei diesen Aufnahmen verhielten sich die entsprechenden Geschwindigkeiten wie $1 \quad \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}} : \frac{1}{\sqrt{16}}$; denn die elektrostatische Ablenkung war für alle die gleiche. Die Eindringungstiefe des Wasserstoffmoleküls in Materie ist also geringer, die des Helium größer als der Proportionalität mit den Geschwindigkeiten entsprechen würde. Etwas Analoges wurde §§ 12 und 20 auch für die Umladungen gefunden.

§ 6. Geschwindigkeit negativer Ionen.

Wenn man die Geschwindigkeit der negativen Ionen berechnen will, die schon am Anfang des Entladungsraums negativ sind, so kann man von zwei Annahmen ausgehen:

1) Die Entsendung negativer Ionen beruht auf einer Art radioaktiver Vorgänge, wie das J. J. Thomson auch für die positiven Ionen früher angenommen hat.

2) Die negativen Ionen sind aus positiven Ionen entstanden, die als solche ihre Geschwindigkeit erhalten haben.

Wir wollen von letzterer Hypothese ausgehen. Ferner stützen wir uns auf die Tatsache, daß die negativen Ionen, wie für den Beobachtungsraum wenigstens experimentell von uns nachgewiesen wurde, sich neutralisieren und teilweise positiv, teilweise negativ laden. Bezeichnen wir die elektrische Feldstärke vor der Kathode mit X, so wäre $^1/_2 m v^2 = \sum_p \int X e\, dx - \sum_n \int X e\, dx$, worin die $\sum_p$ die Summe der Weglängen bedeutet, die das positive Ion zurücklegt, $\sum_n$ die des negativen Ion, die des assoziierten kommen hier natürlich nicht in Betracht. Nun sind für die in Betracht kommenden Drucke und Geschwindigkeiten die mittleren Weglängen für das Sauerstoffmolekül sehr klein. Unter Verwertung der experimentell gewonnenen

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Zahlen ergibt sich etwa 0,2—1 cm für eine mittlere Geschwindigkeit von 0,5 (unserer Einheiten) vor der Kathode.

Da für Sauerstoff die Intensität der negativen Ionen unter bestimmten Bedingungen gleich der der positiven ist, so folgt daraus, wie sich durch einfache Rechnung ergibt, daß

$$\lambda_n = \lambda_p \text{ und } \sum_n \lambda + \sum_p \lambda = {}^1/_2 \sum_a \lambda.$$

Dann werden sich aber die $\sum_p$ gegen die $\sum_n$ wegheben, und die resultierende Geschwindigkeit wäre $= 0$.

Demnach müssen wir schließen, daß die Umladungen zu negativen Teilen nicht im ganzen Entladungsraum, sondern kurz vor der Kathode erfolgen. Soweit sonst negative Umladungen im Raum erfolgen, ergeben sie keine Kanalstrahlen. Daß auch höchst wahrscheinlich an einer bestimmten Stelle kurz vor der Kathode die negative Umladung statt hat, zeigt folgende experimentelle Tatsache: Wenn drei getrennte Ionisierungsstellen somit drei diskrete Geschwindigkeiten der positiven Strahlen auftreten, so sind auch drei diskrete Geschwindigkeiten der negativen Strahlen vorhanden. Am intensivsten ist der negative Strahl mit der geringsten Geschwindigkeit, was zeigt, daß die negative Umladung auf einer sehr kurzen Strecke erfolgen muß, da sich sonst die Unterschiede der Geschwindigkeiten nicht so stark bemerklich machen würden. Diese drei Geschwindigkeiten der negativen Strahlen sind aber durchweg geringer als die der analogen positiven Strahlen, und zwar ist angenähert die magnetische Ablenkung für alle um denselben prozentischen Teil[1] größer als für die positiven. Dies entspricht der Gleichung: ${}^1/_2 m v_1^2 - {}^1/_2 m v_n^2 = \sum_p \int X e dl - \sum_n \int_0^n X e dl$, wobei die letzte Summe für alle denselben Wert hat. Dann ist nämlich ${}^1/_2 m (v_1^2 - v_n^2) = {}^1/_2 m (v_1 + v_n)(v_1 - v_n)$. Das ist in erster Annäherung, solange v_n klein gegen v_1, $v = v_1 \left(1 - \frac{v_n}{2 v_1}\right)$; also die magnetische Ablenkung größer um $\left(\frac{v_n}{2 v_1}\right)$ des Wertes auf der positiven Seite, also da v_n konstant ist, um den gleichen prozentischen Betrag.

[1] Die absolute Größe des Betrages variiert von Versuch zu Versuch, ist etwa 3—20% des ganzen Wertes. Das deutet auf eine Zufälligkeit in der Lage der Umladungsstelle.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

§ 7. Theorie der Umladungen.

W. Wien[1] und J. J. Thomson haben die Umladung der Kanalstrahlen von positiven zu neutralen und nach Entfernung der positiven eine Dissoziation der neutralen wieder zu positiven beobachtet. Die von W. Wien und die von uns angestellten Versuche zeigten, daß die Umladungen durch die Anwesenheit von Materie (Gase) bedingt sind und nach unserer Ansicht mit dem Leuchten in Zusammenhang stehen. Diese Frage sollte theoretisch erörtert und die Theorie experimentell[2] geprüft werden.

Zunächst kann man von kinetischen Betrachtungen absehen, die eine nähere Kenntnis des Vorganges bei der Umladung der Kanalstrahlen erfordern würden, und versuchen, einen möglichst allgemein beschreibenden mathematischen Ansatz im Sinne von G. Kirchhoff zu machen. Wir sehen ferner zunächst von der Bildung negativer Ionen ab, da diese, wie a. a. O. dargelegt, nur sekundär unter bestimmten Bedingungen erfolgt. Bezeichnen wir mit p die positiven oder dissoziierten, mit a die neutral gewordenen oder, was dasselbe ist, assoziierten Ionen, so ist naheliegend anzunehmen, daß die Zahl der auf einer bestimmten Wegstrecke unter bestimmten Bedingungen sich neutralisierenden oder assoziierenden Ionen da proportional der Zahl p der gleichzeitig im Strahl vorhandenen positiven Ionen ist. Das Experiment muß entscheiden, ob die aus dieser und den folgenden Annahmen gezogenen Folgerungen richtig sind. Ferner setzt man da proportional einer Funktion der Weglänge x, der Dichte des Gases s, der Geschwindigkeit v. Also die Zunahme von a infolge Neutralisation von p: $\Delta a = p f_o\,(x,s,v)$. Wir wollen in erster Annäherung bei den von uns verwandten Geschwindigkeiten annehmen, daß Δp durch dieselbe Funktion bestimmt ist, also $\Delta p = a f^o\,(x\ s\ v)$. Ferner muß für die dissoziierenden Teile dp gelten, daß ihre Zunahme gleich der Abnahme von a ist:

$$dp = -da. \tag{1}$$

Für kleine Wegstrecken dx bei konstantem v und s muß also gelten:

$$da = p f_o\,(s,v,x)\,dx - a f_o\,(s\ v\ x) dx. \tag{2}$$

Wir haben also zwei simultane Differentialgleichungen. Aus 1) folgt 1′) $p = c - a$, falls zunächst keine Absorption der Gesamt-

[1] W. Wien, Ann. Phys. **27** (1908) S. 1025.

[2] Die Anordnung ist Sitz.-Ber. Heidelberger Akad. 1911, No. 8, beschrieben.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

zahl angenommen wird. Nach 2 ist $da = f_o \; dx(p - a)$ und $dp = f_o dx \; (a - p)$ 1′) in 2) eingesetzt gibt $da = (c - 2a) \; f_o \; dx$ oder

$$\frac{da}{dx} = (c - 2a \cdot) f_o \quad (3 \qquad \text{und} \qquad \frac{dp}{dx} = (c - 2p) f_o. \qquad (4$$

Falls sich das Gas und der Kanalstrahl auf der ganzen Wegstrecke, für welche man die Versuche anstellt, in Bezug auf die Umladungsvorgänge 1) gleichmäßig verhält, so ist df_o unabhängig von dx. Daß der positive Kanalstrahl weder merklich die Geschwindigkeit, noch $\frac{e}{m}$ auf seinem Weg x ändert, ist in den §§ 1—4 erörtert. Wohl aber ändert sich die Zahl der Teile und damit vielleicht der Ionisationszustand des ruhenden Gases.

Lösungen von 3) und 4) sind:

$$p = \frac{c}{2}(1 + e^{-fx}),$$

$$a = \frac{c}{2}(1 - e^{-fx}), \qquad (5$$

worin $f = 2f_o$ ist.

Für $x = o$ sei der Versuch so eingerichtet, daß die positiven Strahlen allein ausgeblendet werden; dann gilt $p_o = c$, $a_o = o$ und $\frac{c}{2} = \frac{p_o}{2}$; für $x = \infty$ wird $p = a = c = \frac{p_o}{2}$, also $p = \frac{p_o}{2}(1 + e^{-fx})$ und $a = \frac{p_o}{2}(1 - e^{-fx})$.

Hierin ist f eine experimentell zu bestimmende Funktion von Dichte und Geschwindigkeit; wir wollen sie in Analogie zu dem Extinktionskoeffizient des Lichtes als Umladungskoeffizient bezeichnen.

Aus dieser Formel lassen sich Folgerungen ziehen, die sich direkt prüfen lassen.

Man kann, wie § 5 dargelegt, $\frac{p}{a}$ direkt messen. Es ist nach dem obigen $\frac{p}{a} = \frac{1 + e^{-fx}}{1 - e^{-fx}}$.

Wir bezeichnen als den Halbwert der Umladung (analog der radioaktiven Halbwertszeit) den Weg l_o, bei welchem unter den gegebenen Bedingungen die Zahl der assoziierten Teile gleich der halben Zahl der primär positiven geworden ist: $l_o = 0{,}692 \; \frac{1}{f_o}$.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Mißt man $\frac{p}{a}$ für $x = l_1$ und dann für $x = l_2$,

so gilt: $= \left(\frac{p}{a}\right)_l = A_1 = \frac{1 + e^{-fl_1}}{1 - e^{-fl_1}}$ und $\left(\frac{p}{a}\right)_{\frac{l}{2}} = \frac{1 + e^{-fl_2}}{1 - e^{-fl_2}} = A_2$,

woraus $$e^{-fl_1} = \frac{A_1 - 1}{A_1 + 1} = y_1, \qquad (6$$

woraus $$\frac{y_1}{y_2} = e^{-f(l_1 - l_2)},$$

wenn jetzt $\frac{l_1}{l_2} = n$ gesetzt wird, so ist, wie man leicht sieht,

$$\frac{y_1}{y_2} = {y_2}^{n-1} \text{ also } y_1 = {y_2}^n$$

$$\text{so } e^{-fl_1} = (e^{-fl_2})^n \text{ oder } e^{-fl_2} = e^{-\frac{fl_1}{n}} \qquad (7$$

§ 8. Sehen wir, inwieweit dies mit den Beobachtungen übereinstimmt. Es wurden $\left(\frac{p}{a}\right)_2$ für den halben Weg von 8,0 cm gemessen, während sonst bei den Beobachtungen 16,0 cm verwandt wurden $\left(\frac{p}{a}\right)_1$. Es ist jeweils e^{-fl_2} aus e^{-fl_1} bzw. $\left(\frac{p}{a}\right)_1$ nach 7) berechnet, und mit dem aus dem beobachteten Wert von $\left(\frac{p}{a}\right)_2$ ermittelten e^{-fl_2} verglichen.

Für H Strahl in H_2:

	ber.	beob.
$s = 6{,}0 \cdot 10^{-4}$ v $= 1{,}09$ 1) $\frac{p}{a} = 7$ 2) $\frac{p}{a} = 18$	0,87	0,89
$s = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$ v $= 1{,}04$ 1) 3,5 2) 8,0	0,75	0,78
v $= 1{,}0$ $s = 5{,}9 \cdot 10^{-3}$ 1) 2,1 2) 3,5	0,59	0,56

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

	ber.	beob.
$s = 7{,}5 \quad 10^{-3}$ mm		
1) 1,6	0,48	0,46
2) 2,7		

Wenn man die Schwierigkeiten der Beobachtungen in Betracht zieht, ist die Übereinstimmung als durchaus befriedigend zu bezeichnen. Sie zeigt keine systematischen Unterschiede und spricht für die Richtigkeit der Annahmen. Das ist namentlich deshalb wichtig, weil daraus hervorgeht, daß bei diesen Versuchsbedingungen die Umladungsfunktion nicht implizite von x_1 abhängt. Wäre dies der Fall, so hätten z. B. bei den drei letzten Versuchen, bei denen die Intensität des Kanalstrahls bei 16 cm, je nach dem Druck, etwa $^1/_2$—$^3/_4$ von der bei 8 cm ist, die beobachteten Werte nicht mit den theoretischen stimmen können.

§ 9. Eine weitere Folgerung, die sich leicht prüfen läßt, ist die, welcher Endzustand erreicht wird. Für große x nähert sich

$$\frac{a}{p} = 1;\ a = p.$$

Das ist auch tatsächlich angenähert der Fall. Die Messungen der Schwärzungen haben ergeben, daß im Beobachtungsraum bei verschiedenen Drucken resp. Dichten und Geschwindigkeiten stets dieser Zustand für große x erreicht wird. Dieser Gleichgewichtszustand $p = a$ wird um so rascher eintreten, je größer der Exponent: $x \ f(v\,s)$ ist. Wenn $f(v\,s)$ für bestimmte Werte von v und s groß ist, so ist a nahe gleich p schon für kleinere x, im andern Falle erst für größere x. Oder was dasselbe bedeutet: die Kurven für $\frac{p}{a}$ als Funktion von Dichte oder von Geschwindigkeit bei konstantem x scheinen sich auf der einen Seite stets asymptotisch dem Wert 1 zu nähern. Die Beobachtungen in § 14 zeigen dies.

Eine andere Frage, auf die wir hier zunächst nicht eingehen wollen, ist die nach der wahrscheinlichen und der möglichen Zahl der Umladungen eines Ions. Sie kann nach den Sätzen der Wahrscheinlichkeitstheorie abgeleitet werden, sowie $f(s\,v)$ bekannt ist.

Wir wollen uns der Bestimmung der $f(sv)$ zuwenden.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Die Größe $\frac{p}{a}$ wird experimentell für ein bestimmtes $x = l$ gemessen. Man kann daher nach Formel 6) e^{-fl} und somit f für jede Dichte s und jede Geschwindigkeit v berechnen.

Daher kann experimentell die Form von der Funktion f für variables v und konstantes s und umgekehrt bestimmt werden, und somit empirisch $f(s\,v)$ ermittelt werden.

Für konstantes v_0 gilt:

$$e^{-f(s\,v_0)\cdot x} = \frac{A-1}{A+1}$$

und

$$lg\left(\frac{A-1}{A+1}\right) = -xf(s\,v_0).$$

Trägt man als Ordinate $lg\left(\frac{A-1}{A+1}\right)$, also Abszisse s auf, so ist dadurch die Form der Kurve für variables s bestimmt.

§ 10. Wir wollen jetzt die Gesetze der Umladung für den Fall der Absorption der Kanalstrahlen ableiten, also berücksichtigen, daß diese, wie schon W. Wien[1] gefunden, und wie die Beobachtungen § 22 zeigen, an Zahl abnehmen. Die Abnahme soll nach einer beliebigen Funktion $\varphi(x)$ geschehen und soll für neutrale und positive denselben Betrag haben.

$$a + p = c \quad \varphi(x) \text{ und } a = a_0\,\varphi(x);\; p = p_0 \quad \varphi(x),$$

woraus $$da = a_0\,\varphi'\,dx = \frac{a}{\varphi}\cdot\varphi' \quad dx.$$

Es gilt dann $$da = p \quad f_o \quad dx - a\cdot f_o dx + \frac{a}{\varphi}\cdot\varphi' dx$$

$$dp = a\cdot f_o dx \quad - p\cdot f_o dx + \frac{p}{\varphi}\cdot\varphi' dx,$$

woraus

$$\frac{da}{dx} = [c\cdot\varphi(x) - 2a]\,f_o + \frac{a}{\varphi(x)}\quad\frac{d\varphi}{dx} = [c\cdot\varphi(x) - 2a]\,f_o + \frac{a\,d\,lg\,\varphi}{dx}.$$

Eine Lösung hiervon ist: $a = \varphi(x) \quad c/2\,(1 - e^{-fx})$

analog: $p = \varphi(x) \quad c/2\,(1 + e^{-fx})$, worin $f = 2f_o$

unter Berücksichtigung der § 7 gegebenen Grenzbedingungen. Man erhält also bei Berücksichtigung der Absorption für $\frac{p}{a}$ denselben Ausdruck $= \frac{1 + e^{-fx}}{1 - e^{-fx}}$ und somit denselben

[1] W. Wien, Ann. Phys. **23** (1907) S. 415.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Umladungswert wie früher, wobei das Absorptionsgesetz ganz beliebig ist.

Wenn dagegen die Absorptionsfunktion $\varphi(x)$ für a und p verschieden ist $= \varphi_1$ bzw. φ_2, so wird das mathematische Problem äußerst kompliziert. Man kann aber darüber so viel sagen: es wird dadurch der Ausdruck für $\frac{a}{p}$ ein anderer, und das tritt um so stärker hervor, je größer die Verschiedenheit der Absorptionsfunktion ist.

Das Experiment, welches die Gültigkeit der Formel I innerhalb der Versuchsfehler bestätigt hat, zeigt, daß vorläufig eine derartige Verschiedenheit nicht in Betracht kommt. Sie würde sich am besten aus dem Wert $\frac{a}{p}$ für große x ableiten lassen und müßte dann einen von 1 verschiedenen Wert ergeben. Da die beiden Funktionen φ_1 und φ_2 jedenfalls von der Form sind e^{-gx}, ebenso wie die Umladungsfunktion, und da g von derselben Größenordnung wie f ist, so gilt dann für $\frac{p}{a} = 1 - {}^1/_2(g_1 - g_2)x'$, da gx' ziemlich kleine Größen sind, wobei x' die Halbwertsstrecke der Umladung ist. Da der Endwert $\frac{p}{a}$ nach § 14 um weniger als $10\,\%$ von 1 verschieden sein muß, so folgt, daß auch g_1 und g_2 jedenfalls nicht sehr voneinander verschieden sein können, die erste Annahme also zunächst genügt.

§ 11. Kinetische Betrachtung der Umladungen.

Man kann auf die Umladungen, auch ohne spezielle Annahmen über die Ursachen derselben zu machen, die Grundannahmen der kinetischen Gastheorie anwenden. Gerade die Schwankungen und Abweichungen vom Mittelwert müssen sich besonders stark geltend machen. Wäre das nicht der Fall, so müßte bis zu einer Strecke λ, die man als mittlere Weglänge zwischen zwei Umladungen bewirkenden Zusammenstößen bezeichnen kann, keine Absorption und keine Umladung stattfinden, gleich nach Zurücklegen des Endpunktes dagegen alles umgeladen bzw. absorbiert werden. In Wirklichkeit ist ja der Vorgang ein anderer, die Weglängen sind für jeden Atomstrahl verschieden, und nur der Mittelwert ist konstant. Man kann das auch so ausdrücken, daß man sagt, es ist, wenn irgend ein Punkt auf der Bahn der Kanalstrahlen herausgegriffen wird, für jedes Kanalstrahlion der seit dem letzten Zusammenstoß zurück-

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

gelegte Weg ein anderer, er liegt zwischen o und λ. Wenn die Zahl der positiven Teil p ist, so ist dann auf der Wegstrecke dl die Zahl der umladenden Zusammenstöße $= p \cdot \frac{dl}{\lambda}$. Diese ist gleich der Zahl der neugebildeten assoziierten $= da$; diese aber nach § 7 $= p \; f_o(s\,v) \; dl$. Also ist

$$\frac{1}{\lambda} = f_o(s\,v) = \frac{1}{2} f(sv). \qquad (1$$

Die Umladungsfunktion, die wir berechnet haben, ist der Weglänge umgekehrt proportional und zwar bei unsern Messungen im wesentlichen die Weglänge des positiven Ions. Berechnet man unter Berücksichtigung der im folgenden gegebenen Formel 2) aus der Umladungsfunktion für 1 cm und Verwertung bzw. Umrechnung der aus der Gastheorie bzw. aus den Versuchen von P. Lenard[1] an langsamen Kathodenstrahlen gewonnenen Querschnitte für das Kanalstrahlion die Zahl der Teile, welche die Umladung verursachen, so ergibt sich diese von derselben Größenordnung wie die Zahl der bei dem betreffenden Druck vorhandenen Gasmoleküle. Die Zahl ist etwas größer, der Querschnitt des Ions also scheinbar nicht merklich kleiner, eher etwas größer als gastheoretisch gefordert. Vielleicht ist das dadurch bedingt, daß jedes ruhende Gasmolekül auf der Bahn der Kanalstrahlen in zwei Ionen zerfallen ist und dadurch in Wirklichkeit deren Zahl größer ist. Wir gehen hierauf noch nicht näher ein. Die Querschnitte der ruhenden Teile können Elektronen oder Ionen oder Moleküle sein; das bedingt keinen großen Unterschied.

§ 12. Der Einfluß von $\frac{e}{m}$ auf die Umladungsfunktion.

Will man den Einfluß von $\frac{e}{m}$ auf die Umladungsfunktion berechnen, so kann man die Betrachtungen der kinetischen Gastheorie zu Grunde legen.

Mag es sich um Zusammenstöße mit Ionen, Elektronen oder Gasmolekülen handeln, so gilt jedenfalls die von L. Boltzmann[2] abgeleitete Gleichung:

$$\lambda_\tau = \frac{1}{\pi n s^2} \int_0^\infty \frac{4 x^2 e^{-x^2} dx}{\psi(x)}, \text{ woraus } \lambda_\tau = \frac{0{,}677}{\pi n s^2} \text{ nach der Definition}$$

[1] P. Lenard, Ann. Phys. **12** (1903) S. 741.

[2] L. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, Leipzig 1896, S. 73.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

von TAIT folgt; nach BOLTZMANN wäre $\lambda = \frac{0{,}707}{\pi n s^2}$, nach CLAUSIUS $\lambda = \frac{3}{4\pi n s^2}$. Für ein beliebiges Ion in einem Gas läßt sich im Anschluß an L. BOLTZMANN[1] die Weglänge λ für ein Kanalstrahlion vom Durchmesser s definieren, unter Berücksichtigung einiger Nebenrechnungen $\lambda = \frac{4}{\pi n_1 (s_1 + s)^2}$, worin n_1 die Zahl der „ruhenden" Teile, s_1 ihr mittlerer Durchmesser ist und s der Durchmesser der Kanalstrahlionen ist. Das ergibt:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\pi n_1}{4} (s_1^2 + 2 s_1 s + s^2) \qquad (2$$

Die Umladungsfunktion ist aber, wie gezeigt, λ umgekehrt proportional, also folgt aus diesem Ausdruck, daß der Quotient der Umladungsfunktionen für verschiedene $\frac{e}{m}$ (also verschiedene Ionen) unter gleichen Bedingungen nicht von der Molekülzahl, also Dichte bzw., da hier praktisch stets die gleiche Temperatur verwandt wurde, nicht vom Druck abhängt. Ebenso dürfte keine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit vorhanden sein, falls die Voraussetzung der Gastheorie gilt, daß die Querschnitte und somit s_1 und s von v unabhängig sind, oder wenn, was wahrscheinlicher, die Abhängigkeit der Querschnitte bei diesen geringen Werten von v für verschiedene Gase nahezu die gleiche ist.

Vergleichen wir das, was an empirischen Daten vorliegt, mit den theoretischen Schlüssen.

Der Quotient der Umladungsfunktionen bei denselben Bedingungen, aber verschiedenem $\frac{e}{m}$ in demselben Gas, zeigt innerhalb der Versuchsfehler, die sich bei diesen aus Quotienten von p/a abgeleiteten logarithmischen Größen mit Annäherung von $\frac{p}{a}$ an 1 stärker geltend machen, keine große Abhängigkeit von der Geschwindigkeit oder dem Druck, wie folgende Zusammenstellung zeigt:

---

[1] A. a. O. S. 66 Anm.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

v	f_{He} f_H	$f_{H_2} : f_H$	s	f_{He} f_H
0,90	—	2,4	$4\ 10^{-3}$	2,4
0,945	2,5	—	$4\ 10^{-4}$	2,1
0,98	2,1	—	—	—
1,02	2,4	2,5	—	—
1,09	2,0	2,5	—	—

§ 13. Dagegen ist ein Einfluß des ruhenden Gases vorhanden, wie nach der Formel zu erwarten. Bilden wir die Mittelwerte von $f_{He} : f_H = g_{He}$, $f_{H_2} : f_H = g_{H_2}$, $f_0 : f_H = g_0$, so erhalten wir in:

Ruhendes Gas	g_{He}	g_{H_2}	g_0
Wasserstoff	—	2,5	—
Helium	2,2	2,6	5,0
Sauerstoff	—	3,5	6,5

also eine Zunahme der Quotienten g mit dem Molekulargewicht des ruhenden Gases. Diese Zunahme ist nicht groß, weist aber darauf hin, daß die Umladungen bei steigendem Atomgewicht des Kanalstrahlions in schweren Gasen mehr zunehmen als in leichten.

Diese Tatsache steht mit der Theorie in Einklang. Der Quotient $\frac{g_{He}}{g^H}$ ist bei gleichem Druck usw. $\frac{\lambda_H}{\lambda_{He}} = \frac{s_1^2 + 2 s_1 s_{He} + s^2_{He}}{s_1^2 + 2 s_1 s_H + s^2_H}$ und hängt demnach nicht nur von s_{He} bzw. s_H, sondern auch von s_1, d. h. von der Natur des Gases ab.

Auch bezüglich der Größenordnung ist die Übereinstimmung da; für H_2 und He als ruhendes Gas sind die elektrostatisch korrigierten Querschnitte bekanntlich nahe gleich, für O_2 um $^1/_4$ größer als bei H_2 und He. Man könnte versuchen, auch aus unsern Daten die Querschnitte s_1 und s_H und s_{He} genauer zu berechnen[1], doch wäre das verfrüht.

Sehr beachtenswert ist noch die Tatsache, daß für H_2 die Umladungsfunktion wesentlich größer ist, als dem Molekulargewicht entspricht. Das weist, wie schon P. Lenard[2] bei seinen Untersuchungen über die Absorption der Kathodenstrahlen in Gasen betont hat, auf die gewaltige elektrostatische Wirkung des Wasser-

[1] Vgl. z. B. M. Reinganum, Phys. Zt. **12** (1911) S. 575.

[2] P. Lenard, Ann. Phys. **12** (1903) S. 741.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

stoffmoleküls hin, das eine im Vergleich zum Molekulargewicht sehr große Wirkungssphäre besitzt.

§ 14. Abhängigkeit der Umladung von Druck.

Wenn die Abhängigkeit der Funktion $f(s_1 vx)$ vom Druck untersucht werden soll, müssen die Variabeln v und x konstant bleiben. Der Abstand zwischen beiden Magneten war dauernd 16 cm. Die Geschwindigkeit v wurde ebenfalls praktisch genügend konstant erhalten, indem eine Sicherheitsfunkenstrecke eingestellt wurde. Die Grenzen innerhalb, deren die Geschwindigkeit aus der elektrostatischen Ablenkung ermittelt variierte, sind bei jeder Versuchsreihe angegeben. Die Drucke wurden mit KNUDSEN-Radiometer und MC LLOYD-Manometer gemessen und nur solche Beobachtungen verwertet, bei denen beide übereinstimmten. Dann waren keine Dämpfe vorhanden, die Gase also rein.

H in O_2	$v = 1{,}05 - 1{,}00$	$v = 1{,}03 - 0{,}98$		$v = 0{,}945 - 0{,}90$		$v = 0{,}775$	
s	$\frac{p}{a}$	s	$\frac{p}{a}$	s	$\frac{p}{a}$	s	$\frac{p}{a}$
$2{,}3\ 10^{-4}$	16,7	$2{,}3\ 10^{-4}$	15,0	$5{,}0\ 10^{-4}$	13,0	$1{,}6\ 10^{-4}$	3,0
$2{,}3\ 10^{-4}$	16,8	$3{,}3\ 10^{-4}$	14,0	$4{,}5\ 10^{-4}$	2,0	$3{,}0\ 10^{-4}$	2,0
$3{,}0\ 10^{-4}$	15,0	$3{,}0\ 10^{-4}$	14,0	$7{,}0\ 10^{-4}$	1,2	$3{,}0\ 10^{-3}$	1,2
$6{,}0\ 10^{-4}$	6,0	$4{,}0\ 10^{-4}$	13,4	—	—	—	—
—	—	$4{,}0\ 10^{-4}$	13,2	—	—	—	—
$1{,}7\ 10^{-3}$	3,6	$9{,}0\ 10^{-4}$	6,0	—	—	—	—
$1{,}7\ 10^{-3}$	3,8	$1{,}3\ 10^{-3}$	4,5	—	—	—	—
$3{,}0\ 10^{-3}$	2,5	$1{,}8\ 10^{-3}$	3,5	—	—	—	—
$3{,}0\ 10^{-3}$	2,8	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	3,0	--	—	—	—
$5{,}0\ 10^{-3}$	2,2	$2{,}9\ 10^{-3}$	2,4	—	—	—	—
$5{,}0\ 10^{-3}$	2,0	$5{,}0\ 10^{-3}$	2,0	—	—	—	—

H in H_2	$v = 1{,}02 - 0{,}945$ $\frac{p}{a}$	H in H_2	$v = 1{,}02 - 0{,}945$ $\frac{p}{a}$
$2{,}0\ 10^{-4}$	16,2	$3{,}2\ 10^{-3}$	3,2
$3{,}0\ 10^{-4}$	10,2	$5{,}5\ 10^{-3}$	3,2
$6{,}0\ 10^{-4}$	5,8	$6{,}5\ 10^{-3}$	2,0
$1{,}0\ 10^{-3}$	4,8	$7{,}5\ 10^{-3}$	1,8
$1{,}8\ 10^{-3}$	4,0	$8{,}7\ 10^{-3}$	1,5
$2{,}0\ 10^{-3}$	3,8	$1{,}1\ 10^{-2}$	1,2
$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	3,5		

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Aus den Zahlen selbst ersieht man, daß innerhalb der Versuchsfehler bei verschiedenen Aufnahmen unter denselben Bedingungen praktisch derselbe Wert von $\frac{p}{a}$ erhalten wird. Systematische Fehler dürften kaum vorhanden sein, und das war die Hauptsache. Daß die zufälligen Fehler oder Schwankungen bei Wiederholung des Versuchs unter denselben Bedingungen zuweilen nicht klein sind, liegt in der Schwierigkeit der Messungen, bei denen Geschwindigkeit sowie Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum einen genau bestimmten Wert haben müssen. Wir haben absichtlich auch solche fehlerhafte Werte angegeben. Aus den Kurven, die hier nicht reproduziert werden können, sieht man klar genug, welche Werte herausfallen. Die Drucke im Beobachtungsraum wurden, wenn möglich, auf runde Zahlen einreguliert; das Verfahren ist a. a. O. beschrieben.

Ferner wurde besonders aus den Beobachtungen der Wert von p/a für verschiedene Geschwindigkeiten dargestellt. Das gibt für jeden Druck eine besondere Kurve. Bei großen Drucken nähert sich die Kurve einer der Abszissenachse parallelen Linie durch den Punkt $\frac{p}{a} = 1$, für kleine Drucke erhält man sehr steile Hyperbeln. Man wird daher am besten für Werte der Drucke zwischen 3 10^{-4} und 5 10^{-3} mm die Kurven zeichnen. In den Tabellen sind im folgenden noch die aus den Beobachtungen bezeichneten Werte der Umladungsfunktion für 16 cm, ferner der absolute Wert für 1 cm [cm^{-1}] und der daraus berechnete Wert (vgl. § 11) der mittleren Weglänge eines Kanalstrahlions zwischen zwei Ladungswechseln (positiv neutral oder neutral-positiv) angegeben.

H in O_2. $v = 1{,}05 - 1{,}09$.

s	beob. $16 \cdot f(sv)$	cm^{-1}	$\frac{\lambda}{2}$ cm^{+1}
3,0 10^{-4}	0,135	0,0084	118,0
1,1 10^{-4}	0,335	0,0210	47,2
1,7 10^{-3}	0,570	0,0355	28,0
3,0 10^{-3}	0,745	0,0466	21,4
5,0 10^{-3}	0,980	0,0610	16,5

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

H in O_2. $v = 0{,}98 - 1{,}04$.

s	beob. $16 \cdot f(sv)$	cm^{-1}	$\frac{\lambda}{2}$
$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,14	0,0087	116,0
$9{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,335	0,0210	47,0
$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	0,470	0,0295	34,0
$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	0,700	0,0435	22,5
$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	1,10	0,0690	14,5

H in O_2. $v = 0{,}940 - 0{,}90$.

s	beob. $16 \cdot f(sv)$	cm^{-1}	$\frac{\lambda}{2}$
$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,170	0,0106	94,0
$4{,}5 \cdot 10^{-3}$	1,100	0,0690	14,5
$7{,}0 \cdot 10^{-3}$	2,40	0,150	6,65

H in O_2. $v = 0{,}775$.

s	beob. $16 \cdot f(sv)$	cm^{-1}	$\frac{\lambda}{2}$
$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	0,700	0,0440	22,6
$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	1,100	0,0690	14,5
$3{,}0 \cdot 10^{-3}$	3	0,15	6

H in H_2. $v = 1{,}02 - 0{,}97$.

s	beob. $16 \cdot f(sv)$	cm^{-1}	$\frac{\lambda}{2}$
$2{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,115	0,0074	124,5
$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,200	0,0125	80,0
$6{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,350	0,0218	45,8
$1{,}0 \cdot 10^{-3}$	0,425	0,0265	37,5
$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	0,510	0,0320	31,2
$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	0,590	0,0365	27,2
$3{,}2 \cdot 10^{-3}$	0,665	0,0415	24,1
$5{,}5 \cdot 10^{-3}$	0,980	0,0610	16,4
$6{,}5 \cdot 10^{-3}$	1,100	0,0690	14,5
$7{,}5 \cdot 10^{-3}$	1,280	0,080	12,4
$8{,}7 \cdot 10^{-3}$	1,61	0,105	9,5
$1{,}10 \cdot 10^{-2}$	2,40	0,150	6,6

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

H in *He*. $v = 0{,}98 - 1{,}04$.

s	beob. $16 \cdot f(sv)$	cm^{-1}	$\frac{\lambda}{2}$
$3{,}0 \quad 10^{-4}$	0,210	0,0132	77,0
$4{,}0 \quad 10^{-4}$	0,320	0,0200	50,0
$5{,}0 \quad 10^{-4}$	0,335	0,0208	48,5
$1{,}0 \quad 10^{-3}$	0,495	0,0308	33,5
$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	0,585	0,0365	27,5
$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,930	0,0585	17,5

§ 15. Theorie des Zusammenhangs zwischen Geschwindigkeit und Potentialgefälle vor der Kathode.

Wenden wir die Auseinandersetzungen der §§ 6 und 14 auf den Vorgang vor der Kathode an.

Wir haben gesehen, daß mit abnehmender Geschwindigkeit die Zahl der Umladungen sehr wächst (vgl. auch § 17). Der Druck im Entladungsraum liegt, wenn keine Wehneltkathode angewandt wird, stets über 1 10^{-3} mm. Wie aus den Zahlen § 14 folgt, ist dann das Verhältnis $\frac{p}{a}$ für die hier in Betracht kommenden Abstände Anode-Kathode nahe $= 1$, oder wie durch eine einfache mathematische Betrachtung folgt, die Zeiten, in welchen ein Ion positiv und in welchen es neutral ist, sind nahezu gleich, unabhängig davon, wie viel Umladungen erfolgen, wenn v konstant ist.

Wenn v variabel ist, wie das der Beschleunigung der Ionen mit Ladung e im elektrischen Feld E vor der Kathode entspricht, so gilt dieselbe Beziehung. Wenn einmal $\frac{p}{a} = 1$ geworden ist, was bei kleinen Geschwindigkeiten sehr rasch statt hat, so bleibt dies Verhältnis erhalten.

Demnach ist also in der Gleichung $eE = {}^1/_2 mv^2$. e ist während der halben Zeit $= +e$ und während der andern Hälfte $= o$. Also muß ${}^1/_2 mv^2 = \frac{eE}{2}$ sein.

Der Quotient Q zwischen dem direkt beobachteten Potentialgefälle V_0 und dem aus ${}^1/_2 mv^2$ abgeleiteten muß maximal $= 2$ sein; er kann aus verschiedenen sekundären Gründen (vgl. § 21), die wir hier nicht weiter erörtern wollen, etwas unter 2 bleiben. W. WIEN[1]

[1] W. WIEN, Ann. Phys. (4) **33** (1910) S. 926.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

hat zahlreiche sehr sorgfältige Messungen hierüber angestellt und in einer Tabelle vereinigt, die wir hier abgekürzt wiedergeben, wobei wir nur die aus elektrostatischen Ablenkungen berechneten Werte berücksichtigen.

Tabelle V nach W WIEN.

für H (in H_2)		für O (in O_2)	
V_0	Q	V_0	Q
39000	2,00	29400	1,84
39000	2,00	30300	2,03
33400	1,78	31100	1,95
33500	1,85	29000	1,72
36800	1,90	20900	1,56
27200	1,82	33500	1,73
28600	2,02	33500	1,73
		33500	1,73
		34800	2,06

Man sieht, daß diese Zahlen tatsächlich Q zwischen 1,7 und 2 ergeben.

§ 16. Umladungen von Heliumkanalstrahlen in Helium.

$v = 1.$

s	$\frac{p}{a}$	$16\ f(sv)$	cm^{-1}	$\frac{\lambda}{2}$
$3{,}0\ 10^{-4}$	4,50	0,450	0,0280	35,8
$4{,}0\ 10^{-4}$	3,15	0,645	0,0405	24,7
$1{,}0\ 10^{-3}$	1,80	1,250	0,0780	12,8
$2{,}0\ 10^{-3}$	1,40	1,79	0,112	8,80
$4{,}0\ 10^{-3}$	1,10	2,40	0,150	6,65

Die Druckabhängigkeit der Umladungsfunktion zeigt denselben Charakter wie bei andern Kanalstrahlen und andern Gasen bei tiefen Drucken. Es entspricht die Kurve bis zu $4\ 10^{-3}$ mm dem ersten Teil der Wasserstoffkurve bis $1\ 10^{-3}$ mm. Auch diese Kurve nähert sich für kleine Drucke asymptotisch einer geraden Linie, welche der Proportionalität der Weglänge mit der Dichte oder Atomzahl bzw. maximalen Ionenzahl des Helium entsprechen würde. Bei einer Diskussion der Kurven ist zu bedenken, daß in das Heliumgas aus der Kathode immerhin geringe Mengen Wasserstoff und Sauerstoff hineingelangt sein können, die Genauigkeit daher etwas geringer ist als bei H_2.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

§ 17. Abhängigkeit der Umladungsfunktion von Druck und Geschwindigkeit.

Eine Abhängigkeit der Umladungsfunktion von der Geschwindigkeit ist theoretisch vorauszusehen. Da $f(sv) = \frac{1}{2\lambda}$ und in λ die Querschnitte s_1 und s_k vorkommen, so muß man nach den Versuchen von Becker, Geiger, Lenard, Rutherford an Kathodenstrahlen und α-Strahlen eine Abhängigkeit der Querschnitte von der Geschwindigkeit annehmen.

Dieselbe darf für kleinere Geschwindigkeiten, bei den von uns benutzten Kanalstrahlen, in erster Annäherung als gleich für die verschiedenen Atome und Moleküle gesetzt werden. Es ist

$$\frac{\pi s^2}{4} = \pi s_o^2 - q' \quad e^{\left(1-\frac{1}{\beta}\right)h} \quad \text{oder} \quad s^2 = s_o^2\left[1 - q'' e^{\left(1-\frac{1}{\beta}\right)h}\right],$$

worin $$q'' = 1 - \frac{q \cdot 4}{s_o^2 \pi} \text{ ist.} \qquad (1$$

$q' = 1 - q$, wobei q der wahre Dynamidenquerschnitt nach Lenard[1] ist, und $\beta = \frac{v}{c}$ ($c = 3 \quad 10^{+10}$). Für $\beta = 1$ wird $\frac{\pi s^2}{4} = q$, für $\beta = 0$ wird $s^2 = s_o^2$, dem Querschnitt aus der Gastheorie oder besser aus der Absorption der langsamen Kathodenstrahlen berechnet, es ist der maximale Querschnitt der elektrostatischen Wirkungssphäre. Es ist möglich, daß die Umladung der Kanalstrahlen der Absorption der Kathodenstrahlen entspricht. Für kleine Geschwindigkeiten ist dann q' praktisch $= 1$, der Koeffizient h kann aus den Versuchen bestimmt werden; er könnte für verschiedene Moleküle verschieden sein.

Es ist für H in O_2, wie gefunden wurde, die Größe $16 \cdot f(sv)$.

	v	s (Druck)			
		$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \quad 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$
1)	0,775	3,0	1,3	1,0	—
2)	0,92	0,98	0,49	0,35	1,25
3)	1,01	0,84	0,31	0,210	1,10
4)	1,075	0,74	0,27	0,180	0,98

Vergleichen wir die Formel, so ist für einen konstanten Druck bei zwei verschiedenen Geschwindigkeiten

[1] P. Lenard a. a. O.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{4\pi n_1 (s_1^2 + 2 s_1 s + s^2)_1}{4\pi n_1 (s_1^2 + 2 s_1 s + s^2)_2} \tag{2}$$

oder

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{4\pi n_1 (s_1^2 + 2 s_1 s + s^2)_1 \left[1 - q'' e^{\left(1 - \frac{1}{\beta_1}\right)h}\right]}{4\pi n_1 (s_1^2 + 2 s_1 s + s^2)_2 \left[1 - q'' e^{\left(1 - \frac{1}{\beta_2}\right)h}\right]} \tag{3}$$

$$\text{für kleine } \beta = \frac{1 - e^{\left(1 - \frac{1}{\beta_1}\right)h}}{1 - e^{\left(1 - \frac{1}{\beta_2}\right)h}} \tag{4}$$

Theoretisch ist also Unabhängigkeit der Quotienten der Umladungsfunktionen vom Druck gefordert, da sich n heraushebt. Praktisch ist das jedoch nicht erfüllt; die Zahlen zeigen einen deutlichen Gang, wenn man z. B. die Quotienten der f für $v = 0{,}775$ (1), 0,92 (2), 1,01 (3) durch f für $v = 1{,}075$ (4) bei verschiedenen Drucken bildet; diese Größen seien L_{14}, L_{24}, L_{34}.

s	L_{14}	L_{24}	L_{34}
$5\ 10^{-3}$	—	1,28	1,12
$3\ 10^{-3}$	4,10	1,32	1,14
$5\ 10^{-4}$	4,80	1,80	1,14
$4\ 10^{-4}$	5,50	2,00	1,16

Da diese Zahlen durch mehrfache Rechenoperationen, wie Logarithmieren, die ungünstig wirken, aus den experimentellen Daten gewonnen sind, könnte man die Unterschiede kleinen systematischen Fehlern zuschreiben, die sich jetzt erst geltend machen. Doch ist das nicht sehr wahrscheinlich. Es scheint vielmehr, daß für höhere Drucke rasch ein Grenzwert des Quotienten erreicht wird. Für kleine Drucke scheinen die Unterschiede größer zu werden, in dem Sinn, daß die Geschwindigkeit dann stärkeren Einfluß zeigt, doch wird auch hier, wie aus der geradlinigen Gestalt der Endkurven der Umladungsfunktionen bei verschiedenem Druck (S. 26 u.) folgt, bei $4 \cdot 10^{-4}$ etwa der Grenzwert erreicht.

§ 18. Ein theoretisches Problem anderer Art ist die Druckabhängigkeit der Umladungsfunktion. Um diese zu bestimmen, müßte n_1, das ist die Zahl der Teile, bekannt sein, mit denen die Kanalstrahlionen zusammenstoßen, und hierzu wäre erforderlich, etwas über deren Natur zu wissen. Das kann auf rein theoretischem Wege nicht geschehen; nur das Experiment kann darüber Aufschluß geben. Vorläufig läßt sich nur sagen, daß bei recht kleinen Drucken die

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Zahl der Teile n_1, deren Zusammenstöße mit Kanalstrahlionen die Umladungen bewirken, proportional der Zahl der vorhandenen Teile, also der Dichte bzw. dem Druck sein muß; denn bei sehr geringer Dichte wird eine gegenseitige Beeinflussung der Teile n_1, die etwa bei anderweitigen Zusammenstößen von Kanalstrahlen mit ruhenden Gasmolekülen entstehen, nicht statt haben. Die Zusammenstöße müssen aber nach Gleichung mit der Zahl proportional sein, also muß $\frac{1}{\lambda} = f(sv) = c \cdot n_1$ für kleine Drucke sein. Für größere Drucke läßt sich eine Theorie noch nicht geben. Die Experimente bestätigen die erste Schlußfolgerung, wie aus der Kurvengestalt der Zahlen § 14 für kleine Drucke folgt.

§ 19. Umladung bei gleichen Drucken und gleicher Geschwindigkeit in verschiedenen Gasen.

$\frac{e}{m}$ für H: $v = 0{,}98 - 1{,}0$

in	$s = 2 \quad 10^{-4}$		$s = 1 \quad 10^{-3}$		$s = 2{,}8 \quad 10^{-3}$		$s = 2 \quad 10^{-3}$	
	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/p	$16 \cdot f(sv)$
H_2	16,2	0,124	4,8	0,425	4	0,510	3,8	0,540
He	—	—	—	—	—	—	3,5	0,590
O_2	14	0,140	4,2	0,485	3,2	0,646	3,2	0,646

in	$s = 2{,}4 \quad 10^{-3}$		$s = 3{,}3 \quad 10^{-3}$		$s = 4{,}0 \quad 10^{-3}$		$s = 5{,}0 \quad 10^{-4}$	
	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$
H_2	3,4	0,610	3,0	0,700	2,8	0,745	7,8	0,258
He	—	—	—	—	2,3	0,932	6,5	0,287
O_2	2,6	0,810	2,2	0,920	2,0	1,10	6,0	0,335

$\frac{e}{m}$ für H_2:

$v = 1{,}12$ in	$s = 4 \quad 10^{-4}$		$s = 5 \quad 10^{-4}$	
	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$
He	2,5	0,848	2,2	0,92
O_2	1,22	2,310	1,5	1,608

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

$\frac{e}{m}$ für O:

in	$v = 0{,}98$ $s = 4 \cdot 10^{-4}$		$s = 5 \quad 10^{-4}$		$s = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$		$s = 6{,}3 \quad 10^{-4}$	
	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$	p/a	$16 \cdot f(sv)$
H_2	—	—	—	—	1,15	2,660	1,2	2,40
He	1,5	1,608	1,4	1,790	1,0	—	1,1	3,045
O_2	1,3	2,035	1,1	3,045	1,0	—	—	—

Die Abhängigkeit der Umladungsfunktion von der Natur des Gases läßt an Hand der Theorie erkennen, daß die Umladungen kaum nur durch Zusammenstöße mit Elektronen erfolgen können. Es ist $f(sv) = \frac{n_1 \pi (s_1^2 + 2 s_1 s_2 + s^2)}{4}$. Wenn z. B. s konstant ist, also dasselbe Kanalstrahlion in verschiedenen Gasen untersucht wird, so könnte eine Abhängigkeit der $f(sv)$ von der Natur des ruhenden Gases nur auf zweierlei Art zu stande kommen: Entweder die Größe n_1 auf dem Wege des Kanalstrahl ist auch bei gleichem „äußeren" Druck und Temperatur verschiedener Gase verschieden, oder der Querschnitt s_1 der ruhenden Teile beim Zusammenstoß ist verschieden. Wären die letzteren die Gasionen, so wären die Querschitte s_1^2 nach der kinetischen Gastheorie (K) bzw. der Ionenbeweglichkeit (J) berechnet[1]:

	K	J
H_2	7,1	60
He	7,1	49
O_2	8,9	65

Vergleicht man die Werte der Umladungsfunktion mit den Werten von K, so ist eine gewisse Übereinstimmung im Gang vorhanden. Doch ist merkwürdigerweise die Wirkung des Heliums etwas größer als zu erwarten wäre. Man wird wohl annehmen dürfen, daß bei der Assoziation ein Zusammenstoß mit Elektronen, negativen Gasionen und vielleicht auch ein schräger Stoß mit neutralen Atomen erfolgt, bei der Dissoziation ein Zusammenstoß mit positiven Gas-

[1] Vgl. M. REINGANUM, Phys. Zt. **12** (1911) S. 579.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

ionen und eventuell schräger Stoß auf neutrale Atome. Doch muß man auch noch die Möglichkeit des Einflusses verschiedener Wärmeleitung in den Gasen auf die Temperatur und die Dichte an der Bahn des Kanalstrahls im Auge behalten.

§ 20. Der Einfluß der chemischen Maße des Kanalstrahlions auf die Umladungsfunktion.

Bei den Versuchen war die in der Überschrift erwähnte Frage nicht weiter beachtet; es sollte eigentlich nur für Wasserstoff die Umladung studiert werden. Doch geben die Photographien die Möglichkeit, die Theorie über den Einfluß von $\frac{e}{m}$ annähernd zu prüfen.

Bei gleichem Druck derselben Weglänge und derselben kinetischen Energie $^1/_2 mv^2$ findet man auf derselben photographischen Aufnahme für $\frac{p}{a}$ bei verschiedenem $\frac{e}{m}$[1] folgende Werte. Es ist jeweils nur v_H für Wasserstoff angegeben.

in Helium:

Ion	$\frac{p}{a}$ ($v_H = 1{,}09$, $s = 5\ 10^{-4}$)	$v_H = 0{,}98$, $s = 4 \cdot 10^{-4}$	$s = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$, $v_H = 0{,}945$	$s = 4{,}0 \cdot 10^{-3}$, $v_H = 1{,}02$
H	6,1	6,0	3,5	2,30
H_2	2,5	2,5	1,4	1,00
He	3,2	2,9	1,6	1,25
O	1,5	1,4	1,0	1,00

in Wasserstoff:

	$v_H = 1{,}02$, $s = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$	$v_H = 1{,}09$, $s = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$	$v_H = 0{,}90$, $s = 6{,}3\ 10^{-4}$
H	4,0	4,7	4,4
H_2	1,8	2,0	2,0
O	1,16	—	1,2

[1] Es muß erwähnt werden, daß die Versuche an Sauerstoffkanalstrahlen weniger zuverlässig sind, wie für die andern Strahlen.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

in Sauerstoff:

	$v_H = 0{,}85$ $s = 3 \cdot 10^{-4}$	$v_H = 1{,}02$ $s = 5 \cdot 10^{-4}$
H	7,5	5,1
H_2	2,0	1,86
O	1,5	1,21

Berechnete Umladungsfunktion *16.*

in Helium:

$16 \; f(s v_1 x)$

Ion	$s = 5 \cdot 10^{-4}$ $v_H = 1{,}09$	$s = 4 \cdot 10^{-4}$ $v_H = 0{,}98$	$s = 2 \cdot 10^{-3}$ $v_H = 0{,}945$	$s = 4 \cdot 10^{-3}$ $v_H = 1{,}02$
H	0,33	0,336	0,59	0,93
H_2	0,85	0,85	1,79	—
He	0,67	0,72	1,46	2,20
O	1,61	1,79	—	—

in Wasserstoff:

Ion	$s = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$ $v_H = 1{,}02$	$s = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ $v_H = 1{,}09$	$s = 6{,}3 \cdot 10^{-4}$ $v_H = 0{,}90$
H	0,51	0,43	0,465
H_2	1,25	1,10	1,10
O	1,46	—	2,40

in Sauerstoff:

Ion	$s = 3 \cdot 10^{-4}$ $v_H = 0{,}85$	$s = 5 \cdot 10^{-4}$ $v_H = 1{,}02$
H	0,27	0,39
H_2	1,1	1,18
O	1,61	2,25

Die Abhängigkeit der Umladungsfunktion vom Ion ist die theoretisch nach § 12 zu erwartende, wenn man die aus der Absorption von Kathodenstrahlen von P. LENARD gefundenen Werte für die relativen Querschnitte der Ionen einsetzt.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

§ 21. Empirische Beziehung zwischen Assoziation und Dissoziation der aus dem Entladungsraum austretenden Strahlen.

In nahem Zusammenhang mit der theoretisch abgeleiteten Beziehung, daß für große xf $p = a$ wird, steht die experimentelle Tatsache, daß, wenn gleich zu Beginn des Beobachtungsraumes neutraler n- von positivem p-Strahl getrennt werden, bei allen Drucken Weglängen und Geschwindigkeiten die einzelnen Intensitäten der aus dem neutralen dissoziierten Anteile d nahe gleich den betreffenden aus dem positiven assoziierten a ist.

Es ist nämlich für den H-Kanalstrahl in O_2:

	v	s	a	d	
H	1,09	$3{,}0\ 10^{-4}$	5,0	5,5	
	0,95	$3{,}0\ 10^{-4}$	4,5	5,0	
	1,02	$4{,}0\ 10^{-4}$	12,0	13,0	
	0,98	$3{,}0\ 10^{-3}$	6,0	7,0	
	0,99	$5{,}0\ 10^{-3}$	3,5	4,0	
	0,945	$5{,}0\ 10^{-3}$	6,0	7,0	
	für den He-Strahl:				
He	1,09	$4{,}0\ 10^{-4}$	12	13	
	1,02	$5{,}0\ 10^{-4}$	10	9	in He
	1,02	$2{,}0\ 10^{-3}$	5	4	
	0,98	$4{,}0\ 10^{-3}$	4	4	
O	1,05	$3\ 10^{-4}$	23	23	
	1,09	$5\ 10^{-4}$	8	9	in O_2
	1,02	$3\ 10^{-3}$	4	4	

Anderseits sieht man, daß bei H jedenfalls stets d etwas größer als a ist. Das muß statt haben, wenn $p < n$ ist[1], wie aus der Gleichung 5) S. 14 folgt: $a = \frac{p}{2}\,(1 - e^{-f \cdot x})$

und nach Gleichung $d = \frac{n}{2}\,(1 - e^{-f x})$.

Auf diese Art kann man indirekt den primär neutralen Strahl für jedes $\frac{e}{m}$ gesondert ermitteln.

§ 22. Die Abnahme der Zahl der Kanalstrahlteile.

Durch die Messungen §§ 1—3 ist festgestellt, daß sich die Geschwindigkeit der Kanalstrahlteile nicht merklich ($\pm$ 0,5 %) beim Durchgang durch ein Gas ändert.

[1] Bezüglich der Ursache vgl. § 6 S. 12 und § 15 S. 26.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Vergleicht man aber die photographische Wirkung einmal, wenn im Beobachtungsraum wenig Gas und dann, wenn sich viel Gas darin befindet, so ist die Schwärzung im letzteren Fall eine wesentlich geringere. Es wurde hierbei so verfahren, daß der Entladungsraum dieselbe Stromstärke zeigte und dabei dasselbe Vacuum hatte; in den Beobachtungsraum konnte durch einen Hahn Gas eingelassen und der Druck geändert werden. Hierbei änderte sich, wie Versuche zeigten, der Druck in dem nur durch die engen Capillaren von 0,03 mm Durchmesser und 0,45 cm, und 0,072 cm Durchmesser und 8,45 cm Länge kommunizierenden Entladungsraum nicht merklich (weniger als 1 %) in der Zeit von 20 bis 40 Sek., die zu einer Aufnahme erforderlich war. Also kann man auf diese Weise die Abnahme der Zahl der Kanalstrahlteile feststellen. Die Absorptionsstrecke ist 25,5 cm.

H in O_2:

s	$p + a$	$\frac{p_2 + a_2}{p + a}$	
4,0 10^{-4} 3,0 10^{-3}	11,9 7,1	0,6	$v = 0{,}554$
4,0 10^{-4} 3,0 10^{-3}	10,5 6,5	0,62	
3,0 10^{-4} 3,0 10^{-3}	14,0 7,0	0,50	$v = 0{,}60$
3,0 10^{-4} 3,0 10^{-3}	14,5 6,8	0,47	
3,0 10^{-4} 5,0 10^{-3}	79,5 21,5	0,27	$v = 1{,}09$
2,3 10^{-4} 3,0 10^{-3}	57,5 31,0	0,54	
3,0 10^{-4} 5,0 10^{-3}	38,0 11,0	0,29	$v = 0{,}98$
3,0 10^{-4} 5,0 10^{-3}	69,0 19,5	0,28	

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

Wir verwenden zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten eine Annahme, die W. Wien[1] zuerst gemacht hat.

Man setzt die durchgehende Intensität J gleich der ursprünglichen $J_0\ e^{-ax}$, worin x die zurückgelegte Strecke ist, a der Absorptionsindex proportional der Zahl der ruhenden Moleküle, also der Dichte bzw. dem Druck ist. Dann hat man $J_1 = J_0 e^{-p_1 c \cdot x}$, $J_2 = J_0 e^{-p_2 c \cdot x}$ und $lgn\ \frac{J_1}{J_2} = (p_2 - p_1)\ c\ x$.

Da x bekannt, läßt sich $(p_2 - p_1)\ c = a$, d. i. der Absorptionskoeffizient für den zahlenmäßigen Druck $p_2 - p_1$ bestimmen, c wäre der Absorptionskoeffizient für $p = 1$ mm, den wir auch aus den fünf von W. Wien gegebenen Daten für H in H_2 berechnet haben, um eine bequeme Vergleichung zu ermöglichen.

	H in O_2						H in H_2
Zahl der Aufnahmen	$p_2 - p_1$		$lgn\ \frac{J_1}{J_2}$	a	c	v	c (W. Wien)
2	2,6	10^{-3}	0,515	0,0022	0,845	0,555	0,40
2	2,7	10^{-3}	0,690	0,0027	1,00	0,60	bis 0,55
—	4,7	10^{-3}	1,305	0,00510	1,09	1,09	—
—	2,7	10^{-3}	0,615	0,00245	0,89	0,98	—
2	4,7	10^{-3}	1,235	0,00485	1,02	0,98	—

Mittel von $c = 1{,}0$.

Beachtenswert ist die schon von W. Wien[2] gefundene verschwindend geringe Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Geschwindigkeit im Gegensatz zu der von uns gefundenen starken Abhängigkeit der Umladungsfunktion von v. Man kann $\frac{1}{a}$ als die mittlere Weglänge oder Reichweite der Kanalstrahlen definieren analog der Definition § 12.

Wir würden eher $a = n_1 \pi\,(r_1^2 + 2\,r_1 r + r^2)$ setzen, während W. Wien $a = n_1 \pi \cdot r_1^2$ gesetzt hat.

Vergleichen wir die Weglängen λ der Absorption mit denen der Umladung, so ergibt sich folgendes:

[1] W. Wien, Ann. Phys. **23** (1907) S. 435.
A. a. O. S. 437.

© Naturforschende Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau c/o Institut für Geo- und Umweltnaturwissenschaften; download www.zobodat.at

v	s	λ_A	λ_U
1,09	$5\ 10^{-3}$	195	33
0,98	$5\ 10^{-3}$	215	29
0,98	$3\ 10^{-3}$	410	43
0,60	$3\ 10^{-3}$	370	10

Für große Geschwindigkeiten und kleine Drucke dürfte sich vielleicht die Weglänge der Umladung für das positive Ion der Weglänge der Absorption nähern; ob dies asymptotisch geschieht, ist jedoch fraglich.

W WIEN hat darauf aufmerksam gemacht, daß die aus der Absorption sich ergebenden Werte πr^2 bedeutend kleiner sind, als nach der kinetischen Gastheorie zu erwarten ist. Es wäre also nicht ausgeschlossen, daß die Dichte und somit N auf dem Weg des Kanalstrahlbündels bedeutend geringer ist als die außerhalb am Manometer durch den Druck gemessene. Vielleicht gibt das eine Möglichkeit, die Temperatur am Ort zu berechnen. Sie wäre danach $= 5\ 10^3$ unter Berücksichtigung der Entstehung von zwei Ionen aus einem Molekül zu veranschlagen. Wahrscheinlicher ist aber, daß aus einem noch unbekannten Grunde die Zahl der Absorption bewirkenden Zusammenstöße bedeutend kleiner ist als der Zahl der Moleküle bzw. Ionen entspricht.

Beachtenswert ist die Tatsache, daß die Druck- und Geschwindigkeitsabhängigkeit für die Umladung eine ganz andere ist wie für die Absorption. Wir haben früher [1] die Ansicht ausgesprochen, daß die Lichtemission bei den von uns untersuchten Kanalstrahlen im Moment der Dissociation statt hat; diese Ansicht wird sich jetzt prüfen lassen und wir werden a. a. O. darauf zurückkommen.

Freiburg i. B., Juli 1911.

---

[1] Sitz.-Ber. Heidelb. Akad. Wiss. Juni 1910, S. 12.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Berichte der naturforschenden Gesellschaft zu Freiburg im Breisgau

Jahr/Year: 1911

Band/Volume: 19

Autor(en)/Author(s): Koenigsberger Johann G., Kutschewski J.

Artikel/Article: Über das Verhalten der Kanalstrahlen beim Durchgang durch Gase. 117-152