

## 9. Ueber die *lichtelektrische Wirkung*; von *P. Lenard*.

(Hierzu Taf. I, Figg. 1 u. 2.)

In einer früheren Mitteilung habe ich gezeigt, dass ultraviolettes Licht, das auf Körper trifft, Kathodenstrahlung aus denselben veranlassen kann.<sup>1)</sup> Diese Erzeugung von Kathodenstrahlen erwies sich unabhängig vom Vorhandensein eines Gases; sie ging, im Gegensatz zur früher allein bekannten Erzeugungsart in Entladungsröhren, auch im äussersten Vacuum vor sich.<sup>2)</sup> Charakteristisch war es, wie im Vacuum gefunden wurde, dass elektrische Kräfte diese Erzeugung nicht beeinflussten; ein Ansteigen der Kraft an der negativ geladenen, belichteten Oberfläche von 100 Volt/3,6 cm bis zu 45000 Volt/3,6 cm änderte nichts an der Menge der Ausstrahlung. Es war dies im Einklang mit der Vorstellung, dass das Licht die Strahlenbildung nicht ausserhalb, sondern im Innern des Körpers veranlasse, wo es auch absorbiert wird, derart, dass dort negative Elektrizitätsquanten mit bestimmten Anfangsgeschwindigkeiten in fortschreitende Bewegung versetzt werden, sodass sie aus dem Körper herausfahren können. Die Wirkung der äusseren elektrischen Kraft wäre dann, je nach ihrer Richtung, nur Beschleunigung oder Verzögerung der Bewegung der ausgestrahlten Elektrizitätsquanten. Verzögernde äussere Kraft — entsprechend positiver Ladung des belichteten Körpers — kann schon ausgestrahlte Quanten wieder zur Rückkehr und so die Ausstrahlung scheinbar zum Stillstand bringen, was auch beobachtet wurde. Auffällig war dagegen, dass eine Verminderung der Ausstrahlung — in unserer Auffassung eine Rückkehr schon ausgestrahlter

1) P. Lenard, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 108. II. a. p. 1649. 1899; auch Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900. — Man vergleiche auch die etwas spätere Arbeit der Herren E. Merritt u. O. M. Stewart, Phys. Rev. 11. p. 230. 1900.

2) Hierin stimmt sie überein mit der dritten, mittlerweile erkannten Erzeugungsart, durch radioactive Körper.

Quanten — auch dann eintrat, wenn die äussere Kraft beschleunigend, jedoch unter etwa 30 Volt/cm war, während viel grössere Kräfte die Ausstrahlung nicht weiter beeinflussten. Es war hier die Mitwirkung einer besonderen verzögernden Kraft noch aufzuklärenden Ursprunges anzunehmen. Hierüber, sowie über den Vorgang der Strahlenerzeugung selbst habe ich mittlerweile eingehendere Auskunft zu erlangen gesucht.

10.<sup>1)</sup> Es gelang, die Strahlen auf Phosphoreszenzschirmen sichtbar zu machen, was die Beobachtung sehr erleichtert; es soll jedoch hier zunächst nur über die Ergebnisse rein elektrometrischer Versuche berichtet werden, in welchen einerseits die an Leiteroberflächen wirksamen Kräfte elektrischer Natur Gelegenheit zu einer neuen Art von Aeusserung erhalten und andererseits die Anfangsgeschwindigkeiten der Ausstrahlung zu eingehender Messung gelangen.

In Hinsicht jener Kräfte finden wir beispielsweise, dass vom Bestehen einer specifischen Anziehung zwischen Leitern und Elektrizität, wie sie zur Erklärung der Contactpotentialdifferenzen der Metalle angenommen wurde, eine deutliche Spur sich nicht zeigt (38). In Hinsicht der Anfangsgeschwindigkeiten findet sich, dass dieselben nicht von einheitlicher Grösse sind und dass für jeden Leiter und jede erregende Lichtart eine besondere Grössenverteilung der Geschwindigkeiten besteht (22, 23, 26, 36). Es sind aber die Grössen der Anfangsgeschwindigkeiten unabhängig von der Intensität des Lichtes (25), und dies letztere Resultat legt die Vorstellung nahe, dass das Licht bei dem Vorgange der Ausstrahlung nur eine auslösende Rolle spiele für Bewegungen, welche dann dauernd in voller Geschwindigkeit innerhalb der Körperatome vorhanden sein müssten (28).

11. Befindet sich der belichtete Körper im gaserfüllten Raume, so nimmt die Erscheinung die Gestalt der von Hertz und Hallwachs aufgedeckten Wirkung des Lichtes an (9, 47). Schwierigkeit schien bei dieser Auffassung nur die strenge Unipolarität der letzteren Wirkung zu bieten; denn wenn der belichtete Körper unabhängig von der äusseren Kraft, also auch bei positiver Ladung, Kathodenstrahlen von den ihm

---

1) Zur leichteren Bezugnahme auf die frühere Arbeit (l. c.) ist deren Absatz- und Tabellennumerierung hier fortgesetzt.

und der benutzten Lichtart zugehörigen Anfangsgeschwindigkeiten aussendet, so werden dieselben, auch wenn sie durch die äussere Kraft bald zur Umkehr gebracht werden, doch das Gas durchsetzt und also, nach bisheriger Kenntnis<sup>1)</sup>, elektrisch leitend gemacht haben. Durch eine leitende Gaschicht würde aber der Körper seine positive Ladung verlieren müssen, und dies widerspricht der Erfahrung.

Hier wird gezeigt, dass zur Erregung der Leitfähigkeit in Gasen eine gewisse Minimalgeschwindigkeit von Seiten der Strahlen gehört (39, 40, 42, 43), und da wir ausserdem finden, dass die grössten, in merkbarer Menge vorkommenden Anfangsgeschwindigkeiten der durch Licht erzeugbaren Strahlen unterhalb jener Minimalgeschwindigkeit liegen, ist damit der Widerspruch aufgehoben (46).

Die Geschwindigkeit der im Vorliegenden studirten Strahlen sind von den Grössenordnungen  $10^7$  bis  $10^8$  cm/sec oder etwa  $\frac{1}{1000}$  Lichtgeschwindigkeit, also wieder viel kleiner als früher (7). Es zeigt sich, dass diese langsamen Strahlen die Eigenschaften der diffusen Ausbreitung und der Absorption in Gasen in sehr hohem Maasse besitzen müssen, denn schon nach Durchfahung von einigen wenigen Gasmoleculen haben sie ihre Geschwindigkeit verloren (41), während die zuerst von mir studirten Strahlen mit etwa  $\frac{1}{3}$  Lichtgeschwindigkeit 5000 Gasmoleculen durchfahren konnten, ehe ihre Bahn merklich gekrümmt oder ihre Bewegung gehemmt wurde.

#### Versuche im gasfreien Raum.

12. Die gegenwärtigen Versuchsreihen wurden nicht im äussersten Vacuum ausgeführt. Wohl wurde stets bis zur Wirkungsgrenze der Quecksilberluftpumpe evacuirt, jedoch besondere Mittel zur Entfernung der Gasreste von Elektroden und Glaswänden wurden nicht angewandt und Kittungen und mit Fett gedichtete Schliffe vielfach benutzt. Da die Hauptzüge der Erscheinung im äussersten Vacuum schon untersucht waren (3—8), erschien dies jetzt erlaubt.<sup>2)</sup>

1) P. Lenard, Wied. Ann. 51. p. 240. 1894.

2) Leitvermögen im Versuchsraume trat im Folgenden thatsächlich auf, jedoch, wie vorweg bemerkt sei, nicht bei Spannungen unter 8 Volt (44). Wo die sonst erreichte Genauigkeit es nötig machte, wurde bei

13. Die Versuchseinrichtung ist in Fig. 1 dargestellt.  $U$  ist die zu belichtende Elektrode, eine mit Terpentinruss vollkommen überzogene, kreisförmige Aluminiumscheibe von 3,4 cm Durchmesser; ihr gegenüber steht die gleichgrosse und ebenfalls vollkommen berusste Metallscheibe  $E$ , welche eine Einstülpung  $e$  (Fig. 1 a) besitzt, so geformt, dass das durch die Blenden  $B B$  und  $g g$  abgesonderte, schmale Lichtbündel von der Quelle  $L$  nach  $U$  gelangen kann ohne  $E$  zu streifen. Letzteres wurde durch sorgfältige Aufstellung der Lichtquelle durchaus vermieden. Die Platte  $E$  ist sich selbst parallel

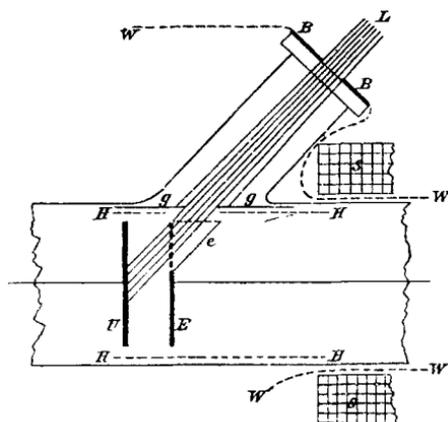


Fig. 1.

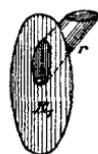


Fig. 1 b.



Fig. 1 a.

verschiebbar, sodass der Abstand  $\overline{UE}$  verändert werden kann. Für Abstände  $\overline{UE} < 10$  mm wird eine besondere Elektrode  $E_1$ , Fig. 1 b, an Stelle von  $E$  gesetzt, welche ein conisches Metallrohr  $r$  als freien Weg für das Lichtbündel trägt; die eine Mündung dieses Rohres fällt beim Abstände  $\overline{UE} = 5$  mm centrisch mit der Blende  $g g$  zusammen, die andere steht dann  $U$  gegenüber. Auch diese Platte  $E_1$  ist samt ihrem Rohre berusst. Zwischen  $U$  und  $E$  wird zu Anfang jedes Versuches eine messbare Potentialdifferenz hergestellt, was mit Hülfe von

den höheren Spannungen eine Correction wegen des Leitvermögens angebracht, was jedesmal durch \* bei der betreffenden Zahl angezeigt ist. Die Ermittlung und Grösse der Correctionen sehe man in 45 bez. Tab. XX.

Accumulatoren geschah, für höhere Spannungen statisch und für geringere durch Abzweigen vom Stromkreise einiger Zellen. Die Platte,  $U$  oder  $E$ , deren Ladungsänderung durch das Licht beobachtet werden sollte, war mit einem Quadrantelektrometer verbunden. Das Gehäuse des Elektrometers, welches auch über alle Leitungen und das Plattenpaar  $UE$  sich fortsetzte und wovon  $WW$  in Fig. 1 und auch die Stannioblende  $BB$  Teile sind, war von Anfang auf dasjenige Potential gebracht, welches die mit dem Elektrometer verbundene Platte haben sollte. Zur Beobachtung wurde dann ein federnder Contact gelöst, welcher im Ruhezustand die Platte mit dem Gehäuse verband, worauf das Elektrometer die durch Wirkung des Lichtes eintretende Ladungsänderung der Platte anzeigt. Da aber hierbei auch die Spannung zwischen den beiden Platten in gleichem Maasse sich ändert, ergibt sich die Notwendigkeit, mit nur kleinen Elektrometersausschlägen zu operiren. Sobald daher nicht hohe Spannungen benutzt werden, deren Veränderung einflusslos ist (4), wurde dem Elektrometer eine solche Capacität zugefügt und die Belichtungsdauer so gewählt<sup>1)</sup>, dass die Ausschläge nur einzelne Scalenteile betrogen, entsprechend bei mittlerer Elektrometerempfindlichkeit einigen Hundertstel Volt.<sup>2)</sup> In der Kleinheit der zu messenden Ausschläge lag keine Beschränkung der erreichbaren Genauigkeit; denn einerseits waren die Angaben des Elektrometers bis auf etwa 0,02 Sct. verlässlich<sup>3)</sup> und andererseits sind die bekannten ergiebigen Quellen ultravioletten Lichtes so schwankend in ihrer Intensität, dass schon aus diesem Grunde ausgiebige Vervielfältigung der Beobachtungen nicht zu vermeiden war.

---

1) Die Wirkung war proportional der Zeit; sie durfte danach für das Folgende zu leichterem Vergleich auf andere Zeiten als die benutzten, ebenso wie auch auf andere Capacitäten umgerechnet werden.

2) Die im Folgenden zu machenden Spannungsangaben sind, wo die Genauigkeit auf Hundertstel Volt geht, auf mittlere Spannung während der Versuchsdauer reducirt, indem zur angewandten Anfangsspannung die Hälfte des Elektrometersausschlages mit entsprechendem Vorzeichen addirt wurde.

3) Starke Fernrohrvergrößerung und die Benutzung einer Scala mit Diagonalmassstab erlaubten die Zehntel Scalenteile direct abzulesen, die Hundertstel zu schätzen.

14. Die in der Zeiteinheit ausgestrahlte Menge ist der wirkenden Lichtintensität proportional. — Die gesamte, durch das absorbierte Licht zur Ausstrahlung gebrachte Electricitätsmenge gelangt nach unserer Auffassung (4) dann zur Beobachtung, wenn genügend grosse äussere beschleunigende Kraft vorhanden ist. Es wurden 200 Volt benutzt bei einem Abstände  $\overline{UE}$  von 40 mm; als Lichtquelle dienten 6 mm lange Funken (3) zwischen Zinkkugeln. Berechenbare Abstufungen der Lichtintensität wurden durch Abänderung der Entfernung zwischen den Funken und dem Glimmerdiaphragma  $gy$  hergestellt, welches letztere, enger als die Blende  $BB$ , in allen Fällen den Querschnitt des nach  $U$  gelangenden Lichtbündels begrenzt. Das Elektrometer war an  $U$  geschaltet. Folgendes sind die Resultate<sup>1)</sup>:

Tabelle IV.

1	2	3	4	5	6
Abstand Funken-Glimmerblende	Elektrometerablenkung	Capacität des Elektrometersystems	In 1 sec entwichene Electricitätsmenge	Relative Lichtintensität	$\frac{Q}{1/r^2}$
$r$	$A$	$C$	$Q = A \cdot C / 10$	$1/r^2$	
m	Sct. in 10 sec	$10^{-10}$ Farad	Sct. $\frac{10^{-10} \text{ Fd.}}{\text{sec}}$	m-2	
0,105	7,65	1001	766	90,6	8,47
0,132	5,00	1001	501	57,4	8,75
0,206	2,21	1001	221	23,6	9,37
0,206	222,3	10,39	231,0	23,6	9,77
0,463	35,55	10,39	36,93	4,64	7,94
0,835	10,22	10,39	10,62	1,486	7,42
0,835	95	1,14	10,82	1,436	7,55

Columnne 5 zeigt, dass die Lichtintensitäten im Verhältnis von 90 zu 1,4 variirten, während das Verhältnis zwischen Wirkung  $Q$  und Lichtintensität, Columnne 6, soweit constant ist, als die Lichtquelle es innerhalb der Zeiträume war, die zu ihrer Neuaufstellung jedesmal nötig waren.

1) Zu bemerken ist, dass bei diesen Versuchen nur  $U$  berusst,  $E$  jedoch eine unberusste alte Aluminiumfläche war, was indessen für den gegenwärtigen Zweck als irrelevant betrachtet werden kann.

Nicht aller hier beobachteter Elektrizitätstransport  $Q$  erfolgte unmittelbar durch Strahlung, sondern nur der grössere Teil desselben; ein geringer Teil kommt auf Rechnung von Leitungsfähigkeit des Beobachtungsraumes (12, 45). Das umgekehrte Verhältnis findet statt bei Versuchen in verdünnten Gasen, wo der Elektrizitätstransport durch Leitung den durch Strahlung überwiegen kann (vgl. 4, Tab. II, 0,03 mm Druck). Da nun Versuche der letzteren Art ebenfalls Proportionalität zwischen Wirkung und Lichtintensität ergeben haben<sup>1)</sup>, folgt aus unseren Versuchen diese Proportionalität auch für die reine Strahlung.

15. Die Dauer des Leuchtens einer Zinkfunken spectrallinie hat sich in den Versuchen der Herren Schuster und Hemsalech zu etwa  $5 \cdot 10^{-6}$  sec ergeben<sup>2)</sup>; sie dürfte in den gegenwärtigen Versuchen noch kleiner gewesen sein, denn es war die im Funkenapparat benutzte Capacität kleiner. Da nun die Funken in Zwischenräumen von 0,0062 sec einander folgten, war die Intensität der hier benutzten Lichtquelle während der Dauer ihres Leuchtens mehr als  $0,0062/5 \cdot 10^{-6} = 1300$  mal grösser als ihre mittlere Intensität. Die obigen Versuche beziehen sich daher, auch beim grössten Abstand der Lichtquelle, in Wirklichkeit auf ausserordentlich grosse Lichtintensitäten. Ich habe jedoch auch bei möglichst schwach brennendem Kohlebogenlicht in Abständen von 34—268 cm von der Glimmerblende die Wirkung noch soweit proportional dem reciproken Quadrat des Abstandes gefunden als es bei der geringen Constanz des ultravioletten Leuchtens eines solchen Bogens zu erwarten war; jedenfalls zeigte sich keinerlei Andeutung des Bestehens eines Schwellenwertes der Lichtintensität, bei welchem die Wirkung rasch zu Null herabsänke. Dass ein solcher Schwellenwert, wenn er vorhanden ist, jedenfalls sehr tief liegen müsste, zeigt besonders die weiter unten (22) quantitativ zu betrachtende Wirkung der von der Russfläche  $U$  reflectirten Lichtmengen. Diese sehr geringen Lichtmengen übten, auf  $E$  fallend, dortselbst eine entsprechend geringe

1) Vgl. besonders die Versuche der Herren J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. 48. p. 625. 1893.

2) A. Schuster u. G. A. Hemsalech, Phil. Trans. 193. p. 189. 1899; nach Taf. 10, Fig. 19 und den zugehörigen Textangaben.

Wirkung aus, die sich jedoch als merklich constanter Bruchteil der Wirkung des direkten Lichtes auf  $U$  erwies, unabhängig von dessen Intensität, was nur dann sein kann, wenn auch die sehr geringen, von Russ reflectirten Lichtmengen noch proportional ihrer Intensität wirken. Die hierbei in Betracht kommenden Lichtintensitäten waren bis etwa  $3 \cdot 10^6$  mal geringer als die grösste in Tab. IV benutzte Momentanintensität.

16. Ueber den Verlauf der Ausstrahlung bei verschiedenen äusseren Spannungen sei zuerst die folgende Versuchsreihe mitgeteilt (Tab. V), deren graphische Darstellung die beiden mit  $UE = 10$  mm bezeichneten Linien der Taf. I, Fig. 1 ergibt. Spannungen sind dabei als Abscissen, Elektrizitätsmengen als Ordinaten aufgetragen und zusammengehörige Punkte geradlinig verbunden. Die voll ausgezogene Linie giebt die von  $U$  entweichenden, die gestrichelte die an  $E$  ankommenden Mengen, welche Mengen selbst wir kurz ebenfalls mit  $U$  bez.  $E$  bezeichnen.<sup>1)</sup>

Tabelle V.

Abstand  $\overline{UE} = 10$  mm.

Beschleunigende Kräfte			Verzögernde Kräfte		
Lichtquelle Kohlebogen, auch Funken			Lichtquelle Kohlebogen		
1	2	3	1	2	3
Spannung zwischen $U$ und $E$	Von $U$ entweichende Menge	An $E$ kommende Menge	Spannung zwischen $U$ und $E$	Von $U$ entweichende Menge	An $E$ kommende Menge
$X$	$U$	$E$	$X$	$U$	$E$
Volt			Volt		
100	1,00*	1,00*	-0,66	0,162	0,029
10	0,94	0,96	-0,8	—	0,0094
2	0,85	0,84	-1,0	0,082	0,000
1	0,79	0,81	-1,2	—	-0,0041
0,5	0,73	0,74	-1,4	—	-0,0065
0,3	0,65	—	-1,8	—	-0,0072
0,2	0,55	—	-2,4	0,0000	—
0	0,40	0,34	-3,0	-0,0026	-0,0071

\* Vgl. Anm. zu 12.

1) Zur durchweg benutzten Bezeichnungweise ist weiter zu bemerken, dass unter Elektrizitätsmengen schlechthin stets Mengen negativer

17. Mit dem Inhalt der Tabelle, bez. deren graphischer Darstellung verbinden wir nun folgende Vorstellungen, von welchen alles weitere ausgeht und welche sich dabei bewährt haben. Wir unterscheiden, der besseren Orientirung halber, fünf verschiedene Stadien des Vorganges, welche verschiedenen Grössen der äusseren Kraft entsprechen (vgl. Taf. I, Fig. 1).

Im Stadium I, bei grossen verzögernden Kräften wird die gesamte, durch das Licht zur Ausstrahlung gebrachte Menge — welche letztere wir stets mit 1,00 bemessen — wieder zu  $U$  zurückgetrieben, bevor sie einen Gegenstand der Umgebung getroffen hätte. Das elektrometrische Resultat in diesem Stadium würde Null sein, wenn nicht etwas Licht von  $U$  nach  $E$  hier zerstreut reflectirt würde und dort seine Wirkung hervorbrächte. Der letzteren Wirkung entsprechen die geringen, in Taf. I, Fig. 1 als sehr kleine negative Ordinaten erscheinenden Elektrizitätsmengen, welche hier von  $E$  entweichen und an  $U$  ankommen.

Im Stadium II, wenn die verzögernde äussere Kraft geringer ist, beginnt  $U$  dauernd Ladung zu verlieren, jedoch kommt nichts davon an  $E$  an; der ganze nicht zu  $U$  zurückgehende Teil der Ausstrahlung, entsprechend der Ordinate  $U$ , geht also offenbar an die Glaswände des Apparates. Dies erscheint als Folge der tangentialen Componenten der Ausstrahlungsgeschwindigkeiten (8). Die parabolischen, am beleuchteten Centrum von  $U$  beginnenden Bahnen der Quanten erheben sich in diesem Stadium zwar noch nicht bis  $E$  hin, sie reichen aber doch seitlich über die Fläche von  $U$  schon hinaus, sodass sie an der Glaswand enden statt zu  $U$  zurückzukehren.

Wird die verzögernde Kraft noch kleiner, so tritt Stadium III damit ein, dass zum ersten Male Bahnen bis  $E$  hin reichen und dann dort enden, woher die Curve  $E$  jetzt ebenfalls positive

---

Elektricität verstanden sind und dass äussere Kraft positiv dann gerechnet ist, wenn sie von  $U$  kommende negative Elektricität beschleunigt. Es entspricht dies der Vorstellung, dass wir es stets nur mit Bewegungen negativer Elektricität zu thun haben. Es bedeuten danach z. B. negative Zahlen in Columne 3, Tab. V, dass positiver Elektrometergang an  $E$  beobachtet worden war, bez. in unserer Auffassung, dass (negative) Elektricität von  $E$  entwich.

Ordinaten aufweist. Die Gesamtausstrahlung 1,00 geht jetzt zum einen Teil,  $E$ , nach  $E$  hin, zum zweiten Teil,  $U - E$ , seitlich an die Glaswände, und zum dritten Teil,  $1 - U$ , zu  $U$  zurück. Die Zahl der an  $E$  gehenden Quanten mehrt sich, wenn die verzögernde Kraft weiter sinkt, wie es das Ansteigen der Curve  $E$  zeigt. Da jedesmal nur solche Quanten bis  $E$  kommen können, deren normale Anfangsgeschwindigkeitscomponente eine gewisse, durch die Spannung  $UE$  gegebene Grösse übersteigt, wird die Form der Curven in diesem Stadium geeignet sein, die Grössenverteilung der Anfangsgeschwindigkeiten zu ermitteln, wozu freilich zunächst das seitliche Entweichen der Quanten in Wegfall gebracht werden muss (18, 20, 22, 23).

Im Stadium IV kommen die beiden Curven zum Zusammenfallen, was anzeigt, dass die jetzt beschleunigende äussere Kraft bei genügender Grösse alle nicht zu  $U$  zurückkehrenden Quanten ohne seitlichen Verlust nach  $E$  hin bringt.

Stadium V ist erreicht, wenn die beschleunigende äussere Kraft so gross geworden ist, dass keine Rückkehr von Quanten zu  $U$  mehr stattfindet, also volle Ausstrahlung, 1,00 in unserem Maasse, zur Beobachtung gelangt. Weiteres Ansteigen der Kraft ändert dann nichts mehr an den Verhältnissen, wie dies bis zu sehr hohen Kräften durch die früheren Versuche (4, Tab. I) schon ausführlich nachgewiesen erscheint.

18. Verhinderung des seitlichen Entweichens durch magnetische Kraft. — Eine über das Rohr des Apparates geschobene Stromrolle,  $SS$  in Fig. 1, liefert normal zu  $U$  und  $E$  gerichtete magnetische Kraft. Hierdurch werden die tangentialen Componenten der Bahnen der Quanten zu Kreisen gewunden, die normalen nicht geändert. Die Folge davon ist, dass das seitliche Entweichen der Quanten an die Glaswände ausbleibt; jedoch gelangen alle Quanten, die ohne magnetische Kraft entwichen wären, jetzt nicht etwa an  $E$ , sondern, wie es sein soll (17, Stadium II), nach  $U$  zurück. Es zeigt sich dies dadurch, dass die an  $E$  ankommenden Mengen — verzeichnet in Columne 4 bez. 7 der Tab. VI — durch die magnetische Kraft nicht deutlich bemerkbar geändert werden, während die von  $U$  entweichenden Mengen sich ändern (vgl. Columne 2 und 3, bez. 5 und 6 der Tab. VI) und zwar so, dass sie den vorgenannten Mengen  $E$  nahe gleich werden. Es bringt also die magnetische

Kraft die Curve  $U$  nahe zur Deckung mit der Curve  $E$ , welche letztere dabei ungeändert bleibt; Stadium II kommt dadurch zum Verschwinden.

Die Versuche wurden sowohl mit Kohlebogenlicht als auch mit Funkenlicht ausgeführt.<sup>1)</sup>

Tabelle VI.

Abstand  $\overline{UE} = 10$  mm. Volle Ausstrahlung = 1,00.

1 Potential- differenz zwischen $U$ und $E$ $X$	2 Bogenlicht			3 Funkenlicht		
	Von $U$ entweichend		An $E$ kommend	Von $U$ entweichend		An $E$ kommend
	Ohne magn. Kr.	Mit magn. Kr.		Ohne magn. Kr.	Mit magn. Kr.	
Volt						
-0,66	+0,16	+0,032	+0,029	+0,094	+0,0088	+0,012
-1,0	+0,082	+0,0016	—	—	—	—
-1,12	—	—	—	+0,019	-0,0031	-0,0038
-3,0	-0,0026	-0,0047	-0,0071	-0,0025	-0,0038	-0,0054

19. Directe Beobachtung der seitlich entweichenden Mengen wurde möglich durch Anbringung einer metallischen, berussten Hülle  $HH$ , Fig. 1, an der Glaswand zwischen  $U$  und  $E$ .<sup>2)</sup> Als dabei die magnetische Kraft, an der Oberfläche von  $U$  gemessen, etwa bis zu 15 C.G.S.-Einheiten gesteigert worden war, fing die Hülle keine negativen Ladungen mehr auf. Elektrische Kraft war dabei nicht angewandt; der Abstand  $\overline{UE}$  war 40 mm, der Radius der Hülle 2,2 cm, der des Lichtfleckes auf  $U$  0,3 cm. Hieraus folgt die grösste, in merkbarer Menge vertretene Tangentialcomponente der Anfangsgeschwindigkeiten  $15 \cdot (2,2 - 0,3) / 2 \cdot \epsilon / \mu = 1,4 \cdot 10^8$  cm/sec.<sup>3)</sup> Sie ist also von der-

1) Auf die in der Tabelle bemerkbaren Unterschiede zwischen den Wirkungen der beiden Lichtarten wird später (26) eingegangen.

2) Diese Hülle ist für die ferneren Versuche wieder fortgenommen zu denken.

3) Für  $\epsilon / \mu$  ist hier durchweg rund  $10^7$  cm $^{\frac{1}{2}}$  g $^{-\frac{1}{2}}$  gesetzt.

selben Grössenordnung, wie die früher (8) für Aluminium angenähert und weiter unten (36) auch für Kohle exacter ermittelte grösste merkbare Normalcomponente.

20. Verhinderung seitlichen Entweichens durch Annäherung der Platten  $U$  und  $E$ . — Annäherung der Platten muss wie Vergrösserung derselben wirken (17, Stadium II). Es ist bei gegebener Grösse und beliebiger Richtung der Anfangsgeschwindigkeit die maximale Wurfhöhe gleich der halben maximalen Wurfweite. Danach muss die seitliche Ausstrahlung ausbleiben, wenn der Abstand  $\overline{UE}$  der Platten kleiner geworden ist als der halbe Abstand zwischen dem Rande der Scheibe  $U$  und dem Rande des Lichtfleckes auf ihr, d. i. kleiner als 7 mm. Dies bestätigt auch der Versuch. Es brauchten dazu nur die mit grosser Schärfe ermittelbaren (25) Nullpunkte der Wirkung, auf  $U$  sowie auf  $E$ , entsprechend den Grenzen der Stadien I und II bez. II und III (Taf. I, Fig. 1), aufgesucht zu werden. Zusammenfallen der beiden Nullpunkte bedeutet Zusammenfallen der Curven  $U$  und  $E$  überhaupt, also Fehlen der seitlichen Ausstrahlung. Es sind in folgender Zusammenstellung hierhergehöriger Resultate die Abscissen  $X(U=0)$  bez.  $X(E=0)$  der beiden Nullpunkte in Volts angegeben.

Tabelle VII.

Nullpunkte der Wirkung; Kohlebogenlicht.

Abstand $\overline{UE} =$	5	10	25	40 mm
$- X(U=0) =$	1,10	2,4 <sup>1)</sup>	weit über 1,2	} 1,20 } 1,06 weit über 1,2 Volt
$- X(E=0) =$	1,06	1,0 <sup>1)</sup>	1,0	

Man sieht, dass für Abstände  $\overline{UE} \cong 10$  mm  $- X(U=0)$  überall weit grösser ist als  $- X(E=0)$ , also viel seitliches Entweichen stattfindet, während für  $\overline{UE} = 5$  mm diese beiden Grössen nahe gleich werden, also das seitliche Entweichen nahe aufgehoben ist.

1) Aus Tab. V.

Für den Abstand  $\overline{UE} = 25$  mm zeigt die Tabelle ausserdem nochmals, dass durch normale magnetische Kraft der Nullpunkt von  $U$  gegen den von  $E$  hinwandert, während letzterer Punkt unverrückt bleibt (18).

21. Für den Stillstand der Wirkung ist die Grösse der Potentialdifferenz zwischen dem belichteten Körper und seiner Umgebung bestimmend. — Die Constanz der Zahlen  $X(E = 0)$  in Tab. VII zeigt zunächst für die Platte  $E$ , dass sie bei bestimmter Potentialdifferenz (1,0—1,06 Volt) gegen  $U$ , unabhängig vom Abstand  $\overline{UE}$ , keine Ladung mehr empfängt. Da aber nach dem Vorhergehenden (18, 19, 20) beim Nichtstattfinden seitlicher Ausstrahlung  $U$  überall gleich  $E$  wird, also auch  $U = 0$  wenn  $E = 0$ , gilt der vorangestellte Satz. Er wird auch gefordert von den Vorstellungen, von welchen wir ausgingen (17).

Das Verhalten in Luft ist anders, wie man weiss<sup>1)</sup>; hier tritt Stillstand der Wirkung dann ein, wenn eine bestimmte positive Elektrizitätsdichte oder verzögernde Normalkraft an der belichteten Oberfläche erreicht ist. Dies Verhalten in Luft muss aus dem Verhalten im Vacuum und aus den Eigenschaften der Luft folgen, worauf wir zurückkommen (47).

22. Anfangsgeschwindigkeiten; reflectirtes Licht. — Wenn seitliches Entweichen ausgeschlossen ist, was wir jetzt immer voraussetzen werden, die Curven  $U$  und  $E$  also in die eine,  $E$ , zusammenfallen, giebt deren Form Auskunft über die Grössenverteilung der Anfangsgeschwindigkeiten (17, Stadium III). Hierzu ist nur noch die Wirkung des von  $U$  nach  $E$  hin reflectirten Lichtes zu berücksichtigen. Wir betrachten jetzt dazu die Umgebung des Nullpunktes der Wirkung eingehender. Folgende Tabellen geben die Mittelwerte von im Ganzen 127 Messungen aus dieser Gegend, welche bei dem schon als genügend klein festgestellten Abstände  $\overline{UE} = 5$  mm ausgeführt wurden; Kohlebogen und Zinkbogen<sup>2)</sup> waren dabei Lichtquellen.

1) A. Righi, Mem. della R. Accad. di Bologna (4) 9. p. 369, 1888.

2) A. Righi, Mem. della R. Accad. di Bologna (4) 9. p. 379, 1888.

Tabelle VIII.  
Kohlebogenlicht  
(33,6 cm von der Glimmerblende).

Potentialdiff. zwischen $U$ und $E$ $X$	Von $U$ ent- weichende Elek- tricitätsmenge $U$
Volt	
$+\infty^1)$	+1,00 *
-0,90	+0,009 13
-1,00	+0,003 31
-1,10	+0,000 189
-1,20	-0,001 38
-1,30	-0,003 83
-1,45	-0,004 39
-1,65	-0,005 53
-1,75	-0,005 98
-2,50	-0,006 09

Tabelle IX.  
Zinkbogenlicht  
(33,6 cm von der Glimmerblende).

Potentialdiff. zwischen $U$ und $E$ $X$	Von $U$ ent- weichende Elek- tricitätsmenge $U$
Volt	
$+\infty^1)$	+1,00 *
-0,60	+0,015 3
-0,70	+0,005 82
-0,825	+0,001 72
-0,91	-0,000 136
-1,12	-0,003 12
-1,33	-0,003 78
-1,6	-0,004 26
-2,5	-0,004 63

Fig. 2 ist eine graphische Darstellung dieser Tabellen im grossem Ordinatenmaassstab. Die Curven verlaufen nach links

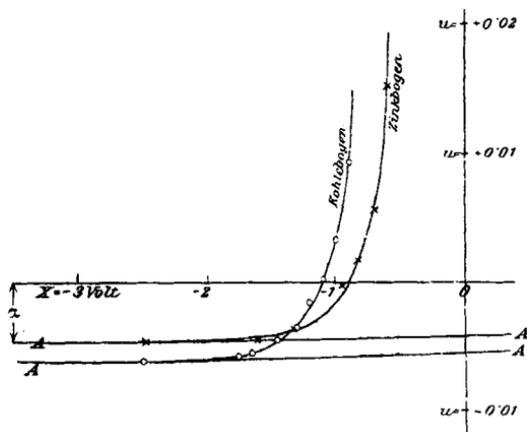


Fig. 2.

hin asymptotisch horizontal, wie zu erwarten war; denn bei genügend grosser verzögernder Kraft wird keine Ausstrahlung

1) 20, 50 oder 100 Volt mit entsprechender Correction (\*) für Leitung (vgl. Anm. zu 12).

von  $U$  nach  $E$ , dagegen alle durch das reflectirte Licht erzeugte Ausstrahlung von  $E$  nach  $U$  kommen. Sind die ausgestrahlten Mengen der wirkenden Lichtintensität proportional (14, 15), so hat daher  $U(-\infty)$  unmittelbar die Bedeutung, den Bruchteil  $\alpha$  des auf  $U$  einfallenden Lichtes anzugeben, welcher nach  $E$  hin reflectirt wird. Da aber die beiden Platten  $U$  und  $E$  einander sehr nahe stehen und nur das Centrum der einen belichtet wird, giebt  $\alpha$  die relative reflectirte Lichtmenge überhaupt an, d. i. im vorliegenden Falle das Reflexionsvermögen des Terpentinölrusses. Dementsprechend wurde  $U(-\infty) = \alpha$  auch nicht merklich abhängig gefunden von der Lichtintensität. Die Art des Lichtes war jedoch von merklichem Einfluss. So entnimmt man, da nach dem Verlauf der Curven  $U(-\infty)$  durch  $U(-2,5)$  ersetzbar ist, aus den letzten Zeilen der Tab. VIII bez. IX:

$\alpha$  für Russ und Kohlebogenlicht = 0,00609,  
 $\alpha$  „ „ „ „ Zinkbogenlicht = 0,00463<sup>1)</sup>;  
 für Zinkfunkenlicht wurde in besonderen Versuchen gefunden  $\alpha = 0,0054$ .<sup>1)</sup>

Beim viel grösseren Abstände  $\overline{UE} = 40$  mm wurde  $U(-\infty)$  sehr verkleinert gefunden, mit Kohlebogenlicht 0,00134; dies war zu erwarten, denn es fällt bei diesem Abstände nur mehr ein kleiner Teil des reflectirten Lichtes auf  $E$ .

Spätere Versuche (34), bei welchen  $U$  und  $E$  aus mattem Aluminium bez. Platin bestanden, ergaben bei  $\overline{UE} = 5$  mm:

$\alpha$  für Aluminium und Kohlebogenlicht = 0,2069,  
 $\alpha$  „ Platin „ „ = 0,1066,

also sehr viel grösser wie für Russ, was wieder die zu Grunde gelegte Auffassung bestätigt, da Aluminium und Platin sehr viel mehr Licht reflectiren als Russ.

Ist so  $\alpha$  bekannt, so kann aus der beobachteten Curve  $U$ , deren Ordinaten wir als Function der Spannung  $X$  mit  $U(X)$  bezeichnen, folgendermaassen eine von dem Einfluss der Lichtreflexion befreite Curve  $Y(X)$  hergestellt werden. Es ist

1) Es scheint danach das dem Zinkbogen und Funken eigene, sehr brechbare Ultraviolett von Russ weniger reflectirt zu werden als das minder brechbare Ultraviolett des Kohlebogens. Für Ultrarot findet Hr. Kurlbaum das Reflexionsvermögen von Petroleumruss gleich 0,05 (Wied. Ann. 67. p. 850. 1899), also besonders gross.

erstens überall  $U(X) = Y(X) + R(X)$ , wenn  $R$  die durch das reflectirte Licht allein hervorgebrachte Wirkung darstellt; zweitens wird aber diese letztere Wirkung überall sein müssen  $R(X) = -Y(-X) \cdot \alpha$ . Aus den beiden Gleichungen folgt die Unbekannte

$$(1) \quad Y(X) = \frac{U(X) + U(-X) \cdot \alpha}{1 - \alpha^2}.$$

Speziell ist  $Y(-\infty) = 0$ ,  $Y(+\infty) = U(+\infty) = 1$ .

23. Aeussere Geschwindigkeitsverteilung.<sup>1)</sup> — Da wir in allem Folgenden stets nur mit der zur Körperoberfläche senkrechten Geschwindigkeitscomponente zu thun haben, bezeichnen wir diese Componente als Geschwindigkeit schlechthin. Es hat dann  $Y(-P)$  bei allen verzögernden Potentialdifferenzen vom absoluten Betrage  $P$  die Bedeutung, den Bruchteil der Gesamtausstrahlung anzugeben, dessen Geschwindigkeit grösser ist als diejenige grösste Quantengeschwindigkeit, welche durch die Potentialdifferenz  $P$  vernichtet werden kann (17, Stadium III). Diese letztere Geschwindigkeit, welche umgekehrt durch die Potentialdifferenz  $P$  auch erzeugt werden kann, bezeichnen wir immer kurz als die Geschwindigkeit „ $P''$ .<sup>2)</sup> Wir können dann sagen,  $Y(-P)$  gebe die Relativzahl derjenigen Quanten an, welche mit grösserer Geschwindigkeit als „ $P''$  die belichtete Oberfläche verlassen.  $Y(-P)$  ist auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die Anfangsgeschwindigkeit eines bestimmten, ausgetretenen Quants „ $P''$  übersteige und  $Y'(-P)dP$  ist die Relativzahl der Quanten, deren Anfangsgeschwindigkeit „ $P \pm dP/2$ “ ist.

1) Es wird im Späteren (31) angenommen, dass die Geschwindigkeit der Quanten beim Passiren der Oberfläche eine sprungweise Aenderung erleidet, sodass innere und äussere Anfangsgeschwindigkeiten zu unterscheiden sind.

2) Es ist die Geschwindigkeit „ $P$ -Volt“ =  $\sqrt{2 \cdot 10^8 P \epsilon/\mu}$  cm/sec in gewöhnlichem Maass, wo  $\epsilon/\mu$  das Verhältnis zwischen Quantenladung und Quantenträgheit ist (vgl. Wied. Ann. 64. p. 279. 1898). Das Zeichen „“ für die Benutzung des abgekürzten Geschwindigkeitsmaasses wird im Folgenden nur dann hinzugesetzt, wenn sonst Missverständnis möglich wäre. Quanten, deren Geschwindigkeit „ $V''$  ist, erhalten nach Durchlaufung des Potentialgefälles  $\pm S$  die Geschwindigkeit „ $V \pm S''$  (Wied. Ann. 65. p. 504. 1898). — Man kann bemerken, dass in dem gewählten Maasse an Stelle der Geschwindigkeiten lebendige Kräfte genannt werden.

Zur Ausführung der Reduction von  $U$  auf  $Y$  nach Gleichung (1) ist die Kenntniss des Verlaufes von  $U$  auch für beschleunigende Kräfte erforderlich. Dieser Verlauf wird später (29ff.) eingehend untersucht; es ist jedoch das Resultat der Reduction in Fig. 2 schon verzeichnet durch Eintragung der Linien  $AA$  der  $U(-X) \cdot \alpha$  für beide Lichtarten. Rechnet man die Curvenordinaten von dieser Linie an nach aufwärts, so hat man  $Y$ ; der Factor  $1/(1 - \alpha^2)$  ist bei Kohle ohne merklichen Fehler gleich 1 zu setzen.

Betrachtet man in dieser Weise z. B. die Curve für Kohlebogenlicht, so kann ihr zunächst das Resultat abgenommen werden, dass eine bestimmte, grösste vorkommende Anfangsgeschwindigkeit nicht angebbar ist, dass aber Geschwindigkeiten über „2 Volt“ in unseren Versuchen allerdings kaum irgendwie merklich vertreten erscheinen, während dagegen kleinere Geschwindigkeiten in sehr rasch steigendem Verhältnis sich vorfinden.<sup>1)</sup>

24. Zwei entgegengerichtete, gleichzeitige Kathodenstrahlungen in demselben Raume stören sich nicht. — Die Bedeutung des Nullpunktes  $U = E = 0$  der unmittelbar beobachteten Wirkung  $U$  ist jetzt dahin festzustellen, dass bei der Potentialdifferenz  $X(U = E = 0)$  die ausgestrahlte Menge gleich ist der durch Wirkung des reflectirten Lichtes gleichzeitig eingestrahlenen Menge. Ausstrahlung und Einstrahlung durchlaufen hier gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung denselben Raum.<sup>2)</sup> Dies wäre nicht möglich, wenn die hier in Bewegung befindlichen Elektrizitätsquanten den Raum, welchen sie durchlaufen, continuirlich erfüllten; denn jedes bestimmte Volumenelement kann zu einer Zeit nur einerlei Bewegungsrichtung haben. Man kann daher die Erscheinung zum Nachweis einer inneren Structur der hier in Bewegung befindlichen Elektrizität heranziehen.<sup>3)</sup>

---

1) Weitere Angaben über die Grössenverteilung der Geschwindigkeiten, auch für Aluminium und Platin, vgl. unter 36.

2) Ohne dass dabei irgendwelche Nebenerscheinung bemerkbar geworden wäre; auch nicht bei Aluminium- und Platinplatten, wo die Gegenstrahlung noch viel stärker ist als bei Kohle.

3) Dass die Annahme einer Structur der Elektrizität durch Erscheinungen, nämlich die der Elektrolyse, in bestimmter Weise gefordert

25. Die Anfangsgeschwindigkeiten sind unabhängig von der Lichtintensität. — Ob die Grössenverteilung der Geschwindigkeiten mit der Intensität des erregenden Lichtes zusammenhänge, im besonderen, ob nicht bei steigender Lichtintensität die grösseren Anfangsgeschwindigkeiten in steigendem Verhältnis vertreten sein würden, war eine Frage, auf welche bejahende Antwort dann zu erwarten schien, wenn die Bewegungsenergie der ausgestrahlten Quanten den Kräften des wirkenden Lichtes entstammen sollte.

Es war zu untersuchen, ob der Verlauf der Curve  $Y$  bez.  $U$  mit der Lichtintensität sich ändere. Hierzu habe ich den Nullpunkt der letzteren Curve,  $U = 0$ , besonders ins Auge gefasst; derselbe hat eine für den vorliegenden Zweck günstige Lage und er ist ausserdem mit grösserer Genauigkeit ermittelbar als jeder andere Punkt der Curve. Es ist nur nötig, die Potentialdifferenz zwischen  $U$  und  $\mathcal{E}$  so lange abzuändern, bis diejenige Potentialdifferenz  $X(U = 0)$  gefunden ist, bei welcher das Elektrometer an  $U$ , oder  $\mathcal{E}$ , trotz Wirkung des Lichtes in Ruhe bleibt. So wurden auch die in Tab. X eingetragenen Resultate erhalten; hundertstel Volt wurden manchmal durch Interpolation zwischen noch übrig bleibenden entgegengesetzten Elektrometeregängen berechnet. Auch ein anderer Weg ist zur Ermittlung des Nullpunktes offen. Lässt man nämlich von der Potentialdifferenz Null aus das Licht lange genug auf  $U$  wirken, so stellt sich die gesuchte Potentialdifferenz  $X(U = 0)$  von selber her und wird an dem dann zur Ruhe gekommenen Elektrometer ablesbar. Diese Ablesung erfordert jedoch bei nicht ganz vollkommener Iso-

---

werde, ist wohl zum ersten Male durch v. Helmholtz hervorgehoben worden (Faraday-Rede 1881); in den Elektrolyten findet sich darnach die Elektrizität in Elementarquanten von stets derselben Grösse abgeteilt an materielle Träger gebunden. Ob diese Structur der Elektrizität überhaupt, auch ohne die Mitwirkung materieller Träger, zukomme, kann nur durch Versuche an der von Materie freien Elektrizität, wie sie in den Kathodenstrahlen zur Untersuchung kommt, entschieden werden. Wir machen im Folgenden, wo es darauf ankommt, die Annahme einer bejahenden Entscheidung, indem wir die von Hrn. J. J. Thomson an materiellen Trägern festgestellte Ladung (Phil. Mag. (5) 46. p. 518. 1898; (5) 48. p. 557. 1899) gleich der eines einzelnen, selbständig beweglichen Quants freier Elektrizität nehmen.

lation eine schwer ermittelbare Correction; ich habe deshalb diesen Weg zu Gunsten des zuerst genannten verlassen.

Tabelle X.

Nullpunkte bei verschiedener Lichtintensität.

Abstand  $\overline{UE} = 5 \text{ mm.}$

Lichtquelle (und Strom- stärke in derselben)	Entfernung Lichtquelle- Glühmer- diaphragma	Gesamtwirk. $U(+\infty)$ , als Maass für die mittlere Lichtintensität	$X(U=0)$	$X(E=0)$	Bemerkungen		
Kohlebogen	28 Amp.	cm 33,6	} 2,76	—	-1,07	} Neue Kohlen in der Bogenlampe } Entspr. Tab. VIII und Fig. 2 } 14 Tage Zeitraum zwischen d. beid. Vers.	
	28	33,6		-1,10	-1,05		
	20	33,6	1,74	-1,12	—		
	28	68	} 0,317	-1,10	—		
	28	68		-1,10	—		
	8	33,6	0,041	—	-1,06		
Zinkbogen	27 Amp.	33,6	} 21,8	-0,85	-0,85	} Verschiedene Elektrometer- und Batterieschaltungen } Entspr. Tab. IX und Fig. 2 } 14 Tage Zeitraum zwischen d. beid. Vers.	
	27	33,6		—	-0,87		
	27	33,6		-0,88	-0,86		
	27	33,6		-0,89	—		
	27	87,9		} 3,19	-0,86		—
	27	87,9			-0,89		—
Zinkfunken	17,4	2,86	-1,00	-0,97			

Man bemerkt in der Tabelle zwar kleine Unterschiede zwischen zusammengehörigen  $X(U=0)$  und  $X(E=0)$  — ein geringes Entweichen von Elektrizität zwischen  $U$  und  $E$  anzeigend (17, Stadium III; 20) — jedoch nicht die mindeste Abhängigkeit der einen oder der anderen dieser Grössen von der Lichtintensität. Man beachte dabei, dass die Versuche innerhalb jeder Gruppe nach absteigender Lichtintensität geordnet sind, welche letztere in Columne 3 zum Ausdruck kommt (14). Beim Kohlebogenlicht variierte die Lichtintensität im Verhältnis von etwa 70 : 1; dabei ist der Wert von  $X(E=0)$  nicht um 1 Proc. geändert. Dies bedeutet, nach dem Lauf von  $Y(X)$  (Fig. 2 und Tab. VIII) an der Stelle von  $U=E=0$ ,

dass die Zahl der Quanten, deren Anfangsgeschwindigkeit über 1,06 Volt liegt, bei Versiebzugfachung der Lichtintensität nicht um 5 Proc. erhöht wird, obgleich diese Zahl an sich sehr gering ist, nämlich nur 0,0057 der Gesamtzahl.

Gleiche Versuche mit demselben Resultat habe ich auch mit Aluminiumplatten  $U$  und  $E$  ausgeführt (vgl. 34); die Intensität von Kohlebogenlicht wurde hier im Verhältnis von etwa 1000:1 variiert, ohne dass merkliche Aenderung des Nullpunktes eintrat.

26. Dass verschiedene Lichtarten verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten ergeben, ist unmittelbar ersichtlich aus Tab. X, sowie aus den Tab. VI, VIII und IX und Fig. 2. Beim Zinkbogenlicht sind hiernach grosse Anfangsgeschwindigkeiten in sehr viel geringerem Maasse vertreten als beim Kohlebogenlicht<sup>1)</sup>; das Funkenlicht steht zwischen beiden. Dabei ist letzteres Licht während seiner wirklichen Dauer weitaus das intensivste von allen (15), woraus wieder hervorgeht, dass Intensität und Anfangsgeschwindigkeiten ausser Zusammenhang sind.

27. Polarisirtes Licht. — Zinkfunkenlicht, welches unter einem Einfallswinkel von  $58^{\circ}$  von der Vorderfläche einer hinten geschwärzten, senkrecht zur optischen Axe geschnittenen, ebenen Quarzplatte reflectirt wurde, ist in seinem ultravioletten Anteil sehr nahe vollständig linear polarisirt. Die Probe hierauf wurde mit Hülfe eines zweiten, gleichen Quarzspiegels als Analyser vorgenommen; sie ergab sehr nahe vollständiges Verlöschen der grünen Fluorescenz auf Uranglas, sowie der blauen auf Flintglas im zweimal reflectirten Strahl bei gekreuzten Spiegeln und helles Erscheinen der Fluorescenzen bei parallelen Spiegeln, wobei im letzteren Falle Auslöschung eintrat, wenn eine Glas- oder Glimmerplatte in den Gang des Strahles geschaltet wurde.

---

1) Dies gilt für die Wirkung auf Kohle. Bei Aluminiumplatten (34) wurde für Zinkbogenlicht der Nullpunkt nur um etwa 0,02 Volt nach kleineren Zahlen verschoben gefunden im Vergleich zu Kohlebogenlicht; Ersetzen der positiven Lichtkohle durch einen Aluminiumstab änderte dabei den Nullpunkt überhaupt nicht deutlich. Dem Aluminium sind also — im Gegensatz zur Kohle — von der Lichtart sehr wenig abhängige Anfangsgeschwindigkeiten eigen.

Das polarisirte Licht wurde in zwei aufeinander senkrechten Orientirungen benutzt; einmal (*A*) war seine elektrische Schwingungsebene parallel der Fläche von *U*, und dann (*B*) war der Winkel zwischen beiden der grösste mögliche, nämlich  $45^\circ$ . Im Falle *A* steht die Schwingungsrichtung senkrecht zur Zeichnungsebene der Fig. 1; im Falle *B* liegt sie in dieser Ebene.<sup>1)</sup> Folgendes sind die Resultate.

Tabelle XI.

Zinkfunkenlicht, polarisirt. Abstand  $\overline{UE} = 10$  mm.

Richtung der Schwingungsebene	Nullpunkt $X (E = 0)$	Gesamtwirkung $E (+ 100 \text{ Volt})$
	Volt	Coulombs / sec
A. $\parallel U$	-0,95	$0,16 \cdot 10^{-10}$
B. $45^\circ$ zu <i>U</i>	-1,0	$0,17 \cdot 10^{-10}$

Ein sicherer Unterschied zwischen den Fällen *A* und *B* hat sich demnach nicht gezeigt, weder in Hinsicht der Anfangsgeschwindigkeiten (zweite Spalte) noch der ausgestrahlten Mengen (dritte Spalte).<sup>2)</sup>

28. Zu den Resultaten des Vorhergehenden (25, 27) kann folgendes bemerkt werden. Kräftige Absorption von Licht hat man als Resonanzerscheinung aufzufassen gelernt, deren Sitz die Molecüle bez. Atome des absorbirenden Körpers sind. In der That ist auch in unseren Versuchen nicht Licht jeder Wellenlänge wirksam; man findet, dass ein vorgeschaltetes durchsichtiges Glimmerblatt oder Glasstück alle Wirkung abhält. Als mit dem Licht schwingend kann man dieselben

1) Der bisher benutzte,  $\perp$  zur Krystallaxe geschnittene Verschlussquarz wurde für diese Versuche durch einen  $\parallel$  der Axe geschnittenen ersetzt, dessen beide Hauptschwingungsrichtungen den obigen beiden Richtungen  $\parallel$  gestellt waren. Dieser Quarz wurde dann auch für alle ferneren Versuche beibehalten.

2) Man vergleiche hierzu die Beobachtungen der Herren Elster und Geitel an den ebenen Oberflächen flüssiger und erstarrter Alkalimetallflächen in verdünntem Wasserstoffgas (Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 6. p. 134. 1894; 11. p. 209. 1895). Dass die dabei erschienene Abhängigkeit der Wirkung von der Polarisationsrichtung durch Eigentümlichkeiten der Lichtabsorption der genannten Körper zu erklären sei, ist von den Verfassern selbst festgestellt worden (Wied. Ann. 61. p. 445. 1897).

Quanten negativer Elektrizität ansehen, welche eben infolge davon nachher ausgestrahlt werden und welche zur Zeit des Mitschwingens durch Kräfte mit den Atomen des Körpers verbunden sein müssen. Nimmt man als einfachsten Fall an, diese Kräfte seien von der Zeit unabhängig und solcher Art, dass lineare Lichtschwingungen auch lineare Resonanzschwingungen erregen<sup>1)</sup>, so würde die Amplitude dieser Schwingungen so lange anwachsen, bis die aufgehäuften lebendige Kraft die gesamte von seiten jener Kräfte verfügbare potentielle Energie übersteigt. Das Quantum wird dann mit dem Ueberschuss an lebendiger Kraft sein Atom verlassen. Dieser Ueberschuss, welcher den vom Lichte stammenden Teil der Anfangsgeschwindigkeit darstellt, müsste innerhalb der letzten halben bez. ganzen Resonanzschwingung erworben worden sein, er müsste also mit der Lichtintensität steigen. Da wir aber für die wirklichen Anfangsgeschwindigkeiten dies nicht zutreffend fanden (25), folgt, dass die Annahme einfacher Resonanzbewegungen den Erscheinungen nicht genügt. Es bleibt danach die Annahme complicirterer Bewegungsbedingungen der inneren Teile des Körpers übrig, ausserdem aber auch die bis auf weiteres näher scheinende Vorstellung, dass die Anfangsgeschwindigkeiten der ausgestrahlten Quanten überhaupt nicht der Lichtenergie entstammen, sondern innerhalb der Atome schon vor der Belichtung vorhandenen heftigen Bewegungen, sodass die Resonanzbewegungen nur eine auslösende Rolle spielen.

Schon die Grösse der beobachteten Anfangsgeschwindigkeiten, z. B. „3 Volt“ ( $= 8 \cdot 10^7$  cm/sec) bei Aluminium (34, 36), widerspricht der Annahme, dass dieselben von einer halben Lichtschwingung — oder auch mehreren solchen — gewöhnlicher Intensität gekommen seien; Spannungsdifferenzen von 3 Volt kommen in solchem Licht nicht vor. Auch haben wir die Normalcomponente der Anfangsgeschwindigkeiten nicht deutlich verändert gefunden, wenn die in gleicher Richtung genomme Componente der elektrischen Kraft des Lichtes bis zu Null reducirt wurde (Fall A, 27).

---

1) Diesem einfachen Fall entsprechen auch die Kräfte, welche v. Helmholtz in seiner elektromagnetischen Dispersionstheorie voraussetzt (Wiss. Abhandl. 3. p. 503) und zwar, wie dort gezeigt wird, mit dem Erfolge sehr weitgehender Erklärung der Dispersions- und Absorptionserscheinungen.

29. Bei beschleunigender äusserer Kraft sind die Feldstärken maassgebend für die Wirkung. — Es war für das Stadium IV der Wirkung (17) charakteristisch, dass daselbst trotz vorhandener beschleunigender äusserer Kraft volle Ausstrahlung doch noch nicht eintritt. Wir untersuchen nun zuerst den Einfluss variirten Abstandes der Platten  $UE$  auf die Erscheinung. Tab. XII enthält hierauf bezügliche Resultate, deren graphische Darstellung sich bereits in Fig. 1 findet.

Tabelle XII.

Potentialdifferenz zwischen $U$ und $E$ $X$	Von $U$ entweichende Elektrizitätsmengen; $U$ .				
	$\overline{UE} = 5 \text{ mm}$	$10 \text{ mm}^2$	$25 \text{ mm}$	$40 \text{ mm}$	
	Funkenlicht <sup>1)</sup>	Kohlebogenlicht			
Volt					
+100	—	—	1,00*	1,00*	1,00*
20	1,00	1,00	—	1,01*	—
10	—	—	0,94	—	0,79
3	—	—	—	0,78	—
2	0,94	0,95	0,85	—	0,29
1	0,88	0,90	0,79	0,57	0,26
0,5	0,84	0,87	0,73	0,29	0,24
0,3	—	—	0,65	—	—
0,2	—	0,74	0,55	—	—
0,1	—	0,56	—	—	—
0	0,39	0,46	0,40	0,28	0,20

\* Mit Correction wegen Leitung, vgl. Anm. zu 12.

1) Man bemerkt beim Vergleich der Columnen 2 und 3, dass die Wirkung des Funkenlichtes etwas kleiner ist als die des Bogenlichtes, am meisten bei den kleinsten äusseren Kräften. Ich glaubte hierin früher (4) eine Wirkung der elektrostatischen Kräfte zu sehen, welche die gleichzeitig im Raume zwischen  $U$  und  $E$  befindlichen Quanten aufeinander ausüben; denn diese Kräfte sind proportional zu setzen der Zahl dieser Quanten, d. i. der Momentanintensität des Lichtes, sie würden also grösser sein bei Funken- als bei Bogenlicht und sie sind der äusseren Kraft entgegen gerichtet. Der vorhandene Unterschied in der Wirkung der beiden Lichtarten findet jedoch jetzt eine andere und ausreichende Erklärung in der Verschiedenheit der diesen Lichtarten zugehörigen Anfangsgeschwindigkeiten (26, 31), während elektrostatische Kräfte jener Art in keinerlei Weise weiter sich anzeigten.

2) Wie Tab. V, Columne 2.

Während also bei verzögernden Kräften die Potentialdifferenz zwischen  $U$  und  $E$  allein maassgebend war für die Wirkung (21), kommt es hier, bei den beschleunigenden Kräften auf die Potentialdifferenz sowohl, wie auch auf den Abstand der Platten an, jedoch angenähert so — wie man unmittelbar aus der graphischen Darstellung sieht —, dass der Quotient beider Grössen, d. i. die Stärke des zwischen  $U$  und  $E$  angenähert homogenen Feldes, maassgebend ist. Die grössten Abweichungen hiervon kommen beim Fehlen äusserer Kraft vor (letzte Zeile der Tab. XII), wo die Wirkung bei allen Abständen  $\overline{UE}$  die gleiche sein sollte. Es war zu vermuten, dass hier die Glaswände, welche die Platten umgeben, durch die seitlich entweichende Strahlung (17, Stadium IV) Ladung angenommen und dadurch störende, fremde Kräfte geliefert hatten. Dies hat sich bestätigt bei Wiederholung der Versuche nach Bedeckung der Glaswand mit einer metallischen Hülle (H H, Fig. 1), die wie  $U$  und  $E$  berusst war und eine Oeffnung zum Eintritt des Lichtes besass. Um die angenäherte Homogenität des elektrischen Feldes zwischen  $U$  und  $E$  nicht zu zerstören, wurde bei allen Abständen  $\overline{UE} > 5$  mm das Potential der Hülle stets — wo nicht besonderes bemerkt — gleich dem arithmetischen Mittel der Potentiale von  $U$  und  $E$  gehalten, nur bei  $\overline{UE} = 5$  mm waren Hülle und Platte  $E$  miteinander verbunden, hatten also gleiches Potential. Es wurden so folgende Resultate erhalten:

Tabelle XIII.

Hülle im Rohr; Kohlebogenlicht.

Pot.-Diff. zwischen $U$ und $E$ ; $X$	Von $U$ entweichende Elektrizitätsmengen; $U$ .			
	$\overline{UE} = 5$ mm	10 mm	25 mm	40 mm
Volt				
+100	—	—	1,00*	1,00*
20	1,000*	1,000*	—	—
3,96	—	—	0,908	0,838
1,96	0,852	0,909	0,865	0,799
0,97	0,831	0,864	0,781	0,751
-0,030	0,671	0,634	0,605	0,669

Mittelwert  $U$  (-0,030 Volt) = 0,645

\* Mit Correction wegen Leitung, vgl. Anm. zu 12.

Soweit die Genauigkeit geht, ist jetzt die Ausstrahlung bei der Potentialdifferenz Null, bez. 0,030, nicht mehr abhängig von dem Abstände  $\overline{UE}$ . Ausserdem ist aber der Mittelwert dieser Ausstrahlung, 0,645, viel höher als jeder der früher, bei blanker Glaswand ohne äussere Kraft erhaltenen Werte (Tab. XII, letzte Zeile), was die oben über den Einfluss der Glaswand gemachte Voraussetzung bestätigt.<sup>1)</sup>

Ordnet man sämtliche beobachteten Wirkungen  $U$ , Tab. XIII, nach den zugehörigen Feldstärken, so erhält man die in Tab. XIIIa, Columnne 2, enthaltene stetig absteigende Reihe, welche keinen Zusammenhang mehr zeigt mit den daneben stehenden Abständen  $\overline{UE}$ , und also den vorangestellten Satz rechtfertigt. Mit aufgenommen sind auch die drei Werte Nr. 2, 4 und 8 aus Tab. XII, Columnne 3, deren guter Anschluss an ihre Nachbarn anzeigt, dass bei einem Abstand  $UE = 5$  mm und beschleunigenden Potentialdifferenzen über 0,5 Volt ein Einfluss der Glaswände nicht merkbar wird.<sup>2)</sup> Aus der Reihe fallen nur die beiden Werte Nr. 3 und 6, entnommen der Tab. XIII, Columnne 2. Zu diesen ist zu bemerken, dass sie unmittelbar nach frischer Berussung von  $U$  erhalten worden sind, während alle übrigen Werte auf Russflächen sich beziehen, welche einen oder mehrere Tage alt waren. Um etwa 10 Proc. erniedrigte Wirkungen bei kleinen beschleunigenden Kräften habe ich auch noch ein zweites Mal beobachtet, wieder als die Berussung unmittelbar zuvor erneuert worden war. Es werden für die Folge nur die älteren Russflächen in Betracht gezogen werden.

---

1) Dass dies selbst beim Abstände  $\overline{UE} = 5$  mm zutrifft, zeigt wieder an, wie stark tangentiale Geschwindigkeitscomponenten vertreten sind (19, 20).

2) Es werden dementsprechend auch die bei verzögernden Kräften über 0,5 Volt ohne Schutzhülle beobachteten Werte (Tab. VIII, IX) als angefältscht angesehen.

Tabelle XIIIa.

Feldstärke $5 X / \overline{UE}$	Von $U$ ent- weichende Menge $U$	Abstand $\overline{UE}$ , bei welchem beob- achtet wurde	Nr.
Volt / 5 mm		mm	
20, 12,5, 10, 20	1,00	25, 40, 10, 5	1
2	0,95	5	2
1,96	0,852	5	3
1	0,90	5	4
0,98	0,909	10	5
0,97	0,831	5	6
0,79	0,908	25	7
0,5	0,87	5	8
0,50	0,838	40	9
0,49	0,864	10	10
0,39	0,865	25	11
0,25	0,799	40	12
0,19	0,781	25	13
0,12	0,751	40	14
0	0,645	(Mittelwert)	15

30. Nur auf diejenige Feldstärke kommt es an, welche an der belichteten Oberfläche herrscht. — Bisher war das elektrische Feld zwischen  $U$  und  $E$  angenähert homogen; jetzt vergleichen wir ein solches Feld ( $a$ ) mit einem inhomogenen ( $b$ ).

Die Potentialdifferenz zwischen  $U$  und  $E$  war in beiden Fällen die gleiche, 4 Volt beschleunigend, während aber im Falle  $a$  die Hülle mittleres Potential hat — wie bisher stets —, hat sie im Falle  $b$  das Potential von  $U$ . Das Feld ist daher in letzterem Falle verstärkt gegen  $E$  zu, geschwächt gegen  $U$  hin.

Versuch	Potentiale			Von $U$ ent- weichende Menge
	$U$	Hülle	$E$	
$a$	0	2 Volt	4 Volt	0,908
$b$	0	0	4 „	0,796

$$\overline{UE} = 25 \text{ mm.}$$

Man sieht, dass die Wirkung in den beiden Fällen wesentlich verschieden ausfiel, und zwar entspricht dem an  $U$  schwächeren Feld die geringere Wirkung. Zu bemerken ist, dass an der Hülle im Falle  $b$  Ladungsaufnahme nicht nachweisbar war, wodurch der Einwand einer möglichen directen Einwirkung des verringerten Potentials der Hülle wegfällt.

31. Nach dem Vorhergehenden (29, 30) kann das Ansteigen der Wirkung bei steigender, beschleunigender, äusserer Kraft — welches wir als Stadium IV beschrieben (17) — aufgefasst werden als Folge einer besonderen, verzögernden, nur in kleinen Entfernungen von der belichteten Oberfläche wirksamen Kraft elektrischer Art. Das Vorhandensein einer solchen Kraft wird auch angezeigt durch die andere Erscheinung, dass ein (negativ) geladener Körper ohne weiteres nichts von seiner Ladung im Vacuum verliert (4, Anm. 2), obgleich sein eigenes elektrisches Feld die Ladung von ihm fortreibt und obgleich das Vacuum fähig wäre, dieselbe aufzunehmen (3).

Wir betrachten die so angezeigte Kraft  $K$ , gemessen in Volt/cm, als Function des Abstandes  $s$  von der Körpergrenze. Der grösste Abstand, in welchem die Kraft eben noch merkbar wirkt, werde mit  $\sigma$  bezeichnet und

$$\int_e^{\sigma} K ds = \int_e^{\infty} K ds \text{ mit } \Pi,$$

wobei  $\rho < \sigma$  eine constante Länge von der Grössenordnung der Moleculardistanz im betreffenden festen Körper vorstelle.  $\Pi$  hat die Bedeutung, die Geschwindigkeitsverminderung darzustellen<sup>1)</sup>, welche die den Körper verlassenden Quanten unter dem Einflusse der Kraft  $K$  erleiden. Die nach Passiren des Kraftfeldes  $K$  bleibenden, direct messbaren Anfangsgeschwindigkeiten (23) nennen wir äussere Anfangsgeschwindigkeiten; dieselben um  $\Pi$  Volt vergrössert nennen wir innere Geschwindigkeiten.

Es gebe nun die Function  $F(P)$  die Quantenzahl an, welche eine „ $P$ “ übersteigende innere Geschwindigkeit hat.<sup>1)</sup>  $F(P)$  hat darnach dieselbe Bedeutung für die inneren Geschwindigkeiten, wie  $Y(-P)$  (23) für die äusseren. Es ist  $F(0) = 1$ ,  $F(\infty) = 0$ ,  $F'(P)$  negativ.

1) Ueber die benutzte abgekürzte Ausdrucksweise vgl. 23.

Wirkt nun äussere elektrische Kraft vom absoluten Betrage  $X$  Volt/ $S$  cm und ist dieselbe verzögernd, so wird die dauernd entweichende Menge dargestellt sein durch  $F(\Pi + X)$ . Ist die Kraft beschleunigend, so subtrahirt sie sich von  $K$ , und da  $K$  in kleinen Abständen von der Körperoberfläche grosse Werte annehmen kann, wird daselbst innerhalb eines gewissen Abstandes  $\tau$  noch verzögernde Kraft herrschen, ausserhalb desselben nur beschleunigende.  $\tau$  ist Function von  $X/S$ ; für  $X=0$  wird  $\tau=\sigma$ , sonst ist stets  $\tau < \sigma$ . Alle Quanten, welche im Abstände  $\tau$  noch nicht umgekehrt sind, werden überhaupt nicht mehr zu  $U$  zurückkehren, sondern dauernd ausgestrahlt werden. Die Zahl dieser Quanten ist daher

$$F \left[ \int_e^\tau \left( K - \frac{X}{S} \right) ds \right].$$

Das Integral, welches, wie  $\tau$ , Function von  $X/S$  ist, bezeichnen wir kurz mit  $\Phi(X/S)$ . Die Natur dieser Function ist allein bestimmt durch das Kraftgesetz  $K(s)$ ; es folgt jedoch für jeden Fall aus dem schon Festgesetzten  $\Phi(0) = \Pi$  und die Ableitung  $\Phi'(X/S) = -\tau$ .

Darnach werden die beobachteten und vom Einfluss reflectirten Lichtes befreiten Wirkungen  $Y$  (22) dargestellt für verzögernde Potentialdifferenzen vom absoluten Betrag  $X$  durch

$$Y(-X) = F(\Pi + X)$$

und für beschleunigende Potentialdifferenzen  $X$  beim Abstand  $\overline{UE} = s$  durch

$$Y(X) = F[\Phi(X/S)].$$

Ohne äussere Kraft folgt von beiden Seiten her

$$Y(\pm 0) = F(\Pi).$$

Die Form der Curve, welche die Wirkung  $Y$  als Function von  $X$  darstellt, ist also für verzögernde  $X$  allein bestimmt durch die Geschwindigkeitsverteilung, für beschleunigende  $X$  durch diese zusammen mit dem Kraftgesetz. Es besteht darnach die Curve aus zwei Zweigen ganz verschiedener Art, welche bei  $X = 0$  zusammentreffen. Die Neigungen der beiden

Zweige zur Abscissenaxe sind gegeben für den negativen Zweig durch

$$\frac{dY}{dX} = -F'(II + X)$$

und für den positiven Zweig durch

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dX} &= F' \left[ \Phi \left( \frac{X}{S} \right) \right] \cdot \Phi \left( \frac{X}{S} \right) \cdot \frac{1}{S} \\ (2) \qquad &= -F' \left[ \Phi \left( \frac{X}{S} \right) \right] \frac{\tau}{S}. \end{aligned}$$

Für  $X = 0$ , wo beide Zweige zusammentreffen, ergibt sich von der negativen Seite her die Ableitung  $-F'(II)$ , von der positiven Seite her  $-F'(II) \cdot \sigma/S$ . Es müssen daher die beiden Zweige hier eine Ecke miteinander bilden derart, dass beim Uebergang von der negativen zur positiven Seite die Neigungstangente sprungweise sich vermindert im Verhältnis von  $S:\sigma$ . Ist  $\sigma$ , wie wir nach den bisherigen Versuchen annahmen, klein gegen die benutzten Plattenabstände  $S$ , so wird der positive Zweig bei  $X = 0$  nahe horizontal ansetzen müssen trotz der Steilheit des negativen Zweiges, welche die Versuche an dieser Stelle ergeben haben.

32. Diese Folgerung aus dem Bestehen einer verzögerten Oberflächenkraft mit kleinem Wirkungsbereich hat sich bestätigt bei eingehender Untersuchung der Umgebung des Nullpunktes der äusseren Kraft. Es wurde hierzu das Galvanometer an Stelle des Elektrometers gesetzt, denn das letztere kann nur Mittelwerte der Wirkung geben, innerhalb eines durch die Grösse seines Ausschlages bestimmten Kraftintervalles, was Singularitäten in der Verteilung der Wirkung verwischen muss. Die Platten  $U$  und  $E$  waren mit der Hülle umgeben, welche mittleres Potential erhielt (29), und es wurde, um nur den axialen Teil des elektrischen Feldes zu benutzen, die magnetische Kraft der Stromrolle  $SS$ , Fig. 1 zu Hilfe genommen (18). Folgendes sind die Mittelwerte von je 15—20 Galvanometerablesungen mit abwechselnd gewendeter Stromrichtung.

Tabelle XIV.  
 $\overline{UE} = 10 \text{ mm}$ ; Zinkbogenlicht.

Pot.-Diff. zu $U$ und $E$	+1,0	0,5	0,2	0,1	0	-0,1	-0,2	-0,3 Volt
Galvanometer- ablenkung	30,0	29,8	24,0	24,7	21,3	16,3	11,6	9,45 Sct.

In der graphischen Darstellung Fig. 3 ist, Taf. I, Fig. 1 gegenüber, sehr vergrösserter Abscissenmaassstab benutzt. Die Entfernungen der beobachteten Punkte von der hindurchgezogenen Curve liegen innerhalb der wahrscheinlichen Beobachtungsfehler<sup>1)</sup>, sodass der Neigungssprung sowohl als auch der Anschluss an die Elektro-

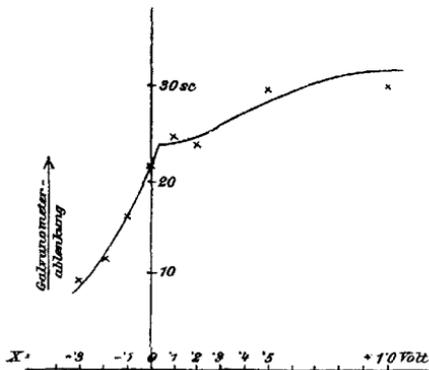


Fig. 3.

meterbeobachtungen ohne Zwang sich ergeben. Allerdings erscheint der Eckpunkt nicht bei 0 Volt, sondern bei + 0,04 Volt, was dahin gedeutet werden kann, dass die beiden Russflächen  $U$  und  $E$  um letzteren Betrag elektromotorisch voneinander verschieden waren.<sup>2)</sup> Auch als Aluminium- und Platin-

platten statt der Russflächen untersucht wurden (34), erschien deutlich der Eckpunkt (vgl. Taf. I, Fig. 2) und auch hier wies er ähnliche kleine Verschiebungen auf.

33. Der Gesamtverlauf der Wirkung bei Russ findet sich in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Es sind dabei die bisherigen Beobachtungen zum Teil zu Mittelwerten vereinigt und, wo es nötig war, neue hinzugefügt (vgl. Columne 3). Aus der beobachteten Wirkung  $U$  (Columne 2), welche überall auf den Plattenabstand  $\overline{UE} = 5$  mm bezogen ist, ist nach Gleichung (1) (22) die reducirte Wirkung  $Y$

1) Dieselben sind hier verhältnismässig gross, denn das Galvanometer berücksichtigt nur Momentanwerte der sehr inconstanten Lichtintensität. Ich bin deshalb bei der entsprechenden Untersuchung für Aluminium und Platin (34) wieder zum Elektrometer zurückgekehrt, welches Zeitintegrale der Intensität benutzt und bei genügender Kleinheit der Ausschläge (13) die Eckpunkte ebenfalls zweifellos erscheinen liess.

2) Stellte man zwei Platten verschiedener Metalle im vollständigen Vacuum einander gegenüber, so würde die Aufschung des Eckpunktes — in Versuchen wie die obigen — Aufschluss geben können über die wahre Grösse der Contactpotentialdifferenz der betreffenden beiden Metalle gegeneinander. (Zu vergl. ist die Anm. zu 34.)

berechnet<sup>1)</sup> und in Columne 4 der Tabelle, sowie in Taf. I, Fig. 2 eingetragen.

Tabelle XV.  
Russ; Kohlebogenlicht.

Pot.-Dif. zwischen $U$ und $E$ $X$	Beobachtete Wirkung $U$	Bemerkungen	Vom Einfluss reflectirten Lichtes befreite Wirkung $Y$
Volt			
-2,50	-0,00609	Aus Tab. VIII.	} < 0,0005
-1,70	-0,00576	} Mittelwerte aus Tab. VIII.	
-1,38	-0,00411		
-1,20	0		0,0056
-1,020	+0,01097		0,0165
-0,831	0,0364	} Neu beobachtet. <sup>2)</sup> $\overline{UE} = 5$ mm. Hülle im Rohr verbunden mit $E$ (vgl. 29).	0,0419
-0,609	0,0920		0,0973
-0,412	0,216		0,221
-0,220	0,358		0,363
-0,030	0,645	Aus Tab. XIII.	0,649
0	0,720	Nach Tab. XIV. <sup>3)</sup>	0,724
+0,12	0,751	Aus Tab. XIIIa.	0,754
0,22	0,790	Mittelwert aus Nr. 12 u. 13	} Tab. XIIIa. 0,792
0,47	0,859	" " Nr. 8, 9, 10, 11	
0,92	0,906	" " Nr. 4, 5, 7	
2,0	0,95	} Aus Tab. XII.	0,95
20	1,00		1,00

34. Um die Wirkung bei anderen Körpern als Russ zu untersuchen, wurden die Platten  $U$  und  $E$ , sowie die Hülle (29)

1) Die zur Ausführung der Reduction nötigen Werte  $U(-X)$  wurden, wo directe Beobachtung nicht vorlag, in genügend grossem Maassstab graphisch interpolirt.

2) Dass diese neuen Beobachtungen den Nullpunkt der Wirkung bei  $-1,20$  Volt erscheinen lassen, während die früheren (Tab. X)  $-1,1$  Volt ergaben, rührt wahrscheinlich nur daher, dass erstere nur mit ruhig brennendem, schon einige Zeit vorher entzündetem Lichtbogen ausgeführt wurden, letztere mit zischendem, nur für den Augenblick des Versuches entzündetem Bogen. Der zischend brennende Bogen scheint sich in seiner Wirkung dem Metallbogen etwas zu nähern (vgl. 26).

3) Es wurde der Nullpunkt der Potentialdifferenzen an den graphisch interpolirten Eckpunkt verlegt (vgl. Fig. 3, 32) und alsdann die Ordinaten auf das sonst gebrauchte Maass reducirt, indem für  $X = -0,030$  Volt,  $U = 0,645$  gesetzt wurde (Tab. XIII).

und der Rohransatz ( $r$ , Fig. 1b) einmal aus Aluminium und dann auch aus Platin hergestellt. Es wurde nur der Abstand  $\overline{UE} = 5$  mm benutzt; folgendes sind die Resultate.

Tabelle XVI.  
Aluminium; Kohlebogenlicht.

Potentialdifferenz zwischen $U$ und $E$	Beobachtete Wirkung $U$	Vom Einfluss reflectirten Lichtes befreite Wirkung $Y$	Potentialdifferenz zwischen $U$ und $E$ , wenn der Nullpunkt derselben an den Eckpunkt der Curve verlegt wird $X$
Volt			Volt
-19,98	-0,205	} < 0,003 {	-20,25
- 9,98	-0,208		-10,25
- 5,98	-0,208		- 6,25
- 3,98	-0,205		- 4,25
- 2,73	-0,195	0,005	- 3,00
- 2,11	-0,188	0,010	- 2,38
- 1,732	-0,174	0,019	- 2,01
- 1,483	-0,160	0,032	- 1,76
- 1,226	-0,149	0,040	- 1,50
- 0,983	-0,1045	0,071	- 1,26
- 0,728	-0,0690	0,092	- 1,00
- 0,498	0	0,147	- 0,77
- 0,274	+0,102	0,240	- 0,55
- 0,023	0,264	0,397	- 0,30
+ 0,0031	0,292	0,425	- 0,27
0,052	0,318	0,450	- 0,22
0,087	0,349	0,482	- 0,19
0,18	0,427	0,560	- 0,09
0,290	0,497	0,626	+ 0,02
0,389	0,545	0,657	0,12
0,48	0,550	0,646	0,21
0,97	0,661	0,698	0,60
1,487	0,817	0,829	1,21
1,96	0,909	0,916	1,69
3,96	0,977	0,976	3,69
7,92	0,998	} 1,00 {	7,65
19,93	0,995		19,66
29,92	1,008		29,65
49,92	1,000		49,6

Tabelle XVII.  
Platin; Kohlebogen.

Potentialdifferenz zwischen $U$ und $E$	Beobachtete Wirkung $U$	Vom Einfluss reflectirten Lichtes befreite Wirkung $Y$	Potentialdifferenz zwischen $U$ und $E$ , wenn der Nullpunkt derselben an den Eckpunkt der Curve verlegt wird $X$
Volt			Volt
-14,98	-0,107	} < 0,002 {	-15,12
- 8,96	-0,106		- 9,08
- 4,97	-0,105		- 5,09
- 2,46	-0,104		- 2,58
- 1,96	-0,0973	0,003	- 2,08
- 1,47	-0,0815	0,018	- 1,59
- 0,935	0	0,097	- 1,06
- 0,601	+0,0890	0,172	- 0,72
- 0,303	0,292	0,379	- 0,42
- 0,010	0,567	0,652	- 0,13
+ 0,093	0,686	0,771	- 0,03
0,193	0,720	0,798	+ 0,07
0,293	0,720	0,785	0,17
0,742	0,827	0,852	0,62
1,99	0,936	0,934	1,87
3,49	0,981	0,985	3,37
9,97	0,99 } 1,00	} 1,00 {	9,85
19,97	1,01 }		19,85

Zu bemerken ist bei Aluminium, dass nach frischem Smirgeln der gesamten Metalloberflächen der Apparat sofort zusammengesetzt und evacuirt wurde. Die Beobachtung begann, als die Pumpe der Grenze ihrer Wirksamkeit nahe gekommen war, etwa eine Stunde nach dem Smirgeln. Dabei zeigte sich anfangs die absolute Grösse der Wirkung im Abnehmen begriffen, was etwa  $\frac{3}{4}$  Stunde lang andauerte, das ist etwa eben so lange, als die Pumpe noch Gasbläschen aus dem Apparat entfernte; von da ab blieb die Wirkung 10 Tage lang unverändert. Auf diesen letzteren Zustand bezieht sich die Tabelle. Der Eckpunkt der Curve der  $U$  wurde bei + 0,273 Volt gefunden; es wurde auch hier angenommen (vgl. 32), dass die

Potentiale der Elektrodenflächen  $U$  und  $E$  bei metallischer Verbindung derselben um jenen Betrag verschieden waren und dementsprechend die Potentialscale um 0,273 Volt verschoben, wodurch die letzte Columne der Tabelle resultirt.<sup>1)</sup>

Bei Platin, das ebenfalls in frisch gesmigeltem Zustand benutzt wurde, fand sich der Eckpunkt der Curve bei + 0,12 Volt, und es ist die Potentialscale für die letzte Columne der Tabelle ebenfalls dementsprechend verschoben worden.

Taf. I, Fig. 2 zeigt den Lauf von  $Y(X)$  zugleich für Kohle, Aluminium und Platin.

35. Innere Geschwindigkeiten. — Der negative Zweig von  $Y(X)$  giebt, wie wir sahen (31), die Werte der Geschwindigkeitsverteilungsfuction  $F'$  direct an für alle inneren Geschwindigkeiten, welche grösser sind als „II“. Auf die Fortsetzung der Function  $F'$  für Geschwindigkeiten kleiner als „II“ kann geschlossen werden aus dem positiven Zweig von  $Y$ . Die Neigung des letzteren wächst, wie Taf. I, Fig. 2 zeigt, von  $X = 0$  ab, wo sie nahe Null ist, mit zunehmendem  $X$  rasch an. Da nun  $\tau$  mit zunehmendem  $X$  nur abnehmen kann, muss  $F'$  nach Gleichung (2) (31) zunehmen. Es wird daher die Function  $F'$  über  $X = 0$  hinaus nach rechts hin ihren Lauf mit weiter noch zunehmender Steilheit fortsetzen, wie dies die punktirte Linie  $oa$  in Taf. I, Fig. 2 für den Fall des Platins andeutet. Für noch weiter wachsende  $X$  nähert sich  $F'$  bald der Null, welcher Wert bei  $X = 10$  Volt oder  $X/S = 20$  Volt/cm für alle drei Körper schon sehr nahe erreicht ist und wobei  $Y$  sehr nahe gleich 1 wird, wie Taf. I, Fig. 2 und die Tabellen zeigen. Hier werden durch Gleichung (2) für die Function  $F'$  zwei Fälle als möglich angezeigt. Entweder (A)  $\tau$  ist schon Null geworden, sodass  $F'$  noch weiterhin, bis zu  $F' = 1$ , grosse Werte behalten kann ( $aA$  in Taf. I, Fig. 2), oder (B)  $\tau$  ist noch nicht Null, sodass  $F'$  es werden muss ( $aB$  in Taf. I,

---

1) Es schien die Potentialverschiedenheit der Platten,  $E$  negativ gegen  $U$ , während der ersten vorgenommenen Belichtung von  $U$  sich herausgebildet zu haben, was auf Polarisation von  $E$ , etwa durch Belag mit negativen, durch Absorption der Kathodenstrahlen in dem vorhandenen Dampfresiduum (12) entstandenen Trägern deutet. Auch bei Kohle und Platin war der Sinn der Potentialverschiedenheit derselbe, nur ihre Grösse geringer.

Fig. 2). Fall *A* würde bedeuten, dass das Kraftintegral *II* nur sehr klein, kaum gleich 0,1 Volt sein kann und dass unter den inneren Geschwindigkeiten der Quanten verschwindend kleine Geschwindigkeiten am meisten vertreten sind. Die Voraussetzung dieses Falles, dass nämlich  $\tau$  bei einem Kraftwerte von 20 Volt/cm der Null schon nahe sei, dass also, nach der Bedeutung von  $\tau$  (31), die Kraft *K* wesentlich höhere Werte als 20 Volt/cm in ihrem ganzen Bereiche nicht aufweise, widerspricht jedoch der Erfahrung. Denn äussere, der Kraft *K* entgegengerichtete Kräfte bewirkten selbst in der Grösse von 45000 Volt/3,6 cm kein Entweichen von (negativer) Elektrizität aus einer im Vacuum befindlichen Aluminiumfläche (4, Tab. I, Anm. 2). Wir betrachten danach den Fall *A* als ausgeschlossen und daher den Fall *B* als zutreffend. Dies bedeutet, dass weitaus die meisten, durch das Licht im Innern des Körpers ausgelösten Quanten daselbst eine bestimmte, verhältnismässig grosse Geschwindigkeit haben, welche als die wahrscheinlichste innere Geschwindigkeit eines Quants zu bezeichnen wäre, und dass sowohl geringere als grössere Geschwindigkeiten als diese zwar vorkommen, jedoch beide nur in geringem, mit zunehmender Abweichung von der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit rasch gegen Null herabsinkendem Maasse.<sup>1)</sup>

Zu berücksichtigen ist, dass unsere Angaben nur auf die nach einer bestimmten Richtung hin, nämlich der Oberflächennormalen, genommenen Componenten der Geschwindigkeiten sich beziehen (23), während das Bestehen anderer Geschwindigkeitsrichtungen wirklich nachgewiesen ist (8, 18, 19, 20, 29). Mit Rücksicht hierauf kann bemerkt werden, dass die von uns gefundenen, in den Tab. XV—XVII niedergelegten Verteilungen der äusseren Normalcomponenten, wie mir durchgeführte Rechnungen zeigen, weder dem Falle des Bestehens einer einzigen bestimmten inneren Geschwindigkeitsgrösse mit gleicher Wahrscheinlichkeit für jede mögliche Richtung derselben entsprechen, noch auch etwa dem Falle, dass die inneren Geschwindigkeiten

---

1) Es sei bemerkt, dass unsere Beobachtungen gegen etwaiges Bestehen innerer Geschwindigkeiten ganz anderer, kleinerer Grössenordnung nichts aussagen.

nach Maxwell's für Gasmolecüle geltendem Gesetz verteilt wären.<sup>1)</sup>

Die Grösse der wahrscheinlichsten inneren Geschwindigkeit, entsprechend grösster Steilheit von  $F$ , erscheint bei jedem der drei untersuchten Körper nicht sehr verschieden von dem beziehlichen Wert „ $\Pi$ “. Ueber diese letztere Grösse selber sagen jedoch unsere Versuche nur aus, dass sie bei den drei Körpern etwa 0,1 oder 0,2 Volt (für Platin die Abscisse von  $B$ , Taf. I, Fig. 2) übersteigen müsse.

36. Ueber die äusseren Geschwindigkeiten seien noch folgende, auf gewöhnliches Maass reducirte<sup>2)</sup>, für Kohlebogenlicht geltende Angaben mitgeteilt, welche den in grossem Maassstabe gezeichneten Originalen der Taf. I, Fig. 2 entnommen sind.

Tabelle XVIII.

		10 <sup>7</sup> cm/sec	Quantenzahl bei		
			C	Pt	Al
Entweichend mit normalen Geschwindig- keitscomponenten	} zwischen	12 und 8	0,000	0,000	0,004
		„ 8 „ 4	0,049	0,155	0,151
		„ 4 „ 0	0,67 <sup>3)</sup>	0,65 <sup>3)</sup>	0,49 <sup>3)</sup>
Nur bei Mitwirkung äusserer Kraft entweichend		}	0,28	0,21	0,35
Gesamtzahl			1,00	1,00	1,00

1) Beide Fälle stellen nicht nur die gefundene äussere Geschwindigkeitsverteilung nicht dar, sondern sie würden auch verlangen, dass kleinste innere Normalcomponenten am meisten vertreten seien. Ein Grund, warum letzteres nicht zutrifft, kann darin gesehen werden, dass die aus tieferen Molecül-schichten des belichteten Körpers kommende Strahlung der auswählenden, für kleine Geschwindigkeiten sehr starken Absorption (4) durch die äusseren Schichten unterliegt. — Dass für den Vorgang der Ausstrahlung von vornherein die ganze vom Licht durchdrungene Körperschicht in Betracht zu ziehen sei, zeigt ein von Hrn. Hallwachs beschriebener Versuch (Tagebl. der Heidelberger Naturf.-Vers. p. 214. 1890), worin eine auf Quarz niedergeschlagene, durchsichtige Silberschicht, von der Quarzseite her belichtet, an der entgegengesetzten Seite negative Ladung abgibt.

2)  $\epsilon/\mu$  ist dabei rund gleich 10<sup>7</sup> C.G.S. gesetzt.

3) Diese Zahlen würden bei glatten Oberflächen voraussichtlich eine Vergrösserung erfahren, die unmittelbar darunter stehenden eine gleiche Verkleinerung (vgl. 37).

Das für Kohle schon hervorgehobene (23) Ueberwiegen der kleineren äusseren Geschwindigkeiten zeigt sich auch bei Platin und Aluminium; als Besonderheit zeigt Platin mehr grössere Geschwindigkeiten als Kohle, und Aluminium noch mehr als Platin.

37. Nicht unerwähnt darf der Einfluss bleiben, den die Rauigkeit der benutzten Oberflächen auf die Resultate ausgeübt haben muss. Die Russflächen waren von selber rauh, die Metallflächen infolge der Smirgelung. Bei dem Bestehen starker tangentialer Componenten in den Anfangsgeschwindigkeiten (8, 18, 19, 20, 29) muss ein Teil der ausgetretenen Quanten von den Vorsprüngen der rauhen Oberfläche wieder aufgefangen worden sein. Dieser Einfluss der Rauigkeit kann nicht zur Beobachtung gekommen sein bei grösseren verzögernden Kräften und er muss fortfallen bei grösseren beschleunigenden Kräften; er würde danach nur in einer Erniedrigung der Werte  $U(0)$ , und also auch  $Y(0)$  und deren Umgebung bestehen. An glatten Oberflächen wäre steilerer Anstieg des negativen, weniger steiler Anstieg des positiven Zweiges von  $Y$  zu erwarten. Eine solche Aenderung ist in der That notwendig, um einen Widerspruch zu beseitigen, welcher bei eingehender Untersuchung gefunden wird zwischen der aus unseren Versuchen resultirenden Form von  $Y$  und der auf glatte Oberflächen angewandten Annahme eines nur kleinen Wirkungsbereiches  $\sigma$  der Kraft  $K$ . Die in Hinsicht der Geschwindigkeitsverteilung im allgemeinen gezogenen Schlüsse (35, 36) werden indessen hiervon nicht beeinflusst.

38. Den Ursprung der Oberflächenkraft  $K$  (31) betreffend können folgende drei Möglichkeiten in Betracht gezogen werden: a) Elektrische Doppelschichten an den Oberflächen, b) eine spezifische Anziehung zwischen Leiter und Elektrizität, etwa wie sie v. Helmholtz zur Erklärung der Metallcontactpotentialdifferenzen annahm<sup>1)</sup>, c) die wohl zweifellos vorhandene elektrische Kraft zwischen den entweichenden Quanten und deren elektrischen Bildern in der Oberfläche.

In den Fällen a) und b) würde die Kraft mit der Natur des Leiters variiren; im besonderen wäre bei Aluminium einer-

---

1) v. Helmholtz, „Erhaltung der Kraft“ p. 47. 1847.

seits und Platin und Kohle andererseits, welche elektromotorisch weit voneinander verschieden sind, eine deutliche Verschiedenheit in der Grösse des Kraftintegrals  $\Pi$  zu erwarten. Eine solche würde bei gleich angenommenen inneren Geschwindigkeiten dadurch sich äussern, dass die betreffenden  $Y$ -Curven in ihren negativen Zweigen horizontal gegeneinander verschoben erschienen. Dies ist aber nicht der Fall; Platin und Kohle zeigen (Taf. I, Fig. 2) in den kleinen Werten von  $Y(-X)$  mehr Verschiebung gegen einander als Aluminium gegen Platin, und in den grossen Werten von  $Y(-X)$  steht Kohle dem Aluminium näher als dem Platin. Die Verschiedenheit von  $\Pi$  könnte allerdings bestehen und nur nicht zu jenem Ausdruck kommen dann, wenn, im Falle der Kraftart b), mit grösserer Anziehung zwischen Körper und Quanten jedesmal auch grössere innere Anfangsgeschwindigkeiten der Quanten verbunden wären; hiervon ist jedoch ohne weiteres eher das Gegenteil wahrscheinlich. Es kann also gesagt werden, dass eine spezifisch verschiedene Anziehung zwischen den untersuchten Körpern und der negativen Elektrizität in unseren Versuchen durchaus nicht bemerkbar wird. Will man eine solche Anziehung dennoch als bestehend annehmen, wofür elektrochemische Gründe sprechen, so wäre ihr nach unseren Versuchen eine Wirkungssphäre zuzuschreiben, welche von kleinerer Grössenordnung ist als die Molecularabstände in den von uns untersuchten festen Körpern. In diesem Falle würde die Anziehung zum Kraftintegral  $\Pi$  nichts beitragen; sie würde dann aber an der Ausbildung von Contactpotentialdifferenzen an den Berührungsflächen von Metallen ebenfalls nicht beteiligt sein können.

Dass in Luft elektrische Doppelschichten an Leiteroberflächen bestehen, erscheint nicht zweifelhaft<sup>1)</sup>; über das Fortbestehen derselben im Vacuum ist nichts bekannt. Zu den wirksamsten Mitteln, anhaftende Gasschichten von einer Metallplatte zu entfernen, gehört die Benutzung der Platte als Kathode bei der Glimmentladung. Ich habe dies Mittel auf die Platinplatte angewandt, deren lichtelektrisches Verhalten vorher mit den oben angegebenen Resultaten (34) untersucht

---

1) P. Lenard, Wied. Ann. 46. p. 584. 1892; Quecksilber Tab. XVII daselbst.

worden war. Der Apparat wurde dazu mit Wasserstoffgas<sup>1)</sup> beschickt, worauf eine vielzellige Accumulatorenatterie die Platinplatte, als Kathode, 6 Stunden lang mit Glimmlicht bedeckt hielt; die gegenüberliegende Platinplatte ( $E$ ) war Anode. Hätte dabei  $II$  eine Abnahme erfahren, so hätte sich dies durch Anwachsen von  $Y(0)$  erkennbar machen können. Solches trat aber nicht ein;  $Y(0)$  wurde vielmehr am Schlusse der Behandlung, nachdem der Apparat wieder evacuirt worden war, gleich etwa 0,5 gefunden, also noch kleiner als vorher. Zu berücksichtigen wäre auch, dass zur Erklärung der Erscheinungen angenommen werden müsste, es seien alle drei untersuchten Körper, und Platin auch nach obiger Behandlung, aussen negativ belegt.

Von der Kraftart c) kann dagegen gesagt werden, dass nicht nur ihr Vorhandensein, soweit gegenwärtige Kenntnis geht, keinem Zweifel unterliegt, sondern dass auch ihre Eigenschaften unseren Beobachtungen ohne weiteres entsprechen. Diese Kraft hat im Abstände  $s$  die Grösse  $K = 300 e / 4 s^2$ , worin  $e$  die Ladung eines einzelnen, selbständig beweglichen Quantum, gleich  $6,6 \cdot 10^{-10}$  statischen Einheiten, wäre.<sup>2)</sup> Danach ergibt sich:

$K(s) =$	wenn $s =$	$II = \int_e^\infty K ds = \int_e^\sigma K ds =$	wenn $q =$
Volt/cm	mm	Volt	mm
0,0005	0,1 = $\sigma$	0,5	$10^{-6}$
5	0,001	5	$10^{-7}$
$5 \cdot 10^6$	$10^{-6}$		

Es genügt also diese Kraft der Bedingung unmerklich zu werden in Abständen, die klein sind gegenüber den in unseren Versuchen benutzten Plattenabständen  $\overline{UE}$ , jedoch gross gegenüber den Moleculardistanzen; sie nimmt ferner in Abständen, welche noch nicht unterhalb der Moleculargrösse liegen, Werte

1) Wasserstoffgas erschien, gegen Wasser wenigstens, weniger negativ als Luft (Wied. Ann. 46. p. 627. 1892); nach J. J. Thomson (Phil. Mag. 37. p. 341. 1895) wäre es sogar positiv gegen Wasser.

2) Vgl. die Anmerkung zu 24.

von solcher Höhe an, dass dadurch das Nichtentweichen der Elektrizität aus unbelichteten, stark geladenen Leitern im Vacuum (4, Tab. I, Anm. 2) erklärlich ist, und ihr Integralwert  $\Pi$  liegt über der durch unsere Versuche angezeigten unteren Grenze (35).

#### Versuche in gaserfülltem Raum.

39. In früheren Versuchen habe ich nachgewiesen, dass Kathodenstrahlen die Luft elektrisch leitend machen<sup>1)</sup>; es soll jetzt untersucht werden, ob dies bei allen Geschwindigkeiten der Strahlen eintritt, oder ob, wie die Unipolarität der lichtelektrischen Wirkung anzuzeigen scheint (9, 11), eine untere Grenze der Strahlengeschwindigkeit hierfür besteht. Hierzu

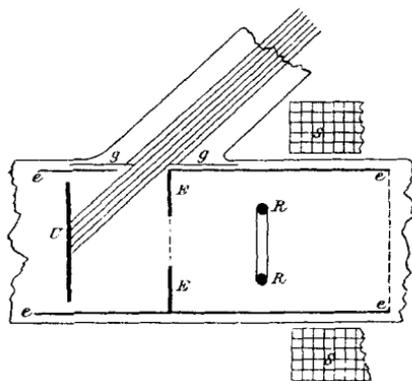


Fig. 4.

wurde der folgende Apparat benutzt (Fig. 4). Der zu bestrahlenden Platte  $U$  stand die Fläche  $E$  gegenüber, deren Mitte aus feinem Drahtnetz bestand (Maschengrösse  $1 \text{ mm}^2$ , Drahtdicke  $0,1 \text{ mm}$ ); jenseits des Netzes findet sich der Aluminiumring  $R$ .  $U$ ,  $E$  und  $R$  sind voneinander isolirt, sodass links und rechts von  $E$  zwei beliebige elektrische Felder hergestellt werden können, deren gegenseitige Unabhängigkeit durch das mit  $E$  verbundene, rechts durch Drahtnetz geschlossene, bei  $g$  zum Lichteinlass durchbohrte Rohr  $ee$  gewährleistet sind.  $E$  ist mit der Erde verbunden und im Raume zwischen  $U$  und  $E$  ist alles, auch das Netz von  $E$ , gut berusst. Das Glasrohr, welches das Ganze umschliesst, kann mit beliebigen Gasen bei messbarem Druck gefüllt werden. Die Stromspule  $SS$  verhindert wieder die Ausbreitung der Strahlung (18), sodass stets nahezu die gesamte aus-

1) P. Lenard, Wied. Ann. 51. p. 240. 1894.

gestrahlte Quantenmenge nach  $R$  hin gelangt, unabhängig von der Grösse der beschleunigenden Kraft zwischen  $U$  und  $E$ . Lichtquelle war der Zinkbogen.

Die Versuche wurden folgendermaassen ausgeführt. Durch Abänderung der Potentialdifferenz zwischen  $U$  und  $E$  ist die Geschwindigkeit der Strahlen, welche durch das Netz nach  $R$  hin gelangen, regulirbar und sie ist nach den vorhergegangenen Versuchen jedesmal bekannt. Es ist nun zu untersuchen, ob im Raume um  $R$  nicht nur negative Elektrizitätsträger durch Absorption der Strahlen im Gase entstehen, sondern auch positive Träger. Erst der letztere Fall würde wahre, nicht unipolare Leitfähigkeit des Gases bedeuten. Es wurde daher  $R$  mit dem Elektrometer verbunden und zugleich, gemeinsam mit dem Gehäuse des Elektrometers, negativ geladen. Eine Ladungsabnahme von  $R$  bei Belichtung von  $U$ , angezeigt durch positiven Gang des Elektrometers, kann dann als sicheres Zeichen für das Vorhandensein positiver Träger und also wahrer Leitfähigkeit angesehen werden.

40. Es waren nur geringe Gasdrucke anzuwenden, um annehmen zu können, dass die Geschwindigkeiten, mit welchen die Quanten in den Raum  $R$  gelangen, durch stetige Beschleunigung auf dem Wege von  $U$  bis  $E$  erlangt worden sind. Diese Annahme wird jedenfalls dann zutreffen, wenn weiter fortgesetzte Verdünnung des Gases sich als einflusslos erweist. Letzteres trat ein in Luft und Kohlensäure bei etwa 0,04 mm, in Wasserstoffgas bei etwa 0,06 mm Quecksilberdruck. Bei allen Drucken unterhalb dieser Grenzdrucke ergaben beschleunigende Potentialunterschiede von elf oder mehr Volt zwischen  $U$  und  $E$  grosse positive Elektrometergänge an  $R$ , Potentialunterschiede von acht oder weniger Volt dagegen nur sehr kleinen Elektrometergang, wie dies Tab. XIX im einzelnen nachweist. Hieraus geht unmittelbar das Bestehen einer Geschwindigkeitsgrenze hervor<sup>1)</sup>, deren Grösse weiter unten (42) discutirt wird.

---

1) Hr. J. S. Townsend findet (Phil. Mag. (6) 1. p. 198. 1901), dass auch materielle, negative Träger die Eigenschaft der Kathodenstrahlen besitzen, neue Träger in Gasen zu erzeugen, und für diese materiellen Träger scheint eine bestimmte Grenzgeschwindigkeit nicht angebbar zu sein.

Tabelle XIX.

Pot.-Diff. zwischen $U$ u. $E$ (beschleunigend) $\alpha$	Atm. Luft		Wasserstoffgas			
	Drucke in mm Quecksilber					
	0,04	0,004	0,03	0,004	0,00013	Alles Gas fort- gepumpt
Volt	$\alpha$ , Elektrometerscalenteile an $R$ in 10 Sekunden					
0	0,11	0,18	0,12	0,15	0,18	0,05
4,00	0,17	0,25	—	—	—	—
8,00	0,31	0,33	0,18	0,20	0,13	0,13
9,00	0,65	0,65	0,27	0,47	0,86	0,74
9,50	0,77	1,7	—	—	—	—
9,70	1,09	3,0	—	—	—	—
10,00	2,05	4,0	0,77	2,4	3,1	1,86
10,50	—	6,7	—	—	—	—
10,70	—	10,2	—	—	—	—
11,00	—	16,7	5,8	12,3	23,8	10,9
12,00	16,4	26,8	16,3	26,4	33,4	42,9
20,0	108	—	—	—	—	—
100	—	—	—	—	—	6380 <sup>1)</sup>

Auch in Kohlensäure war das Verhalten das gleiche. Das Anfangspotential von  $R$  überstieg bei allen Versuchen der Tabelle das von  $U$ , oder war ihm mindestens gleich, damit nicht Kathodenstrahlen bis  $R$  gelangen und so das Elektrometer direct beeinflussen konnten; es waren mit der unten angemerkten Ausnahme 20 Volt für  $R$  gewählt. Höhere Potentiale, bis über 100 Volt, ergaben keine wesentlich höheren Elektrometeregänge, woraus folgt, dass schon die geringen Potentialdifferenzen genügten, um alle jenseits  $E$  erzeugten positiven Träger an  $R$  zu sammeln; dies Resultat wird weiter unten benutzt (45). War dagegen das Potential von  $R$  niedriger als das von  $U$  oder auch gleich dem von  $U$ , und lag zugleich

1) Dieser Elektrometeregang wurde nicht direct beobachtet, sondern bei Vergrößerung der Capacität des Elektrometersystems von  $1,14 \cdot 10^{-10}$  Fd. auf  $501,1 \cdot 10^{-10}$  Fd.; der beobachtete Gang war 14,5 Sct./10 sec. Das Potential von  $R$  war bei diesem Versuch 120 Volt negativ gegen  $E$ .

das letztere Potential selber unter etwa 11 Volt, so trat negativer Elektrometergang an  $R$  ein. Dies beweist, dass auch bei niedrigem Potential von  $U$  Kathodenstrahlen in den Raum von  $R$  drangen und dass daher der bei diesen Potentialen gefundene Mangel an positiven Trägern nicht etwa durch Abwesenheit der Strahlen zu erklären sei. Starker negativer Elektrometergang wurde z. B. beobachtet bei  $U = 10$  Volt und  $R = 10$  Volt, beide negativ gegen  $E$ , in Luft von 0,04 mm Druck, ebenso bei  $U = 0$  bis 20 Volt negativ und  $R = 0$  Volt in Luft von 0,04 und 0,004 mm und in Wasserstoff von 0,002 mm Druck.

41. Freie Weglängen der Quanten. — Oberhalb der oben (40) angegebenen Grenzdrucke waren wesentlich höhere beschleunigende Potentiale als 11 Volt nötig, um positive Träger im Raume  $R$  zu erzeugen. Es deutet dies an, dass alsdann die Quanten auf ihrem Wege von  $U$  bis  $E$  keine stetige Beschleunigung mehr erfuhren, oder dass ihre freie Weglänge im Gas bei jenen Drucken eben gleich geworden war dem Abstand  $UE = 14,5$  mm. Die mittleren freien Weglängen der betreffenden Gasmoleküle sind bei denselben Drucken 1,9 mm in Luft, 1,2 mm in Kohlensäure und 2,3 mm in Wasserstoffgas<sup>1)</sup>; die Strahlenquanten legen daher bei den hier vorkommenden Geschwindigkeiten von der Grössenordnung 1—10 Volt<sup>2)</sup> etwa 10 mal grössere freie Wege zurück als die Moleküle des Gases, in welchem sie sich bewegen, oder etwa 2 mal so grosse Wege als verschwindend kleine, schnellbewegte Körper, welche Gasmoleküle nicht durchdringen können.<sup>3)</sup> Sehr viel grösser waren die freien Weglängen der früher von mir untersuchten, etwa 100 mal schnelleren<sup>4)</sup> Strahlen. Es waren z. B. in Sauerstoff- bez. Wasserstoffgas von 40 mm Druck solche Strahlen von geradlinigem, noch nicht sehr diffussem Verlauf bis zu 5 bez. 10 cm Länge zu be-

1) Nach O. E. Meyer, Gastheorie, Tab. p. 192, proportional den Drucken gerechnet.

2)  $4,5-14 \cdot 10^7$  cm/sec (vgl. 23).

3) Die freie Weglänge solcher Körper wäre  $4\sqrt{2} = 5,7$  mal so gross als die der Gasmoleküle (vgl. J. C. Maxwell, Phil. Mag. (4) 19. p. 29. 1860).

4)  $0,67 \cdot 10^{10}$  cm/sec (Wied. Ann. 64. p. 287. 1898).

obachten<sup>1)</sup>, und es ist nachgewiesen<sup>2)</sup>, dass neben der Richtung auch die Grösse der Geschwindigkeit längs diesen Wegen dieselbe bleibt. Die mittleren freien Weglängen der Molecüle des gasförmigen Mediums, in welchem dies stattfindet, sind nur 0,00019 bez. 0,00034 cm, und hiervon stellen jene Quantenbahnen das 30000 fache dar oder das 5000 fache der freien Wege kleiner Körper, welche Gasmolecüle nicht durchdringen können. Dies bestätigt den früher in kleinem Intervalle gefundenen Satz<sup>3)</sup>, dass Kathodenstrahlen um so weniger diffus in Gasen verlaufen und um so weniger absorbierbar sind, je kleiner ihre magnetische Ablenkbarkeit ist; denn dieser Satz kann auch so gefasst werden<sup>4)</sup>: dass die freie Weglänge der Strahlenquanten um so grösser wird, je grösser ihre Geschwindigkeit ist.

Dass freie Wege von den angegebenen Längen überhaupt möglich sind, wesentlich längere freie Wege aber dennoch unmöglich — gemäss den Thatsachen der Diffusion und Absorption der Kathodenstrahlen und der hier gefundenen Druckgrenze —, scheint in Hinsicht der Molecüle bez. Atome der Materie anzuzeigen, dass jedes derselben innerhalb des ihm zugehörigen, für seinesgleichen undurchdringlichen Raumes einen Aufbau aus feineren Bestandteilen mit vielen Zwischenräumen und also auch mit vielen Bewegungsmöglichkeiten aufweise. Die Behandlung der Fragen, welche hier schon seit meinen ersten Veröffentlichungen über die Kathodenstrahlen und seit Begründung der neueren Vorstellungen über deren Natur vorliegen, dürfte indessen erst lohnend werden, wenn noch weitere Beobachtungen an Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten beigebracht sind.

42. Der Wert der Grenzgeschwindigkeit für die Bildung positiver Gasträger kann nach Tab. XIX folgendermaassen beurteilt werden. Trägt man die beschleunigenden Potentialdifferenzen  $x$  als Abscissen, die zugehörigen Elektrometergrade  $z$  als Ordinaten auf, so erhält man Curven, welche von

---

1) P. Lenard, Wied. Ann. 51. p. 225. Figg. 6 u. 12, II. 1894.

2) l. c. 52. p. 23. 1894.

3) l. c. 51. p. 265. 1894; 52. p. 31. 1894; 56. p. 261. 1895.

4) l. c. 64. p. 279. 1898.

$x = 0$  bei 8,5 Volt nahe horizontal und dicht an der Abscissenaxe laufen, alsdann, innerhalb des Intervalles  $x = 8,5$  bis 11 Volt, scharf nach oben umbiegen und schliesslich von hier aus wieder nahe geradlinig steil aufwärts weiter führen; der letztere Teil der Curven hat eine vom Punkte  $x = 10,5$  Volt,  $z = 0$  abzielende Richtung, und in allen diesem stimmen die verschiedenen Beobachtungsreihen der Tabelle sehr nahe mit einander überein. Dieser Verlauf ist darstellbar durch die Annahme, dass die von jedem einzelnen Quant erzeugte Trägerzahl innerhalb der Beobachtungsgrenzen proportional sei dem Geschwindigkeitsüberschuss des Quants über die Grenzgeschwindigkeit<sup>1)</sup>, und Null, wenn solcher Ueberschuss nicht vorhanden ist. Bezeichnet  $N(v) \cdot dv$  die Zahl der Quanten, welche das Netz  $E$  mit der Geschwindigkeit  $v \pm \frac{1}{2} dv$  passiren,  $V$  die Grenzgeschwindigkeit,  $C$  eine Constante, so wären danach die beobachteten Elektrometeregänge  $z = C \int N(v) \cdot (v - V) dv$ , das Integral genommen über alle Geschwindigkeiten  $v$ , welche grösser sind als  $V$  und zugleich grösser als  $x$ . Da  $N(v) = Y'(x - v)$  ist<sup>2)</sup> (23), ergibt sich nach Reduction:

$$(3) \quad \begin{cases} z = C \int_{\infty}^{V-x} Y(-X) dX & \text{für } x \leq V \\ \text{und} \\ z = z(x = V) + C(x - V) & \text{für } x > V. \end{cases}$$

$Y(-X)$  ist dabei aus Tab. IX. mit Gleichung (1) bez. aus Fig. 2 zu entnehmen (23); es ist sehr nahe Null für alle Werte von  $X$  zwischen  $\infty$  und 2,5 Volt, von wo aus es dann wächst. Setzt man daher in Gleichung (3)  $V = 11$  Volt, so nimmt  $z$  durchaus den oben beschriebenen, beobachteten Verlauf an, indem es nahe Null bleibt, bis  $V - x = 2,5$  Volt oder  $x = 8,5$  Volt geworden ist, dann ansteigt und von  $x = V = 11$  Volt an

1) Alle Geschwindigkeiten sind auch hier als lebendige Kräfte gemessen (23).

2) Da wir die tangentialen Geschwindigkeitscomponenten von gleicher Grössenordnung fanden wie die normalen (19, 20), und da ausserdem nur normal soweit beschleunigte Geschwindigkeiten in Betracht zu ziehen sind, dass sie  $V = 11$  Volt übersteigen, ist es hier ohne Fehler erlaubt,  $N$  durch  $Y'$  zu ersetzen.

wieder geradlinig wird. Die gesuchte Grenzgeschwindigkeit ist also 11 Volt, oder in gewöhnlichem Maasse  $1,5 \cdot 10^8$  cm/sec. =  $\frac{1}{200}$  Lichtgeschwindigkeit; die zugehörige lebendige Kraft, auf deren Ueberschreitung es ankommt, wäre  $10^8 \cdot e \cdot V = 2,4 \cdot 10^{-12}$  Erg, wenn  $e = 6,6 \cdot 10^{-10}$  C.G.S. statisch als Quantenladung genommen wird.

43. Bemerkt muss werden, dass dieselbe Grenzgeschwindigkeit gefunden wird, ob der Apparat Luft, Wasserstoffgas oder Kohlensäure enthielt oder ob die Quecksilberluftpumpe dauernd in Thätigkeit erhalten und alles Gas entfernt wurde (vgl. Tab. XIX, letzte Columne). Dass im letzteren Falle überhaupt noch positive Träger gebildet wurden, wird man dem vorhandenen Dampfesiduum (12) zuschreiben; ja es kann sogar angenommen werden, dass in allen Fällen nur dieses Residuum die positiven Träger geliefert hatte, denn die Tab. XIX weist für Gasfüllungen keine wesentlich grösseren Elektrometergänge auf als für den evacuirten Apparat. Es würde dann zu den Gasen eine höhere Grenzgeschwindigkeit als die angegebene gehören. Da indessen eine gegebene Quantenzahl auch nur eine bestimmte Trägerzahl liefern kann, ist bis auf weiteres auch die gegenteilige Annahme zulässig, dass für alle drei untersuchten Gase und für das Dampfesiduum, vielleicht für alle Stoffe überhaupt, die gleiche Grenzgeschwindigkeit gelte. In jedem Falle bleibt das Resultat bestehen, dass Geschwindigkeiten unter der angegebenen Grenze weder die untersuchten Gase, noch die vorhandenen Dämpfe leitend machen.

44. In Hinsicht des ersten Theiles der vorliegenden Untersuchung (12—38) bringt das vorstehende den Beweis dafür, dass Leitungsfähigkeit von Gasresten oder Dämpfen bei allen kleinen beschleunigenden Potentialen überhaupt nicht mitgewirkt hat. Aber auch für die hohen beschleunigenden Potentiale, wo Leitungsfähigkeit auftritt, ist die Wirkung derselben nur gering im Vergleich zum directen Elektrizitätstransport durch Strahlung, wie das Folgende zeigt.

45. Erzeugte Trägerzahlen. — Sei der Potentialunterschied  $UE = 12$  Volt, so folgt aus der zugehörigen Zahl der letzten Columne der Tab. XIX und der Elektrometercapacität die Elektrizitätsmenge der in 1 sec gebildeten positiven Träger gleich  $0,039 \cdot 10^{-10}$  Coulomb, während die Quantenmenge, welche

diese Träger erzeugte,  $25 \cdot 10^{-10}$  Coulomb ist.<sup>1)</sup> Das Verhältnis der gebildeten Trägerzahl zur erregenden Quantenzahl ist hier 0,0016; dasselbe wird gleich 0,23 bei  $UE = 100$  Volt (nach Tab. XIX). Die hier angegebenen Trägerzahlen wurden im Raume  $ER$  (Fig. 4) erzeugt, während die erregenden Quanten, mit den zur Potentialdifferenz  $UE$  gehörigen Geschwindigkeiten durch das Netz  $E$  eintretend, mit allen Geschwindigkeiten einer nahe gleichförmig verzögerten Bewegung die Strecke  $ER = 20$  mm durchlaufen, in der Nähe von  $R$  umkehren<sup>2)</sup> und mit denselben Geschwindigkeiten dieselbe Strecke rückwärts durchlaufen, also bei gleichförmig beschleunigter Bewegung längs  $2 \cdot 20 = 40$  mm, angefangen mit der Geschwindigkeit nahe Null und beendet mit der zur Potentialdifferenz  $UE$  gehörigen Geschwindigkeit. Dieselbe Trägerzahl wird also bei gleicher Potentialdifferenz auch im Raum  $UE$  zu erwarten sein, wenn der Abstand  $\overline{UE} = 40$  mm ist, und bei  $1/n$  Abstand der  $n^{\text{te}}$  Teil. Hiernach, und für andere Potentiale  $UE$  durch lineare Interpolation (nach 42), wurde die folgende Correctionstabelle entworfen, welche die Divisoren angiebt, mit denen jedesmal der an  $U$  beobachtete Elektricitätsverlust zu versehen war, um ihn vom Einfluss der Leitung zu befreien.

Tabelle XX.

Potential- differenz $UE$	Abstand $\overline{UE}$			
	5 mm	10 mm	25 mm	40 mm
Volt				
12	1,00	1,00	1,00	1,00
20	1,00	1,00	1,01	1,02
100	1,03	1,06	1,15	1,23
200	1,06	1,12	1,30	1,46

46. Die Unipolarität der lichtelektrischen Wirkung, welche nicht nur in gewöhnlicher Luft, sondern auch bei allen Gas-

1) Beobachtet als von  $U$  in 1 sec entweichend bei gleichem Abstand der gleichen Lichtquelle,  $\overline{UE} = 5$  mm und 50 Volt beschleunigender Potentialdifferenz.

2) Die Potentialdifferenz  $ER$  war in den betrachteten Fällen nahe gleich der  $UE$  (40).

verdünnungen zweifellos festgestellt erscheint, findet, wie schon eingangs hervorgehoben (11), ihre Erklärung in der Grösse der festgestellten Grenzgeschwindigkeit (42), welche die Anfangsgeschwindigkeiten der durch das Licht ausgetriebenen Quanten weit übertrifft (25, 26, 36). Auch bei den lichtelektrisch höchst wirksamen Alkalimetallen können danach, der beobachteten Unipolarität entsprechend<sup>1)</sup>, die Anfangsgeschwindigkeiten 11 Volt nicht erreichen. Im Gegensatz dazu stehen die sogenannten radioactiven Körper, welche ohne Belichtung zwar ausserordentlich geringe Mengen, diese aber mit ausserordentlich hohen Anfangsgeschwindigkeiten ausstrahlen. Körper der gleichen Art mit Strahlungsgeschwindigkeiten unter 11 Volt könnten bestehen, ohne aber durch die vorteilhafte elektromotorische Methode entdeckbar zu sein.

47. Was die lichtelektrische Wirkung in Gasen von Atmosphärendruck anlangt, so scheint mir für deren auffallende Geringfügigkeit eine widerspruchsfreie Erklärung im einzelnen noch nicht gegeben worden zu sein. Aus Tabelle II geht beispielsweise hervor, dass von einer belichteten Aluminiumoberfläche in Luft bei 83,5 Volt/cm äusserer beschleunigender Kraft nicht  $\frac{1}{4}$  Proc. der ausgestrahlten Elektrizitätsmenge wirklich entweicht und selbst bei 2780 Volt/cm nur 4,7 Proc. dieser Menge. Das Folgende wird durch die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit nahe gelegt und hält quantitativer Prüfung auch an der übrigen vorhandenen Erfahrung stand, wie mir Rechnungen zeigen, deren Mitteilung ich indessen unterlasse, da über Versuche nicht zu berichten ist. — Da die ausgestrahlten Quanten im dichten Gase schon in unmittelbarer Nachbarschaft der Oberfläche absorbiert werden müssen (41), wird daselbst eine Anlagerung negativer Träger und also schnelle Bildung einer Doppelschicht mit der negativen Seite nach aussen hin stattfinden müssen. Als Kraft, welche die Ladungen der Träger und damit auch die Träger selbst bis zu einer gewissen Grenze an der Leiteroberfläche festhält, ist die elektrische Kraft zwischen diesen Ladungen und deren elektrischen Bildern vorhanden (38). In der Ausbildung einer solchen Doppelschicht können die lichtelektrischen Ermüdungs-

---

1) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. 43. p. 225. 1891.

erscheinungen der Leiter<sup>1)</sup> bedingt sein, denn dieselbe wird nachfolgende Ausstrahlung rückgängig machen.<sup>2)</sup> Die Grenze für das Anwachsen der Doppelschicht wird durch die maximale Kraft gegeben sein, mit welcher die absorbirten Quanten an ihren Trägern haften. Das Uebersteigen dieser Kraft durch die Kräfte der Doppelschicht selbst hat Rückentladung nach dem Leiter hin zur Folge, während der zu beobachtende geringfügige Elektrizitätsverlust nach der Gasseite hin allein nur durch Diffusion der Träger, an der äusseren Grenze der Doppelschicht, in derjenigen Entfernung vom Leiter, in welcher die Kraft der elektrischen Bilder schon genügend klein wird, stattfinden dürfte. Die Diffusion aus der Doppelschicht wird unterstützt bez. vermindert durch äussere beschleunigende bez. verzögernde Kraft, wobei es jedesmal nur auf den an der Oberfläche selbst herrschenden Kraftwert ankommen kann, was der Erfahrung ebenfalls entspricht.<sup>3)</sup> Nimmt man an, dass die Träger Luftmolecüle und mit je einem Elementarquantum geladen sind, so genügt ein verzögernder Kraftwert von 0,003 Stat. Einh./cm, um alle Träger zu verhindern, weiter als etwa 0,1 mm von der Oberfläche sich zu entfernen, und also um die Wirkung bei nicht besonders bewegter Luft<sup>4)</sup> ganz zum Stillstand zu bringen.<sup>5)</sup> Bei vermindertem Gasdruck ist die Diffusionsgeschwindigkeit und damit auch die Wirkung vermehrt (vgl. Tab. II). Erst in ziemlich stark verdünnter Luft wird, nach der gefundenen Grösse der freien Weglängen (41), die Erscheinung aus der unmittelbaren Nachbarschaft der

---

1) Vgl. Hallwachs, Wied. Ann. **37**. p. 666. 1889.

2) Nicht ausgeschlossen ist die Mitwirkung von Doppelschichten, welche von vornherein bestehen, welches letztere z. B. beim Quecksilber der Fall ist, vgl. Wied. Ann. **46**. p. 628. 1892.

3) A. G. Stoletow, Journ. d. russ. phys. chem. Ges. **21**. 1889; Uebersetzung mit Zusätzen des Verfassers in Phys. Revue **1**. p. 721. 1892.

4) Ueber den befördernden Einfluss des Anblasens der Oberfläche vgl. E. Bichat u. R. Blondlot, C. Rend. **107**. p. 29. 1888; J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **38**. p. 511. 1889; W. Hallwachs, Wied. Ann. **40**. p. 343. 1890.

5) Der angenehme Kraftwert ist derjenige, welcher von Hrn. Righi als maassgebend gefunden wurde für den Stillstand der Wirkung auf Aluminium in Luft (Atti del. R. Ist. Veneto **7**. p. 6. 1889).

Oberfläche heraustreten, worauf dann beim Vorhandensein beschleunigender Kraft die erzeugte Leitfähigkeit der Luft in der schon früher (9) angezeigten Weise mitwirken und dadurch noch grössere Elektrizitätsverluste als im Vacuum veranlassen wird.<sup>1)</sup>

Kiel, Mitte März 1902.

---

1) Ueber diesen letzteren Vorgang selbst ist inzwischen eine Arbeit von Hrn. J. S. Townsend erschienen, auf welche hier hingewiesen sei (Phil. Mag. (6) 1. p. 198. 1901).

(Eingegangen 17. März 1902.)

---

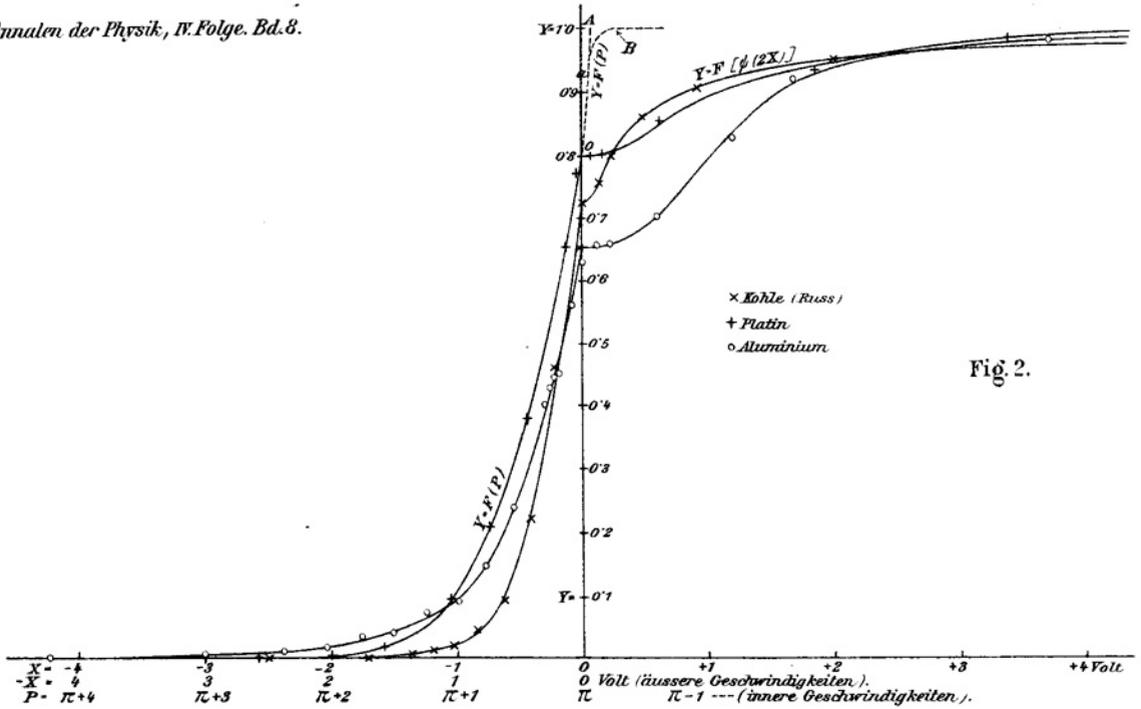


Fig. 2.

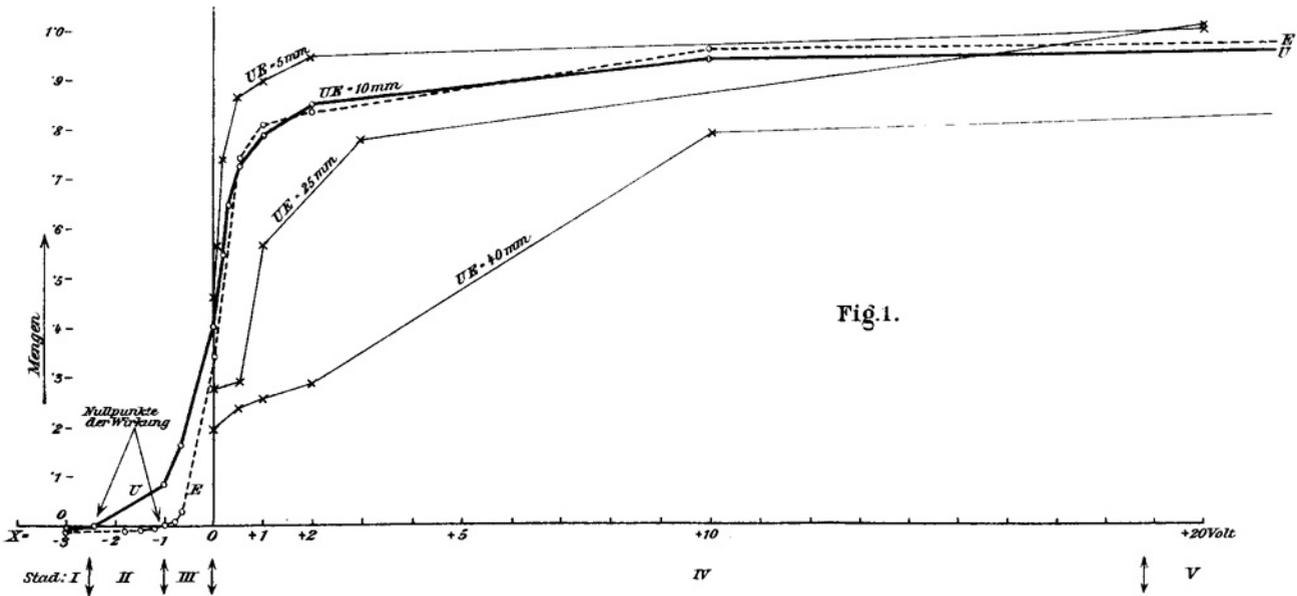


Fig. 1.