

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 12.

1. *Über die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen mit Hilfe der Phosphoreszenz und über Sekundärentstehung von Kathodenstrahlen;*
von P. Lenard.

Erzeugt werden die hier untersuchten Kathodenstrahlen mit Hilfe des ultravioletten Lichtes, welches, wie ich früher zeigte, Strahlen von außerordentlich geringer Geschwindigkeit aus festen Körpern hervorbringt. Diese Erzeugungsweise hat den Vorteil, reine Versuche zu gestatten, denn sie findet im Vakuum in gleicher Weise statt wie beim Vorhandensein eines Gases; es können daher im Vakuum zuerst Eigenschaften und Ausbreitungsweise der Strahlen selber, und alsdann im gas-erfüllten Raume die Wechselwirkungen zwischen den Strahlen und der Materie studiert werden. Die geringe Geschwindigkeit ist das besondere Interesse der so erzeugten Strahlen als neues Objekt sowohl, wie als Mittel der Untersuchung. Mit abnehmender Geschwindigkeit wächst der Einfluß äußerer Kräfte auf den Lauf der Strahlen; bei geringen Geschwindigkeiten dürften dieselben geeignet sein, Aufschlüsse zu geben über sonst unzugängliche elektrische Kraftfelder, wie die der Atome oder des Lichtes und ihm verwandter Strahlungen.

48.¹⁾ Ich habe daher gesucht, diese bisher nur elektrometrisch verfolgten Kathodenstrahlen durch Phosphoreszenz sichtbar zu machen. Daß dies gelinge, wurde schon früher mitgeteilt (10). Dem Elektrometer gegenüber hat der Phosphoreszenzschirm die beiden großen Vorzüge, erstens den Lauf der

1) Zur leichteren Bezugnahme auf die früheren Arbeiten ist deren Absatz- und Tabellennumerierung hier fortgesetzt. Nr. 1—9 vgl. Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 108. IIa. p. 1649. 1899; auch abgedruckt in den Ann. d. Phys. 2. p. 355. 1900; Nr. 10—47, Ann. d. Phys. 8. p. 149. 1902.

Strahlen unmittelbar sehen zu lassen, und zweitens eine Unterscheidung zu gestatten zwischen Elektrizität selbst einerseits und geladenen Atomen oder Molekülen andererseits. Während nämlich der auffangende Teil des Elektrometers die erstere sowohl als die Ladungen der letzteren sammelt und unterschiedslos zur Anzeige bringt, wird der Phosphoreszenzschirm von der ersteren, wenn sie genügend schnell bewegt ist (66), erleuchtet, von den letzteren dagegen nicht, bez. so wenig (74), daß jene Unterscheidung möglich wird.

49. In der Terminologie halte ich dementsprechend hier Trennung fest zwischen den etwa 70 Atomsorten der Chemie und Aggregaten aus solchen einerseits — Materie —, und aus diesen Atomen nicht Zusammengesetztem andererseits — Äther. Die Teile der (negativen) Elektrizität nenne ich Elementarquanten oder abgekürzt Quanten (vgl. 3 und 24); sie sind nach dem Festgesetzten nicht materiell, obgleich sie aus Materie genommen werden können.¹⁾ Die Bahn von Quanten ist ein Kathodenstrahl. Atome, oder Gruppen von Atomen, welche elektrisch geladen sind, nenne ich materielle Elektrizitätsträger oder abgekürzt Träger.

50. Der folgende I. Teil betrifft die Ausbreitung der Strahlen im Vakuum²⁾; er bestätigt und ergänzt die Resultate der früheren elektrometrischen Untersuchungen hierüber (1—38) und liefert die Grundlage für das Folgende. Der II. Teil macht die Phosphoreszenzbeobachtung quantitativer Verwertung zugänglich. Dabei zeigt sich, daß die Energie langsamer Kathodenstrahlen mit bisher nicht vorausgesetzter Vollkommenheit in die von sichtbarem Licht verwandelt werden kann.³⁾ Im III. Teil wird das Verhalten von Gasen den Strahlen gegenüber untersucht. Als hervortretendste Eigenschaft der Gase

1) Es ist anzunehmen, daß auch unelektrische Atome, wie die ungeladener, einatomiger Gase, negative Elektrizität enthalten und auch abgeben können (vgl. 71, 72).

2) Auf äußerstes Vakuum, welches früher zur Anwendung kam (3—8), konnte, wie schon vorher, verzichtet werden; zwar wurde die Quecksilberluftpumpe voll ausgenutzt, die Anwendung gefetteter Schiffe und Kittungen jedoch zugelassen.

3) Wenn dennoch, wie der Fall, die Phosphoreszenzbeobachtung weniger empfindlich ist, als die elektrometrische, so muß dies in der Empfindlichkeitsgrenze des Auges seinen Grund haben.

zeigt sich bei diesen langsamen Strahlen, daß ihr Inneres selbst Quelle von Kathodenstrahlung wird, sobald solche von außen her einfällt. Hierzu kommt die Untersuchung des diffusen Verlaufes und der Größe der Absorption langsamer Strahlen in Gasen (78 bez. 82).

I. Ausbreitung der Strahlen, durch Phosphoreszenz beobachtet.

51. Der Apparat ist in Fig. 1 dargestellt. U ist die emittierende Elektrode; sie empfängt durch den Quarzverschluß bei Q , die Blende B und die Öffnung b ein schmales Bündel

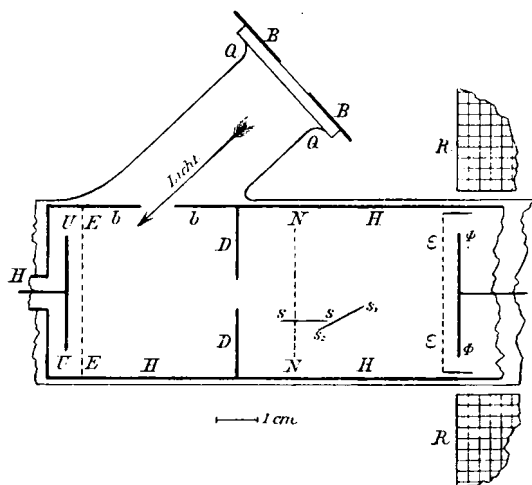


Fig. 1.

ultravioletten Lichtes, das von einer Zink-Kohle-Bogenlampe kommt. U parallel gegenüber findet sich ein Netz E aus sehr feinem Drahtgewebe, welches sowohl das erzeugende Licht als die erzeugten Kathodenstrahlen ohne allzu großen Verlust durchläßt; seine Maschengröße ist 1 mm^2 , seine Drahtdicke¹ $0,24\text{ mm}$. Das Netz ermöglicht beliebige Abänderung der Anfangsgeschwindigkeit der Strahlen, zu welchem Ende ein beschleunigendes oder verzögerndes elektrisches Feld zwischen U und E hergestellt wird, und zwar durch Ladung von U ,

1) Einschließlich Berührung.

während E immer Endpotential behält. Gleichfalls mit der Erde verbunden ist die metallische Hülle HH , welche die ganze Innenwand des umschließenden Glasrohres bekleidet, und welche zum Teil ebenfalls aus feinem Drahtgewebe besteht, um Beobachtung des Phosphoreszenzschirmes Φ zu gestatten. Der letztere besteht aus Metallblech, auf welches eine dünne Schicht des phosphoreszenzfähigen Körpers so aufgetragen ist, daß die freie Oberfläche desselben von dem hierzu benutzten Bindemittel frei bleibt. Natronwasserglas erfüllte als solches die Bedingung, auch im Vakuum genügendes Leitvermögen zu behalten, um störende Eigenladungen des Schirmes Φ nicht aufkommen zu lassen. Φ gegenüber steht das sehr feine Drahtgitter ϵ , mit dem Drahtabstand 1 mm und Drahtdurchmesser 0,07 mm, durch welches sowohl die Kathodenstrahlung zu Φ als auch das Licht von Φ zum Beobachter geht. Auch zwischen ϵ und Φ kann ein elektrisches Feld hergestellt werden, was ausschließlich durch Ladung von Φ geschieht, während ϵ Erdpotential behält. Der Abstand $U\Phi$ ist variabel, wobei $\epsilon\Phi$ konstant bleibt. Die Teile U , E , H sind berußt, ebenso alles, was später noch zwischen E und ϵ anzubringen sein wird; die Platindrähte von ϵ wurden blank gelassen.

Nachdem die Strahlen auf dem Wege von U bis E die gewünschte Geschwindigkeit erlangt haben, wird ihre Ausbreitung von E bis ϵ nicht weiter von elektrischen Kräften beeinflusst; erst zwischen ϵ und Φ kann eventuell ihre Geschwindigkeit wieder auf andere Höhe gebracht werden.

Als Maß der Geschwindigkeiten seien hier wieder Potentiale benutzt (vgl. 23). Da die Anfangsgeschwindigkeiten, mit welchen die Quanten U verlassen, nur zu äußerst geringem Teile 2 Volt erreichen und zum größten Teile der Null sehr nahe liegen (23), kann für gewöhnlich die Anfangsgeschwindigkeit als einheitlich und gleich Null genommen werden. Die Geschwindigkeit der Strahlen im Ausbreitungsraume $E\epsilon$ wird dann gleich U sein, wenn U das negative Potential der Platte U bedeutet, während sie den Schirm Φ , dessen positives Potential Φ sei, mit der Geschwindigkeit $U + \Phi$ treffen.¹⁾

1) Ist eines der Potentiale U oder Φ verzögernd, so erhält es im folgenden negatives Vorzeichen.

Das metallische Diaphragma D vom Öffnungsdurchmesser 7 mm, leitend mit H verbunden, sowie die Teile N , s , s_1 , s_2 sind für die zunächst folgenden Versuche noch nicht vorhanden.

52. Da also der Raum von E bis ϵ frei ist, hat das an U zerstreut reflektierte Licht vollen Zutritt zum Phosphoreszenzschirm und derselbe ist davon matt erhellt.¹⁾ Dies verhindert jedoch nicht die Beobachtung der sehr hellen Phosphoreszenzflecke, welche entstehen, wenn U auf 1000 oder mehr Volt geladen wird. Die Flecke werden bei Annäherung eines Magneten in dem für Kathodenstrahlen zu erwartenden Sinne bewegt; sie verschwinden, bis auf etwaiges Nachleuchten des Schirmes, beim Verlöschen des erregenden ultravioletten Lichtes sowohl als bei Entladung von U .

Daß trotz der diffusen Ausstrahlung von U (8) schon ohne Diaphragma einigermaßen scharf begrenzte Flecke entstehen, entspricht der im Verhältnis zur angewandten Beschleunigung geringen Anfangsgeschwindigkeit der Strahlen. Ist I die Tangentialkomponente der Anfangsgeschwindigkeit in Volts gemessen und wirkt in normaler Richtung die große äußere beschleunigende Kraft U , so ist bei einem Durchmesser $2\rho = 6,0$ mm des Lichtfleckes auf U und beim Abstände UE gleich $s = 4$ mm als Durchmesser des Strahles zu erwarten.

An U selbst

$$2\rho,$$

bei E

$$2\rho + 4s\sqrt{T/U},$$

und im Abstände d von E

$$(1) \quad 2r_d = 2\rho + (4s + 2d)\sqrt{T/U}.$$

Setzt man $T = 0,5$ Volt, was früher Gefundenem entspricht (19), so wird bei $d = 7, 10, 14$ cm und $U = 3000$ Volt $2r_d = 7,6, 8,4, 9,4$ mm, während beobachtet wurden 7, 10, 12 mm. Die verhältnismäßig größere Breite des Strahles in den größeren Abständen dürfte Folge der Tangentialkräfte in den Maschen des Netzes E sein.

53. Ist $U < 500$ Volt, so sind die Flecke auf dem erleuchteten Grunde des Schirmes unmittelbar nicht mehr sichtbar. Sie können wieder hervorgebracht werden durch beschleunigende

1) Alles andere Licht wird als vom Beobachter ferngehalten vorausgesetzt.

Kräfte an Φ . Dieses Mittel bewirkt die Sichtbarmachung auch der langsamsten Strahlen, sobald solche nur vorhanden sind; die elektrische Kraft allein hat keine Wirkung auf den Schirm, wovon man sich durch Löschen des ultravioletten Lichtes sowohl als durch magnetische Weglenkung der Kathodenstrahlen überzeugen kann.

Selbst bei $U = 4$ Volt und $d = 14$ cm erscheint noch recht hell der Phosphoreszenzfleck, wenn $\Phi = 4000$ Volt ist. Allerdings ist er viel weniger hell, als wenn die Geschwindigkeit schon zwischen U und E auf 4000 Volt gebracht worden wäre, was Folge der diffusen Ausstrahlung ist, die um so mehr zur Geltung kommen muß, je kleiner U ist. Bei $U = 0$, also reiner Anfangsgeschwindigkeit, ist der Strahl auch mit Hilfe des geladenen Schirmes nicht weiter als bei $d = 8$ cm zu verfolgen. Dies ist bei der diffusen Ausstrahlung und der starken ablenkenden Wirkung, welche der Erdmagnetismus auf so langsame Strahlen ausüben muß, nicht anders zu erwarten. Horizontal laufende Strahlen von 0,5 Volt Geschwindigkeit müssen unter dem Einfluß der Vertikalkomponente des Erdfeldes Kreise von etwa 7 cm Radius beschreiben.

54. Um zu sehen, ob die magnetische Verschiebung der Phosphoreszenzflecke von der für Kathodenstrahlen zu erwartenden Größe sei, wurde ein größerer, starker Hufeisenmagnet dem Rohre so weit genähert, daß das Zentrum des Fleckes an den Rand des Schirmes zu liegen kam, was einer Ablenkung von 1,4 cm entspricht, oder beim Abstände $U\varepsilon = 8,7$ cm einem Krümmungsradius des Strahles von 27,7 cm. Dabei war $U = 1600$ Volt, $\Phi = 4000$ Volt. Da der Magnet dem Strahl nicht sehr nahe war, variierte sein Feld längs des Strahles wenig; es wurde aus den Schwingungsdauern einer sehr kleinen Magnetnadel im Mittel zu 6,07 C.G.S. bestimmt, woraus das Dichtenverhältnis $\varepsilon/\mu = 1,14 \cdot 10^7$ C.G.S. folgt (vgl. die frühere elektrometrische Ausführung des Versuches in 6). Dies rechtfertigt es, daß wir die Phosphoreszenzflecke als die Enden von Kathodenstrahlen ansehen (vgl. auch 56, 57).

Wird im eben beobachteten Falle Φ abwechselnd entladen und wieder auf 4000 Volt geladen, so bemerkt man dabei jedesmal eine Verrückung des abgelenkten Fleckes um etwa 1 mm im Sinne einer Verminderung der Ablenkung bei

Ladung des Schirmes. Es entspricht dies der Annahme, daß der abgelenkte Strahl im elektrischen Felde $\epsilon \Phi$ der Normalen von Φ sich nähern müsse. Daß keine stärkere Verminderung der magnetischen Ablenkung durch die starke Ladung von Φ bewirkt wird, zeigt an, daß für Strahlen von 1600 Volt Geschwindigkeit der Raum $E\epsilon$ durch das Gitter ϵ genügend elektrisch geschützt ist. Dies trifft auch noch für viel langsamere Strahlen zu. Es wurden die 1600-Voltstrahlen in bezug auf ihre magnetische Ablenkung verglichen mit 400-Voltstrahlen und diese wieder mit 100-Voltstrahlen, alles bei $\Phi = 4000$ Volt. Dabei zeigte sich die Größe der magnetischen Ablenkung jedesmal sehr nahe verdoppelt, so daß bis zur Geschwindigkeit von 100 Volt herab derselbe Wert von ϵ/μ sich ergäbe, wie oben. Unterhalb dieser Geschwindigkeit trat jedoch eine Abweichung ein derart, daß z. B. 20-Voltstrahlen sogar weniger durch den Magneten abgelenkt erschienen als 100-Voltstrahlen. Es kann nicht zweifelhaft erscheinen, daß dies als Folge der nicht vollkommenen Schutzwirkung des Gitters ϵ zu betrachten sei; die durch dasselbe dringenden Kräfte müssen die langsamen Strahlen mehr beeinflussen als die schnelleren und sie müssen, ihrer Verteilung nach, die Strahlen gegen die Achse des Rohres hin konzentrieren. Daß bei $U = 20$ Volt und darunter überhaupt noch Phosphoreszenzflecke im Zentrum des Schirmes, statt allgemeiner Erhellung derselben erscheinen, trotz diffuser Ausstrahlung (vgl. 55), muß ohne weiteres als Folge des konzentrierenden Einflusses der Streukräfte von Φ erscheinen, auf welche demnach bei der Beobachtung von Strahlen unter 100 Volt Rücksicht zu nehmen sein wird.

55. Ist das Diaphragma D im Rohr angebracht, so wird der Phosphoreszenzschirm von einem großen Teil des reflektierten Lichtes befreit und dadurch geeigneter zur Beobachtung; zugleich bleibt dann die Ausbreitung auch der langsamsten Strahlen von E bis D hin ungestört von den durch ϵ dringenden Resten der bei Φ angewandten Kräfte; außerdem wird man dann bei allen Geschwindigkeiten schmale Strahlenbündel ausgeblendet erhalten.

Dementsprechend erscheinen die kreisförmigen Phosphoreszenzflecke jetzt fast scharf begrenzt; ihr Durchmesser beträgt beim Abstände $U\Phi = 10$ cm etwa 8,5 mm und variiert nicht

merklich mit der an U angewandten Spannung, solange dieselbe über etwa 1000 Volt bleibt. Bei geringeren Spannungen werden die Flecke ein wenig größer und verwaschen begrenzt. Diese Verhältnisse sind in Übereinstimmung mit geradliniger Ausbreitung beim Vorhandensein einer geringen, aber nicht unmerklichen tangentialen Komponente der Anfangsgeschwindigkeit.

Die Helligkeit der Flecke hängt von den Potentialen U und Φ ab. Wird das letztere Potential so gewählt, daß $U + \Phi$, d. i. die Endgeschwindigkeit der Strahlen am Schirm konstant bleibt, während U variiert, so gibt die Helligkeit der entstehenden, an Größe kaum verschiedenen Flecke ein zutreffendes Maß für die ankommende, also auch für die durch das Diaphragma gestrahlte Menge. Ist $D\Phi = 4$ cm, $U + \Phi = 4000$ Volt, so findet man die Helligkeit des Fleckes von hohen Spannungen U herab bis zu etwa $U = 1000$ Volt merklich konstant und sehr groß; bei $U = 300$ Volt ist der Fleck schon deutlich weniger intensiv geworden; bei $U = 50$ Volt ist er noch ziemlich hell, bei 6 Volt matt, bei 4 Volt nur spurenweise sichtbar; bei 0 Volt ist er verschwunden. Eine quantitative Durchführung des Versuches unter günstigeren Bedingungen, nämlich bei geringer Helligkeit der Flecke, $U + \Phi = 483$ Volt entsprechend, findet man unter 66, Tab. XXIII. Es ergibt sich dort merklich konstante Helligkeit von $U = 3400$ bis $U = 1500$ Volt; darunter trat deutliche Verminderung der Helligkeit ein.

Diese Verhältnisse zeigen wieder die tangentialen Anfangsgeschwindigkeit T von der Größenordnung 0,5 Volt. Berechnet man mit diesem Werte von T die Strahlquerschnitte $r_d^2 \pi$ (52) an der Stelle des Diaphragmas, $d = 3,5$ cm, so findet man, daß die 0,7 cm weite Öffnung des letzteren folgende Prozentsätze der Gesamtausstrahlung, welche bei allen Werten von U bis zu etwa 3 Volt herab nahe konstant ist (33), nach Φ gelangen lassen mußte, soweit nicht bei den geringsten Geschwindigkeiten der Erdmagnetismus dies hinderte (53).

Tabelle XXI.

$U = 4000$	3000	2000	1500	1000	300	50	6	4 Volt
$p = 100$	100	95	92	81	55	24	5	4 Proz.

56. Mit Anwendung der Stromrolle RR (Fig. 1), welche das Rohr umgibt und an demselben verschiebbar ist, können die Strahlen axial konzentriert und so in größerer Menge durch das Diaphragma gebracht werden. Man findet dementsprechend auf dem etwa zu 4000 Volt geladenen Schirm intensiv bis sehr hell leuchtende kleine Scheibchen und zwar bei allen Strahlgeschwindigkeiten bis zu $U = 2$ Volt herab. Hierdurch ist die früher elektrometrisch konstatierte, starke, von großer äußerer beschleunigender Kraft unabhängige Ausstrahlung unmittelbar sichtbar gemacht. Ohne beschleunigende Kraft, bei $U = 0$, wird man etwas verminderte Ausstrahlung erwarten müssen (33), wozu noch die sogleich zu erörternde Umkehr eines Teiles der Strahlung im Felde der Stromrolle kommt. Das kleine Scheibchen erscheint dann dementsprechend auch nicht mehr so sehr hell.

Die Strahlen laufen bei Anwendung der Stromrolle als geodätische Linien auf Kegelmänteln, deren Spitze der Konvergenzpunkt der wirkenden Kraftlinien ist.¹⁾ Zur Berechnung dieses Laufes wurde das Magnetfeld der Stromspule mit Hilfe von Eisenpulver und einer sehr kleinen Deklinationsnadel ausgemessen, mit den in Tab. XXII verzeichneten Resultaten. Es bedeutet δ den Abstand eines Achsenpunktes vom Rollenrand, gemessen in Achsenrichtung, M die Polstärke, welche jedesmal im Abstände r vom betrachteten Achsenpunkte anzubringen wäre, um an diesem Punkte das gleiche Magnetfeld hervorzubringen, wie 1 Amp. in der Stromrolle.

Tabelle XXII.

δ	M	r
cm	C.G.S.	cm
0	483	7
2	178,7	6
5	89,9	7
10	56,0	10
20	41,4	18

1) H. Poincaré, Compt. rend. 123. p. 530. 1896.

Die Resultate der Berechnung des Strahllaufes, bei welcher $\epsilon/\mu = 10^7$ C.G.S. gesetzt, diffuse Ausstrahlung mit 1 Volt Geschwindigkeit angenommen wurde, und welche durch geometrische Konstruktion vorteilhaft unterstützt werden konnte, waren für die gewöhnlich benutzte Stromstärke von 33 Amp. und den Abstand $U\Phi = UR = 10,0$ cm diese: Ohne beschleunigende Kraft werden die Strahlen nach geringer, anfänglicher Ausbreitung bald zu einem sehr schmalen Bündel in der Rollenachse konzentriert; nicht alle Quanten gelangen jedoch nach Φ , sondern alles einigermaßen schief Ausgestrahlte kehrt wieder zu U zurück. Diese Umkehr wird sehr vermindert, sobald einige beschleunigende Kraft vorhanden ist. Bei $U = 100$ Volt findet keine Umkehr mehr statt; alles Ausgestrahlte gelangt nach Φ hin, wobei das Diaphragma D bei der Schmäle des konzentrierten Bündels kein Hindernis bildet. Zugleich ergeben sich auch schon Knoten und Bäuche am Strahl, und zwar sind es vier Knoten zwischen E und ϵ bei $U = 100$ Volt, und weniger bei höheren Potentialen von U .

Der Verlauf der Versuche entsprach dem Resultat der Rechnung. Statt durch Bewegung des Schirmes konnten die Knoten auch durch Bewegung der Stromrolle aufgesucht werden. Ist nämlich das Rollende R 20 cm von U entfernt, so ergeben Rechnung wie Beobachtung keine Knoten mehr auf der Strecke $U\Phi = 10$ cm; schiebt man nun R näher an Φ und U heran, so müssen sämtliche Knoten erst zur Ausbildung kommen und also sukzessive auf dem Schirm erscheinen. Tatsächlich sieht man bei dieser Bewegung von R den anfänglich großen Phosphoreszenzfleck zuerst allmählich zu einem intensiv leuchtenden Punkt sich zusammenziehen, alsdann wieder zu einem Scheibchen sich vergrößern, von neuem zusammenschrumpfen, und so fort. Man findet so

bei $U =$	100	200	1000	4000 Volt
	4	3	2	1 Knoten

Das Erscheinen dieser Knoten in der richtigen Zahl, besonders auch bei der relativ geringen Geschwindigkeit von 100 Volt, und, wie hier gleich hervorgehoben sei, auch in Gasen von nicht zu großer Dichte (77), schien mir von Wichtigkeit für die Überzeugung, daß es sich in den Versuchen der

vorliegenden Arbeit um Bewegungen derselben Elektrizitätsquanten handle, die von den schnellen Kathodenstrahlen her bekannt sind, nicht um Bewegungen materieller Träger (vgl. 88).

57. Eine andere hierher gehörige Beobachtung betrifft den Schraubenlauf eines schief zu den Magnetkraftlinien gerichteten Strahlenbündels. Es sei bei ss eine isolierte Metallplatte im Rohr so angebracht, daß das durch D kommende Strahlenbündel an ihr vorbeiziehen muß (vgl. Fig. 1); die Platte sei negativ geladen, etwa auf 4000 Volt bei $U = 4000$ Volt. Es wird dann das Strahlenbündel von der Platte weggelenkt, so daß es ganz an den Rand des Phosphoreszenzschirmes fällt. Läßt man nun gleichzeitig die magnetische Kraft der Stromrolle wirken, etwa mit 33 Amp., so erscheint am Schirme ein heller Kreisbogen. Sein Zentriwinkel beträgt etwa 120° , der Radius des Kreises, von welchem er Teil ist, 0,9 cm. Verschiebt man die Stromrolle, deren Ende bisher mit Φ zusammenfiel, längs der Rohrachse, so wandert der helle Bogen in jenem Kreise herum, beim Annähern der Stromrolle an U im Uhrzeigersinn, von U aus gesehen, beim Entfernen im entgegengesetzten Sinn, wobei zugleich der Bogen kürzer, sein Radius größer wird, bis er zuletzt, bei großen Entfernungen der Stromrolle, in den exzentrisch gelegenen Fleck sich zusammenzieht. Diese Erscheinungen waren zu erwarten, denn der Kathodenstrahl, welchem durch s eine seitliche Geschwindigkeitskomponente erteilt wird, unter gleichzeitiger Verringerung seiner ursprünglichen Geschwindigkeit, muß im starken Magnetfelde zu Schraubengängen sich winden. Bei Verstärkung des Feldes, entsprechend der Annäherung von R , müssen die Windungen sich dichter nebeneinander legen, also in größerer Zahl ausbilden, was als Kreisbewegung des Strahlendes beobachtet wird, während bei Schwächung des Feldes Ganghöhe und Durchmesser der Schraubenlinien wachsen müssen, was ebenfalls der Beobachtung entspricht. Da der Schnitt des schraubenförmigen Strahles mit dem Schirm $\frac{1}{3}$ Kreisumfang umfaßte, mußte die Ganghöhe nur das Dreifache der Strahldicke, d. i. etwa 0,6 cm betragen haben bei einem Windungsdurchmesser von 1,8 cm. Aus der geringen Ganghöhe folgt, daß fast die ganze Geschwindigkeit des Strahles, welche bei s wie bei D 4000 Volt betragen muß, durch die vereinte Wirkung der elektrischen

und magnetischen Kraft parallel zum Schirm gerichtet worden ist. Dieser Geschwindigkeit U entspricht im Magnetfelde $H = 33 M_{\delta=0}/r^2 = 325$ C.G.S. (Tab. XXII) der Krümmungsradius $R = \sqrt{2} \cdot 10^8 \bar{U}/H \sqrt{\epsilon/\mu} = 0,9$ cm, wie beobachtet.

58. Es ist zu erwähnen, daß auch bei positiven Ladungen von U Phosphoreszenzflecke zu erhalten waren, wenn die konzentrierende Stromrolle und beschleunigende Ladungen am Schirm zu Hilfe genommen wurden. Die verzögernden Kräfte an U konnten sogar groß sein, ohne daß die Flecke ausblieben. So erschien bei $U = 10$ Volt verzögernd, $\Phi = 4000$ Volt, ein ziemlich helles Pünktchen, das bei $U = 100$ Volt verzögernd matt, bei 1000 Volt noch spurenweise sichtbar war und erst bei $U = 2000$ Volt verzögernd ganz verschwand. Es wäre dies unverträglich mit der sehr geringen Größe der Anfangsgeschwindigkeiten (23, 26), wenn nicht zu bedenken wäre, daß in den gegenwärtigen Versuchen ein Teil des erregenden Lichtes die Außenfläche des Netzes E trifft — 49 Proz. nach den Ausmessungen des Netzes gerechnet —, so daß jederzeit das Netz selbst ebenso wie U Quelle von Kathodenstrahlen sein muß. Bei dieser Entstehungsweise müßte die Geschwindigkeit der mit verzögernden Kräften beobachteten Strahlen nur die ganz geringe Größe der Anfangsgeschwindigkeiten besitzen. Dies trifft auch zu. Lädt man die Hilfsplatte ss auf 4 Volt negativ, so verschwinden jene Flecke.

Die Strahlung von geringer Geschwindigkeit, welche hier nach vom Netz E stets ausgehen muß, kann bei beschleunigenden Kräften an U nicht merklich stören, denn sie wird eliminiert erstens dadurch, daß nur die Strahlen von U durch die beschleunigenden Kräfte konzentriert werden, die von E nicht, zweitens wird der durch das Netz dringende Teil des Kraftfeldes von U die Strahlung des Netzes sogar zur Rückkehr bringen und also ganz entfernen müssen.

59. Alle Strahlgeschwindigkeiten werden durch verzögernde Kräfte von genügender Größe vernichtet, ohne daß Nebenerscheinungen am Schirme bemerkbar würden. — Da der Satz Voraussetzung für späteres ist, seien die betreffenden Versuche, welche auch eine Messungsweise geringer Strahlgeschwindigkeiten bez. geringer Potentialdifferenzen mit Hilfe des Phosphoreszenzschirmes ergeben, hier mitgeteilt. Es befindet sich

das Netz NN (Fig. 1), von gleicher Beschaffenheit wie E , mit dem verzögernden Potentiale $-N$ senkrecht dem Strahle gegenübergestellt, so daß die Quanten der Reihe nach passieren:

die Teile	U	E	D	N	ϵ	Φ
deren Potentiale sind	U	0	0	$-N$	0	Φ
was die Geschwin- digkeiten gibt	V	$U+V$	$U+V$	$U+V-N_1$	$U+V$	$U+V+\Phi$

wenn V die Anfangsgeschwindigkeit ist. Für das Netzpotential N ist dabei das kleinere N_1 gesetzt, entsprechend dem Umstande, daß die endliche Maschenweite des Netzes das volle Potential N für die durchgehenden Strahlen nicht zur Geltung kommen lassen kann. Wird $N_1 \equiv U+V$, so können keine Strahlen das Netz passieren, der Schirm muß also dunkel bleiben. Dies trat ein

bei $U =$	0	100	200	1000	4000 Volt beschleunigend
mit $N =$	2,0	103	204	1022	4087 Volt verzögernd

wobei die Stromrolle jedesmal die Strahlen konzentriert hielt und $\Phi = 1500$ bis 3000 Volt beschleunigend war. Aus den letzten, großen Werten von N , gegen welche V verschwinden muß, entnimmt man, daß N_1 um 2,2 Proz. kleiner zu setzen ist als N , was nach den Ausmessungen des Netzes und beim Abstände $DN = 13$ mm etwa zu erwarten war. Aus den ersten, kleinen Werten von N folgt dann die größte, in merklicher Menge vertretene Anfangsgeschwindigkeit $V = 1,76$ Volt, in guter Übereinstimmung mit der früheren elektrometrischen Messung (22, 23).

Unterläßt man die Konzentration durch die Stromrolle, so tritt bei Gleichheit der Potentiale U und N Erhellung des ganzen Schirmes ein, offenbar als Folge der tangentialen Komponente der Anfangsgeschwindigkeit, welche in der Nähe von N wirksam werden müssen, wenn dort die normale Komponente nahe zu Null reduziert ist.

60. Feste Körper sind für die langsamen Strahlen nur in sehr geringem Maße durchlässig, entsprechend dem früher an schnellen Strahlen gewonnenen Ergebnisse, daß die Ab-

sorption mit zunehmender Ablenkbarkeit zunimmt, und zwar nahe im selben Verhältniß für feste wie für gasförmige Körper.¹⁾ — Befindet sich an dem Diaphragma D ein gewöhnliches, grün durchsichtiges, etwa 0,00007 mm dickes, fast löcherfreies Goldblatt ausgespannt, so erhält man bei Spannungen U unter 3000 Volt keine Phosphoreszenzen am Schirme. Bei $U=3000$ Volt erscheint zum erstenmal die Spur eines hellen Punktes, wenn die Stromrolle mitwirkt. Bei $U=4000$ Volt wird der Punkt deutlicher; er kann durch $\Phi=4000$ Volt zu einem recht hellen Flecke von etwa 6 mm Durchmesser verstärkt werden. Daß der Fleck trotz Konzentration durch die Stromrolle so groß ausfällt, zeigt an, daß die Strahlen das Gold unter bedeutender Zerstreuung durchsetzt haben. Dies wird unmittelbar ersichtlich bei $U=6000$ Volt, wo die durchgelassene Menge schon sehr beträchtlich ist; es erscheint dann ohne Stromrolle der ganze Schirm matt erhellt.

Mit gewöhnlichem Aluminiumblatt von etwa 0,00036 mm Dicke beobachtet man dieselben Erscheinungen. Dies Blatt ist einigermaßen löcherig; diesem Umstande dürfte der geringe, unterhalb $U=4000$ Volt zu beobachtende Durchgang zuzuschreiben sein. Erst bei $U=4000$ Volt beginnen die Phosphoreszenzen merklicher zu werden, um dann mit weiter wachsender Geschwindigkeit etwa in derselben Weise wie beim Golde rasch weiter zuzunehmen.

Obgleich das Goldblatt etwas schwerer war als das Aluminiumblatt, schien es doch ein wenig durchlässiger zu sein als dieses; es wäre danach bei geringen Geschwindigkeiten die Masse nicht mehr so bestimmend für das Absorptionsvermögen, wie bei den großen Geschwindigkeiten (vgl. 78 und 82).

II. Intensität der Phosphoreszenzwirkung von Kathodenstrahlen.

61. Es wird hier zu nachfolgender quantitativer Benutzung des Phosphoreszenzschirmes ermittelt, welche Funktion der Strahlgeschwindigkeit und der Strahldichte die Intensität des Phosphoreszenzlichtes ist. Auch in Hinsicht einer noch zu

1) P. Lenard, Wied. Ann. 56. p. 261 u. 268. 1898.

gründenden Theorie der Phosphoreszenz dürfte diese Frage von Belang sein.¹⁾

Unter Strahldichte sei dabei die Menge von reiner, materiell nicht getragener negativer Elektrizität verstanden, welche der Strahl in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit seines Querschnittes führt.

62. Zur Bemessung der Intensität des am Schirm erregten Phosphoreszenzlichtes diene als photometrisches Vergleichsfeld der vom reflektierten erregenden Lichte getroffene Teil des Phosphoreszenzschirmes selber. Es war dies möglich, weil alle benutzten Schirme mattweiße Flächen von nahe gleicher Albedo besaßen, und es bot den Vorteil, die unvermeidlichen Schwankungen der Intensität des erregenden Zinkbogenlichtes unschädlich zu machen, bis auf Schwankungen, welche das Verhältnis des sichtbaren und ultravioletten Teiles dieses Lichtes betreffen. Um den als Vergleichsfeld dienenden Teil des Schirmes von den Kathodenstrahlen und den andern Teil vom Lichte frei zu halten, war die Platte $s_1 s_2$ (Fig. 1) so angebracht, daß ihre scharfe Schattengrenze den Schirm ungefähr halbierte, und die durchs Diaphragma D kommenden Kathodenstrahlen wurden durch einen kleinen Elektromagneten soweit in den Schatten von $s_1 s_2$ gelenkt, daß ihr Phosphoreszenzfleck eben die Schattengrenze und damit auch das Vergleichsfeld berührte.

Die Versuche bestanden dann jedesmal darin, photometrische Gleichheit zwischen dem Vergleichsfelde und dem Phosphoreszenzfleck herzustellen. Dies konnte durch meßbare Abänderung einer oder mehrerer der drei Größen Helligkeit des Vergleichsfeldes, Strahlgeschwindigkeit und Strahldichte geschehen. Zu bemerken ist, daß das Vergleichsfeld durch das auffallende Licht in keinem Falle zu mehr als spurenweisem Nachleuchten erregt wurde; es wurden für gewöhnlich auch nur kurze Belichtungsdauern benutzt. Die Abstände $D s_1$ und $s_1 \phi$ betragen je 3 cm.

63. Die Phosphoreszenzintensität ist der erregenden Strahldichte proportional. — Ist durch passende Wahl der Ge-

1) Deren Beantwortung, auch Vorbedingung ist für etwaige rationelle Nutzbarmachung des durch Kathodenstrahlen erregten Phosphoreszenzlichtes.

schwindigkeit photometrische Gleichheit hergestellt, so bleibt diese bestehen, wenn die Zinkbogenlampe beliebig von der Platte U entfernt oder ihr genähert wird. Es wurden die Abstände 36 und 130 cm versucht, was einer Variation der Vergleichshelligkeit im Verhältnis von 1:13 entspricht. Da die von U ausgestrahlte Menge der wirkenden Lichtintensität proportional ist (14), ist damit der vorangestellte Satz innerhalb der Versuchsgrenzen erwiesen.

64. Die photometrische Gleichheit blieb aber auch dann bestehen, wenn das auf U fallende Licht durch rotierende Sektoren aus schwarzem Karton, also durch Intermittenz vermindert wurde, was in jedem Falle unter Anwendung so rascher Rotation geschah, daß das Auge kein Flimmern am Schirm bemerken konnte. Die Zinkbogenlampe befand sich dabei 36 cm von U entfernt und es wurde Abschwächung auf $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{10}$ und $\frac{1}{30}$ versucht. Das Resultat ungestörter photometrischer Gleichheit am Schirme zeigt an, daß durch Intermittenz erzielte Variation der Strahldichte die erregte Phosphoreszenzhelligkeit nicht anders beeinflusse, als zeitlich kontinuierliche Variation dieser Dichte. Dies wurde in der Folge benutzt; die Lichtquelle blieb stets im Abstände 36 cm von U und alle Abschwächung geschah durch rotierende Sektoren.

Sollte dabei die Strahldichte allein variiert werden, die Vergleichshelligkeit aber ungeändert bleiben, so wurden Sektoren aus dünnem klaren Glimmer benutzt, welcher für sichtbares Licht durchlässig, für ultraviolettes Licht undurchlässig ist. Vom Lichtverlust durch Reflexion am Glimmer wurde abgesehen, da dessen Einfluß die Fehlergrenze der hier vorliegenden ersten Messungen dieser Art nicht wesentlich überschreitet.

65. In Hinsicht der Phosphoreszenz bedeutet die Einflußlosigkeit der Intermittenz, daß der durch das Anklingen der Phosphoreszenz beim Beginn einer Bestrahlungsperiode bedingte Ausfall an Lichtemission kompensiert wird durch das Nachleuchten nach Aufhören der Bestrahlung. Hierzu ist indessen zu bemerken, daß jenes Anklingen sowohl als das Nachleuchten bei allen untersuchten Körpern (Nr. 1—7, Tab. XXVII) und bei allen Strahlgeschwindigkeiten oberhalb der alsbald anzugebenden Schwellengeschwindigkeit von keiner leicht merkblichen Dauer war. Es genügte die kürzeste Bestrahlungs-

dauer, welche etwa durch Momentanschluß des Stromes der Lichtquelle oder des ablenkenden Elektromagnetstromes, oder durch rasch aufeinanderfolgendes Laden und Entladen von U hervorgebracht werden konnte, um die vorher eingestellte photometrische Gleichheit zur Geltung gebracht zu sehen. Auch sank nach Unterbrechung einer längeren Bestrahlung die Intensität des Phosphoreszenzlichtes ohne merklichen Übergang auf den verhältnismäßig geringfügigen Betrag zurück, den sie dann längere Zeit hindurch noch beibehielt.

66. Um die Abhängigkeit der Phosphoreszenzhelligkeit von der Strahlgeschwindigkeit festzustellen, wurden die Geschwindigkeiten aufgesucht, welche mit verschiedenen Strahlendichten gleiche Helligkeit, nämlich die des Vergleichsfeldes ergaben. Die folgende Tabelle enthält zunächst die Resultate für den weiterhin mit Nr. 1 bezeichneten, am meisten benutzten Phosphor.

Tabelle XXIII.

Nr. 1. CaS , Bi , $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$. $\lambda_{\text{max.}} = 455 \cdot 10^{-6} \text{ mm.}^1)$

H	Q	U	Φ	$U + \Phi = v$	$v - 300$	$\frac{(v - 300)}{H} Q = C$
		Volt	Volt	Volt	Volt	Volt
1	1	1490	-1000	490	483	183
1	1	2510	-2000	510		
1	1	2520	-2000	520		
1	1	3410	-3000	410		
1	$\frac{1}{2}$	2680	-2000	680	680	380
$\frac{1}{2}$ ²⁾	$\frac{1}{4}$ ²⁾	2730	-2000	730	730	430
1	$\frac{1}{4}$	3050	-2000	1050	1050	750
1	$\frac{1}{10}$	1900	0	1900	1950	165
1	$\frac{1}{10}$	2900	-1000	1900		
1	$\frac{1}{10}$	4050	-2000	2050		

Mittel: $C = 188$

Es bedeutet H die Helligkeit des Vergleichsfeldes, volle, unverminderte Helligkeit desselben zur Einheit genommen,

1) Vgl. V. Klatt u. P. Lenard, Wied. Ann. 38. p. 98. 1889.

2) 180° schwarzer Karton, 90° Glimmer, 90° frei.

Q die Strahlendichte, ebenfalls mit deren vollem, durch Sektoren nicht vermindertem Betrage als Einheit, U wie stets die Strahlggeschwindigkeit von E bis zu ϵ hin; negative Werte von Φ bedeuten verzögernde Potentiale des Schirmes, $U + \Phi = v$ ist die Geschwindigkeit, mit welcher die Strahlen den Schirm treffen.

Die letzte Kolumne der Tabelle zeigt das Resultat, daß bei gleichbleibender Strahldichte die Phosphoreszenzhelligkeit proportional ausfällt der um 300 Volt verminderten Strahlggeschwindigkeit; denn die Größe $(v - 300)Q/H$ erweist sich als konstant, soweit die Genauigkeit geht. Die Phosphoreszenzhelligkeit ist danach gegeben durch die Gleichung

$$(2) \quad H = \frac{1}{C} \cdot Q(v - v_0).$$

Es werde $1/C$ die Intensitätskonstante, und v_0 die Schwellengeschwindigkeit des betreffenden Körpers genannt. Die erstere beträgt für den oben benutzten Körper im Mittel $1/188$, die letztere 300 Volt.

67. Unterhalb der Schwellengeschwindigkeit verliert die Gleichung (2) ihre Bedeutung; für den Grenzfall $v = v_0$ sagt sie aus, daß Strahlen von Schwellengeschwindigkeit auch bei beliebig großer Dichte den Körper dunkel lassen. Führt man den entsprechenden Versuch aus, indem man große Strahldichte durch Anwendung der konzentrierenden Stromrolle R (56) hervorbringt, so findet man, daß unterhalb der Schwellengeschwindigkeit etwas Neues eintritt. Der Schirm bleibt nämlich bei kurzer Dauer der Betrachtung allerdings phosphoreszenzfrei; bald bemerkt man jedoch das allmähliche Hervortreten eines Phosphoreszenzfleckes, dessen Helligkeit so lange noch weiter anwächst, bis sie einen konstant bleibenden Maximalwert erreicht hat. Dieser Endwert der Helligkeit ist gering im Verhältnis zu den Helligkeiten, die über der Schwellengeschwindigkeit auch bei kleinen Strahldichten ohne merkliche Verspätung erscheinen (65). Die Endhelligkeit fällt um so geringer aus, und sie erscheint zugleich mit um so größerer Verspätung, je tiefer v unter v_0 liegt. Bei $v = 10$ Volt war der Phosphoreszenzfleck eben noch sichtbar und es vergingen 10 Sek. bis zu seinem vollen Erscheinen; bei $v = 6$ Volt

war auch nach 30 Sek. nichts zu sehen. Daß im letzteren Falle reichliche Strahldichte wirklich vorhanden war, beweist das sofortige intensive Erscheinen des Fleckes bei Anwendung genügender beschleunigender Kraft an Φ (vgl. 56).

Das Nachleuchten ist auch bei Erregung unter der Schwellengeschwindigkeit nur von kurzer Dauer; die Farbe des Phosphoreszenzlichtes war in allen Fällen, wo die geringe Intensität Unterscheidung derselben zuließ, dieselbe, wie bei der intensiveren Erregung über der Schwellengeschwindigkeit. Einer der untersuchten Körper, Uranglas, war unter Schwellengeschwindigkeit überhaupt nur spurenweise erregbar.

Offenbar bestehen die Erregungen durch Strahlen über bez. unter Schwellengeschwindigkeit in zwei voneinander verschiedenen Vorgängen. Charakteristisch ist es für die erste Art der Erregung, daß sie ohne sichtbare Verspätung volle Helligkeit liefert, deren Betrag innerhalb gewisser Grenzen (vgl. 70) der Gleichung (2) folgt. Nur diese Erregungsart kommt für die Zwecke der gegenwärtigen Arbeit in Betracht.

68. An verschiedenen phosphoreszenzfähigen Körpern ergaben sich die folgenden Resultate (Tab. XXIV), wobei stets volle Helligkeit, $H = 1$, des Vergleichsfeldes benutzt worden war. Zur Ermittlung der Schwellengeschwindigkeit v_0 dienten beide Wege¹⁾, welche nach dem Vorhergehenden offen stehen. Erstens nämlich wurde durch Variation von U und Φ bei großer Strahldichte diejenige kleinste Strahlgeschwindigkeit aufgesucht, welche ohne merkliche Verspätung einen Phosphoreszenzfleck erscheinen ließ; zweitens wurde durch Rechnung aus den in der Tabelle enthaltenen Versuchsdaten Q und v derjenige Wert von v_0 ermittelt, welcher das Produkt $(v - v_0)Q$ der Konstanz am nächsten brachte. Die beiden Wege führten in keinem Falle zu widersprechenden Resultaten, doch mußte der erstgenannte weniger befriedigend sein, da in der Nähe von v_0 die zu beobachtenden Momentanhelligkeiten der Null nahe kommen. Die Konstanz des genannten Produktes, also der Anschluß an Gleichung (2) war überall so weit herstellbar, als die Genauigkeit der photometrischen Resultate geht und die vierten Spalten der Tabellen zeigen.

1) Ausgenommen beim Uranglase.

Tabelle XXIV.

Q	U	$U + \Phi = v$	$(v - v_0) Q = C$	Q	U	$U + \Phi = v$	$(v - v_0) Q = C$
Nr. 2. $\text{CaS, Mn, Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$. $\lambda_{\text{max.}} = 611 \cdot 10^{-6} \text{ mm.}^1)$ $v_0 = 1000 \text{ Volt.}$				Nr. 5. $\text{SrS, Bi, Na}_2\text{SO}_4$. ⁴⁾ $v_0 = 2500 \text{ Volt.}$			
	Volt	Volt	Mittel		Volt	Volt	Mittel
1	2000	1570	570	1	3600	3600	1100
$\frac{1}{2}$	2300	2200	600	$\frac{1}{2}$	2600	4600	1050
$\frac{1}{4}$	3180	3180	545	$\frac{1}{4}$	4000	7100	1150
} 572				} 1100			
Nr. 3. $\text{CaS, Cu, Na}_2\text{SO}_4$. $\lambda_{\text{max.}} = 511 \cdot 10^{-6} \text{ mm.}^2)$ $v_0 = 1170 \text{ Volt.}$				Nr. 6. $\text{ZnS nach Henry.}^5)$ $v_0 = 1700 \text{ Volt.}$			
	Volt	Volt	Mittel		Volt	Volt	Mittel
1	2550	1550	380	1	2050	2050	350
$\frac{1}{2}$	1950	1950	390	$\frac{1}{2}$	2450	2450	374
$\frac{1}{4}$	2750	2750	395	$\frac{1}{4}$	3450	3450	438
$\frac{1}{10}$	3000	5020	385	$\frac{1}{10}$	3000	4700	300
} 388				} 366			
Nr. 4. $\text{CaS, Cu.}^3)$ $v_0 = 1900 \text{ Volt.}$				Nr. 7. $\text{Uranglas.}^6)$ $v_0 = 5800 \text{ Volt.}$			
	Volt	Volt	Mittel		Volt	Volt	Mittel
1	3000	3000	1100	1	10 000	14 000	8200
$\frac{1}{2}$	3000	4100	1100				
$\frac{1}{4}$	4000	6200	1075				
} 1092							

Die Tab. XXV faßt die beiden Konstanten C und v_0 für sämtliche untersuchten Körper zusammen; hinzugefügt sind gelegentlich anderer Beobachtungen schätzungsweise gewonnene

1) V. Klatt u. P. Lenard, Wied. Ann. **38**. p. 99. 1889.

2) l. c. p. 96.

3) Aus denselben Materialien und in gleicher Weise bereitet wie Nr. 3, jedoch ohne den Zusatz; daher ohne das lange Nachleuchten bei Erregung mit Licht (vgl. V. Klatt u. P. Lenard, l. c.). Phosphoreszenzfarbe grün, wie bei Nr. 3.

4) Dieser Phosphor gehört einer noch unveröffentlichten Fortsetzung der zitierten Arbeit an; ich verdanke ihn Hrn. V. Klatt. Phosphoreszenzfarbe grüngelb; intensiv und lange nachleuchtend, wenn mit Licht erregt.

5) Käufliches Präparat.

6) Grob gepulvert (vgl. 51).

Ermittelungen der Schwellengeschwindigkeit zweier oft benutzten Körper.

Tabelle XXV.

Nr.	Substanz	C	v_0
1	CaS, Bi, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$	500 ¹⁾	300 Volt
2	CaS, Mn, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$	572	1000 „
3	CaS, Cu, Na_2SO_4	388	1170 „
4	CaS, Cu	1092	1900 „
5	SrS, Bi, Na_2SO_4	1100	2500 „
6	ZnS Henry	366	1700 „
7	Uranglas	8200	5800 „
8	Thüringer Glas	—	ca. 6000 „
9	{ Pentadecylparatolyl- keton }	—	ca. 4000 „

Die Tabelle läßt keinen unmittelbaren Zusammenhang der Konstanten C und v_0 mit der Dauer des durch Belichtung erregbaren Nachleuchtens der betreffenden Körper erkennen. Nr. 5 beispielsweise besitzt die Fähigkeit solchen Nachleuchtens in außerordentlichem Maße; seine Intensitätskonstante ist dabei kaum verschieden von der des nur phosphoroskopisch merklich nachleuchtenden Präparates Nr. 4.

Zum Zweck des Nachweises langsamer Kathodenstrahlen zeigt die Tabelle das Präparat Nr. 1 als das geeignetste; dasselbe verbindet mit kleiner Schwellengeschwindigkeit eine verhältnismäßig hohe Intensitätskonstante $1/C$ und ist daher im vorliegenden auch vorzugsweise benutzt worden.

69. Zur Beurteilung der Energieverhältnisse bei der Phosphoreszenzerregung durch Kathodenstrahlung sind die in Tab. XXV benutzten willkürlichen Einheiten (66) durch bekannte Einheiten zu ersetzen. Die Einheit der Strahldichte wurde durch elektrometrische Beobachtung der von Ψ in der Zeiteinheit aufgenommenen Elektrizitätsmenge unter Berücksichtigung des Durchmessers des Phosphoreszenzfleckes (55)

1) Dieser Wert ist hier durch Erhöhung von 188 (Tab. XXIII) auf 500 auf gleiche Einheit mit den übrigen Werten C gebracht. Es lag zwischen der Beobachtung von Nr. 1 und der von Nr. 2—7 ein Zeitraum von 6 Monaten, während dessen die Wirksamkeit der Rußfläche U stark abgenommen hatte (vgl. 89).

zu $0,57 \cdot 10^{-10}$ Coul./sec. cm² bestimmt. Die benutzte Einheit der Helligkeit ist gleich $2,2 \cdot 10^{-6}$ Hefnereinheiten/cm² zu setzen, was sich daraus ergibt, daß eine Amylacetatlampe in 6 m Abstand von einem der benutzten Phosphoreszenzschirme aufzustellen war, um seine Beleuchtung gleich der des Vergleichsfeldes bei $H = 1$ erscheinen zu lassen.¹⁾

Hiernach ist die Phosphoreszenzhelligkeit in Hefnereinheiten pro Quadratcentimeter gegeben durch

$$(3) \quad H = 3900 \frac{Q}{C} (v - v_0),$$

wenn Q in Ampères pro cm², v und v_0 in Volt gerechnet werden und C seinen Wert wie in Tab. XXV behält. $Q \cdot v$ ist die gesamte, in Form von Kathodenstrahlen dem Schirm zugeführte elektrische Energie, $Q(v - v_0)$ der zur Lichterzeugung verfügbare Teil derselben. Beträgt dieser Teil, welcher bei Körpern mit kleinem v_0 leicht der gesamten Energie nahe gleich werden kann, 1 Watt, so gibt Gleichung (3) $3900/C$ Hefnereinheiten als Lichteffect. Für die stärker erregbaren Körper der Tab. XXV ist C nahe gleich 400, der Lichteffect für 1 Watt also rund 10 Hefnereinheiten.

Dieser Effect übertrifft weit den sämtlicher anderen Lichterzeugungsweisen; eine elektrische Glühlampe liefert beispielsweise nur etwa 0,3 Hefnereinheiten für 1 Watt. Die Energie der sichtbaren Lichtstrahlung der Hefnerlampe, bezogen auf 1 cm² in 1 cm horizontalem Abstand beträgt nach Tumlriz²⁾

1) Das Vergleichsfeld, Schirm mit Nr. 1, befand sich dabei wie stets im Rohre, der von der Hefnerlampe beleuchtete Schirm, mit Nr. 1 oder 2, außerhalb dicht daneben; Glas und Drahtnetz in gleicher Beschaffenheit wie am Rohre waren zwischen ihn und das Auge gesetzt. Zu bemerken ist, daß der Schirm nur einen Teil des auf ihn fallenden Lichtes der Hefnerlampe zurückstrahlen wird, entsprechend seiner Albedo, ebenso wird er aber auch bei seiner Erleuchtung durch Kathodenstrahlen nur einen Teil des in ihm erregten Phosphoreszenzlichtes nach außen strahlen, und da in beiden Fällen die äußere Oberfläche als Lichtquelle wirkt, wird es in beiden Fällen auch nahe derselbe Teil sein müssen. Dem entsprechend wurde eine Albedo nicht in Rechnung gesetzt und es bedeutet danach H in Gleichung (3) die gesamte, unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen gelieferte Lichtmenge, ohne Rücksicht darauf, wieviel davon nach außen gelangt.

2) O. Tumlriz, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 98. IIa. p. 848. 1889.

(1,226 Milliamp.)² . 1 Ohm, nach K. Ångström $20,6 \cdot 10^{-9}$ g-Cal./sec¹); danach wäre 1 Watt = 5,3 bez. 8,6 Hefnereinheiten zu setzen. Die nächstliegende Deutung des hier gefundenen höheren Betrages von 10 Hefnereinheiten ist diese, daß die spektrale Energieverteilung des Phosphoreszenzlichtes eine andere ist als die des Lichtes der Hefnerlampe. Die erstere Strahlung hat ihr Maximum im Innern des sichtbaren Spektralgebietes, die letztere an der äußersten Grenze desselben; es muß daher bei gleichem Energieinhalt beider Strahlungen die erstere dem Auge notwendigerweise heller erscheinen als die letztere. Demnach wäre kein Überschuß, sondern nur eine nahe vollkommene Umwandlung elektrischer Energie in die von sichtbarem Licht zu konstatieren.

70. Wenn die Phosphoreszenzhelligkeit durch intensive Bestrahlung zu sehr hohen Werten gesteigert wird, ist ein Zurückbleiben derselben hinter Gleichung (3) zu erwarten; denn die Erfahrung zeigt, daß in Entladungsröhren zwar große Phosphoreszenzhelligkeiten erzielt werden können, nicht ohne daß aber auch große Erwärmung eintritt. Messungen hierüber liegen von Hrn. E. Wiedemann vor.²) Fraglich bleibt in Entladungsröhren, welcher Teil der Erwärmung etwa der Wirkung im Entladungsprozeß bewegter Gasmoleküle zuzuschreiben sei.

Ich habe deshalb einige der vorbenutzten phosphoreszenzfähigen Körper auch am Aluminiumfenster einer Entladungsröhre untersucht. Die mit dem Körper überzogene Fläche stand vertikal und unter 45° zur Fensternormalen geneigt; die eine Hälfte derselben sollte von den Kathodenstrahlen erregt, die andere durch eine Hefnerlampe beleuchtet werden, deren Licht streifend zur Fensterwand, also ebenfalls unter 45° zum Schirm einfiel. Ein aufgelegtes Glimmerblatt schützte die zu beleuchtende Hälfte vor Kathodenstrahlen, ein schattenwerfender Schirm die andere Hälfte vor dem Licht der Hefnerlampe. Die vertikale Trennungslinie, in welcher beide Hälften sauber aneinander grenzten, schnitt die Fensternormale im Abstände 0,90 cm vom Fenster selbst. Dieser Schnittpunkt wurde beobachtet. Die Abstände der Hefnerlampe von jenem

1) K. Ångström, Soc. Roy. de Sc. d'Upsala 3. p. 1. 1903.

2) E. Wiedemann, Wied. Ann. 66. p. 61. 1898.

Punkte, bei welchen photometrische Gleichheit der beiden Hälften dortselbst eintrat, sind in Tab. XXVI unter r verzeichnet. Die Sicherheit der photometrischen Einstellungen wurde bei den verhältnismäßig großen Helligkeiten durch die Farbenungleichheit der beiden Felder sehr beeinträchtigt, es sind daher nur abgerundete Zahlen angegeben.

Das Entladungsrohr war mit einer Influenzmaschine verbunden. Um Strahlen von bekannter Geschwindigkeit zu haben, wurde die Luftverdünnung im Rohre so gehalten, daß die magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen im Rohre ebenso groß ausfiel wie die, welche bei Wiederherstellung der Bedingungen früherer Versuche¹⁾ eintrat, in welchen die Strahlgeschwindigkeit zu $v = 0,70 \cdot 10^{10}$ cm/sec = 25000 Volt gemessen worden war. Zur Ermittlung der Strahldichte wurde in besonderen Versuchen die entladende Wirkung der Strahlen in Luft gemessen. Es ergab sich, daß von einer in 14 mm Abstand vom Fenster aufgestellten, mit einem Elektroskop und einer Leydener Flasche verbundenen Metallplatte bei Anwendung der gleichmäßig rotierenden Influenzmaschine in 10,0 Sek. dieselbe Elektrizitätsmenge entladen wurde, wie durch 43 Schläge des in den erwähnten früheren Versuchen benutzten Induktatoriums, für welches die Strahldichte aus Versuchen im äußersten Vakuum bekannt ist.²⁾ Hiernach wird die in den gegenwärtigen Versuchen vorhandene Strahldichte zu $150 \cdot 10^{-10}$ Coul. pro Sek. berechnet³⁾, treffend auf 1 cm² in 0,90 cm Abstand vom Fenster im Vakuum. In Luft von Atmosphärendruck gelangt hiervon nur der Bruchteil $e^{-0,90\alpha} = 0,076$ ⁴⁾ ans Ziel, d. i. $11 \cdot 10^{-10}$ Coul./sec. cm² = Q .

Mit diesen Werten von v und Q und den Konstanten C und v_0 der Tab. XXV sind die hierunter in der letzten Ko-

1) P. Lenard, Wied. Ann. 64. p. 287. 1898.

2) $0,27 \cdot 10^{-10}$ Coul. pro Schlag auf 0,13 cm² in 8 cm senkrechtem Abstand vom Fenster. P. Lenard, Wied. Ann. 64. p. 282. 1898.

3) Zu berücksichtigen waren Durchmesser und Dicke des Aluminiumfensters. Dieselben betrug in den früheren Versuchen (l. c. p. 280) 1,7 bez. 0,003 mm, in den gegenwärtigen 1,25 bez. 0,0044 mm, was mit dem Absorptionsvermögen 7000 cm^{-1} des Aluminiums 0,20 als Faktor zur Strahldichte liefert.

4) $\alpha = 3 \text{ cm}^{-1}$, P. Lenard, Wied. Ann. 56. p. 261. 1895.

lumne verzeichneten Helligkeiten H nach Gleichung (3) berechnet; daneben stehen die aus den beobachteten Abständen r folgenden Helligkeiten $1/4 \pi r^2$.

Tabelle XXVI.

Nr.	Substanz	r	Helligkeit	
			beob.	ber.
			$1/4 \pi r^2$	H
			10-6 Hefereinheiten	
			cm^2	
1	CaS, Bi, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$	200	2,0	220
2	CaS, Mn, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$	50	32	180
3	CaS, Cu, Na_2SO_4	200	2,0	270
4	CaS, Cu	400	0,50	92
6	ZnS nach Henry	100	8,0	280
7	Uranglas	500	0,32	1,0

Man sieht, daß die beobachtete Helligkeit in allen Fällen zurückblieb hinter der berechneten, und also auch für die Körper Nr. 1, 2, 3, 6 hinter der nahe vollständigen Energieumwandlung (69), jedoch bei den verschiedenen Körpern in sehr verschiedenem Maße.¹⁾ Bemerkenswert ist, daß absolut die größte, relativ sehr große Helligkeit derjenige Körper zeigt, welcher die größte Menge des in ihm wirksamen Metalles²⁾ enthält, nämlich Nr. 2 mit 3 Proz. Manganoxidgehalt. Nr. 1 bez. 3 und 4 enthalten nur zehntel bez. hundertstel Prozente des betreffenden wirksamen Metalles. Bei Nr. 3 und 4, welche gleichen Kupfergehalt haben, ist die beobachtete Helligkeit nahe der gleiche Bruchteil der berechneten. Das Uranglas Nr. 7 enthielt etwa 0,5 Proz. Uranoxyd³⁾, es ergab absolut geringe, relativ aber große Lichtstärke.

1) Bei Nr. 1, mit blauem Phosphoreszenzlicht, muß das Purkinje'sche Phänomen dahin mitgewirkt haben, den Körper bei größeren Intensitäten relativ zu dunkel erscheinen zu lassen.

2) Vgl. V. Klatt u. P. Lenard, l. c.

3) Für die Bewerkestellung der Analyse des Glases im hiesigen chemischen Institut bin ich meinen Kollegen, den Herren Geh.-Rat Claisen und Prof. Biltz, zu Dank verpflichtet.

III. Sekundäre Entstehung von Kathodenstrahlen in Gasen.

71. Daß Kathodenstrahlen die Luft leitend machen, habe ich durch frühere Versuche unter Bedingungen gezeigt, welche die Mitwirkung fremder elektrischer Kräfte völlig ausschlossen.¹⁾ Es war für diese Wirkung der Strahlen gleichgültig, ob sie den als Prüfmittel für die Leitfähigkeit der Luft benutzten geladenen Körper oder auch andere feste Körper der Umgebung trafen, oder ob nicht²⁾, so daß die Annahme einer unmittelbaren Wirkung der Strahlen auf die Luft selbst als nächstliegend übrig blieb.

Hiervon ausgehend hat Hr. McLennan die Wirkung in verschiedenen Gasen bei verschiedenen Drucken untersucht³⁾, mit dem Resultate, daß die durch Kathodenstrahlen hervorzu-rufende maximale Leitfähigkeit, oder, nach der Anschauung über die Elektrizitätsleitung in Gasen, welche inzwischen sich entwickelt hatte, die Zahl der positiven und negativen Elektrizitätsträger, welche im Gase durch die Kathodenstrahlen erzeugt werden, proportional sei der Dicke des Gases, unabhängig von dessen chemischer Natur. Hiernach lag es nahe, die Trägererzeugung mit der Absorption der Strahlen im Gase in Verbindung zu bringen, denn von letzterer war jene Proportionalität mit der Gasdichte bereits bekannt.⁴⁾

Dennoch erscheint es nicht angängig anzunehmen, daß die Trägererzeugung bei der Absorption der Strahlen stattfindet dergestalt, daß die erzeugten Träger von denjenigen Gas-molekülen stammten, welche Strahlquanten an sich genommen haben. Denn die Zahl der erzeugten Träger übersteigt in genügend dichten Gasen außerordentlich die Zahl der absorbierten Strahlquanten. Letzteres folgt schon aus den ersterwähnten Versuchen am Aluminiumfenster, in welchen trotz des Überschusses an negativen Trägern, der infolge der Absorption der Strahlquanten in der Luft vorhanden sein muß, keinerlei Unipolarität des Leitvermögens der Luft zum Vorschein kam.⁵⁾

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

2) P. Lenard, Wied. Ann. 63. p. 254. 1897.

3) McLennan, Phil. Trans. A. 194. p. 1. 1900.

4) P. Lenard, Wied. Ann. 56. p. 255. 1895.

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

Auch die Resultate der neueren Untersuchungen Hrn. Duracks fielen dementsprechend aus. Derselbe findet¹⁾, daß von einem Kathodenstrahlquantum bei der Geschwindigkeit $0,4 \cdot 10^{10}$ cm/sec auf je 1 cm Strahllänge in Luft von 1 mm Druck etwa 0,4 Trägerpaare erzeugt werden. Es würden danach, der Dichte proportional gerechnet, in Luft von gewöhnlichem Druck 304 Trägerpaare durch je ein Strahlquantum erzeugt werden, welches, wie am Fenster einer Entladungsröhre geschieht, den Weg von 1 cm zurücklegt, ohne absorbiert worden zu sein. Daß Wege von solcher Länge überhaupt möglich sind, führt, wie früher schon auseinandergesetzt (41), notwendigerweise zu der Vorstellung, daß die Strahlquanten das Innere der Gas-moleküle durchqueren können, und zwar findet bei genügender Strahlgeschwindigkeit eine sehr große Zahl solcher Durchquerungen statt²⁾, ehe dabei sehr merkliche Krümmung des Strahles eintritt, und eine noch größere weitere Zahl von Molekülen wird im Mittel durchfahren, ehe Festlegung des Strahlquants an ein Molekül, d. i. Absorption eintritt. Als eine Wirkung dieser Durchquerungen wird man dem vorhergehenden nach die Trägerbildung ansehen können.

Den letzteren Vorgang selbst, nämlich die Entstehung positiver und negativer Träger in gleicher Zahl aus ursprünglich unelektrischen Molekülen, hat man gewöhnlich als Spaltung der Moleküle bezeichnet. Dem entspricht allerdings das Endresultat des Vorganges, denn die Träger sind, ihren Wandergeschwindigkeiten nach, Atome oder Atomgruppen, geladen mit je einem Elementarquantum positiver oder negativer Elektrizität.³⁾ Die der Theorie der Elektrolyse entnommene Vorstellung der Molekülspaltung führt jedoch zu besonderen Schwierigkeiten bei einatomigen Gasen, wie Argon, welche erfahrungsmäßig durch die bei anderen Gasen wirksamen Mittel⁴⁾ ebenfalls zu Leitern der Elektrizität werden können. Wohl aus diesem Grunde ist meistens die Möglichkeit offen gelassen, manchmal auch als besondere Hypothese hingestellt worden,

1) J. J. E. Durack, Phil. Mag. (6) 4. p. 29. 1902.

2) 5000 in dem l. c. berechneten Beispiele.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 46. p. 518. 1898; 48. p. 557. 1899; (6) 5. p. 346. 1903.

4) Auch durch Kathodenstrahlen, wie weiter unten (85) gezeigt wird.

daß die Trägerbildung in der Abtrennung elektrischer Elementarquanten aus den Atomen selber bestehe.

72. Die Anwendung des Phosphoreszenzschirmes ergibt Erscheinungen, welche geeignet sind, der Weiterentwicklung jener Vorstellungen Anhalt zu geben. Die Erscheinungen werden am einfachsten zu beschreiben sein, wenn wir den Vorgang der Trägerbildung in zwei Stadien zerlegen. Das erste Stadium kann als sekundäre Kathodenstrahlung des durchstrahlten Gases bezeichnet und dahin gedeutet werden, daß die einfallenden Strahlen, welche wir primär nennen wollen, aus Molekülen bez. Atomen, welche sie durchqueren, neue, sekundäre Strahlquanten austreiben können. Das zweite Stadium bestünde in der Absorption der sekundären Strahlen, deren Geschwindigkeit sich als verhältnismäßig gering ergibt, im umgebenden Gase.

73. Zur Beobachtung der Ausbreitung langsamer Kathodenstrahlen in Gasen werde das Diaphragma D (Fig. 1) und dahinter der Metallschirm $s_1 s_2$ benutzt (wie in 62), dessen Kante s_1 jetzt bis zur Achse des Strahles vorgeschoben sei, so daß er die Hälfte des Phosphoreszenzschirmes vom reflektierten Lichte sowohl wie auch von den Kathodenstrahlen frei hält. Diese Hälfte bleibt dementsprechend völlig dunkel; die geradlinige Grenze des Schattens von $s_1 s_2$ ist bei den Abständen $D s_1 = 2,3$ cm und $s_1 \Phi = 2,8$ cm sehr scharf. Es betrage zunächst die Strahlgeschwindigkeit $U = 2000$ Volt und es befinde sich Luft von 0,033 mm Druck im Rohre.

Solange Φ ungeladen ist, wird kein Einfluß des Gases merklich; wird jedoch Φ positiv geladen, so tritt matte Erhellung der ganzen beschatteten Hälfte des Schirmes ein. Das Fehlen dieser Erhellung bei ungeladenem Schirme beweist, daß sie nicht etwa von stark diffus verlaufenden primären Strahlen stammt, denn solche würden bei ihrer Geschwindigkeit von 2000 Volt den Schirm unmittelbar erhellt haben (Nr. 1, Tab. XXV, $v_0 = 300$ Volt); vielmehr ist das Vorhandensein fremder, diffuser, sekundärer Strahlung von geringer Geschwindigkeit im Gase angezeigt. Dem entspricht auch der Ausfall der weiteren Versuche (74—76, 79—81).

74. Zunächst wächst die Erhellung des Schattens, wenn die primäre Strahlgeschwindigkeit von 2000 auf 3000 und

4000 Volt steigt; diffuse Ausbreitung im Gase würde dabei abnehmen.¹⁾

Wird zweitens ein kleiner Elektromagnet, dessen Polverbindungsline mit der Schattengrenze am Schirm zusammenfällt, allmählich erregt, so wandert der Phosphoreszenzfleck des primären Strahles als helles Segment in den Schatten; viel stärker als der Fleck wird aber das diffuse Licht am Schirme fortgeschoben, so daß der Anblick des Schirmes jetzt bei $U=4000$, $\Phi = 1500$ Volt Fig. 2 entspricht (dunkel für hell) und an dem stärker abgelenkten Schweif unmittelbar die geringere Geschwindigkeit der sekundären Strahlung zeigt. Der Schweif verschwindet und das helle Segment bleibt allein, sobald der Schirm entladen wird.

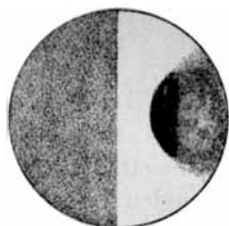


Fig. 2.

Da langsame Strahlen in Gasen stark absorbiert werden, müssen negative Träger vorhanden sein. Nun würden Luftmoleküle als solche Träger einzelner oder auch sehr vieler Elementarquanten unter dem gleichzeitigen Einflusse der in der Nähe des Schirmes wirkenden, aufeinander senkrecht stehenden elektrischen²⁾ und magnetischen Kraft sehr viel weniger von der letzteren beeinflußt werden als selbst schnelle Kathodenstrahlen³⁾, so daß die Träger zwischen der Schattengrenze und dem segmentförmigen Fleck auf dem Schirm zu erwarten wären. Gerade dort bleibt derselbe aber am dunkelsten. Dies zeigt, daß er für negative Träger unempfindlich ist.⁴⁾

Bei den geringeren Geschwindigkeiten $U = 3000$ und 2000 Volt unterscheidet sich der Anblick des Schirmes von Fig. 2 nur erstens durch geringere Helligkeit der Erscheinung,

1) P. Lenard, Wied. Ann. 51. p. 265. 1894.

2) Als solche kommt hier auch der durch ϵ dringende Teil des Feldes von Φ in Betracht (54).

3) Es folgt die aus den von Hrn. E. Riecke entwickelten Bewegungsgleichungen (Ann. d. Phys. 4. p. 382. 1901).

4) Man wird die Unempfindlichkeit des Phosphoreszenzschirmes für Träger nicht absolut, sondern nur für die hier in Betracht kommenden Verhältnisse und relativ zu seiner Empfindlichkeit für Quanten behaupten dürfen. Daß im besonderen positive Träger einige, wenn auch schwache Phosphoreszenzwirkung auszuüben vermögen, zeigen die Kanalstrahlen.

eine Folge der zunehmenden Absorption der primären Strahlen im Gase (vgl. 82), und zweitens durch verwaschenere Begrenzung des segmentförmigen Fleckes, was zunehmend diffusem Verlauf der Primärstrahlen zuzuschreiben ist (vgl. 78).

Durch stärkere Erregung des Magneten gelingt es in allen Fällen leicht, den Schatten von allem Phosphoreszenzlicht zu befreien; Andeutungen einer Wirkung etwa sehr wenig abgelenkter Träger wurden auch hierbei nicht bemerklich.

Zu bemerken ist noch, daß eine sehr matte Erhellung des Schattens, stärker ablenkbar als der primäre Fleck, unter günstigen Umständen auch im gasfreien Raume zu beobachten war. Es ist kaum zu bezweifeln, daß dieselbe einer Sekundärstrahlung des Dampfresiduums zuzuschreiben sei, denn Trägerbildung in diesem Residuum ist in früheren Versuchen nachweisbar gewesen (45).

75. Durch eine seitlich neben dem primären Strahl angebrachte kleine Platte, welche positiv geladen werden konnte, gelang es auch, die sekundären Strahlen aus dem primären herauszuziehen. Die Platte war phosphoreszenzfähig gemacht; sie leuchtete auf, sobald sie geladen wurde. Die Ladung mußte zwar die Schwellengeschwindigkeit des betreffenden Phosphors überschreiten, bewirkte dabei jedoch nur eine sehr geringe Ablenkung des primären Strahles, was wieder die relative Kleinheit der sekundären Geschwindigkeiten anzeigt.

76. Zu Versuchen, welche zugleich über die Größe der Trübung der Gase für langsame Strahlen Aufschluß geben, wurde an die Stelle des Schirmes $s_1 s_2$ ein zweites Diaphragma mit nur 2,5 mm Öffnungsdurchmesser gesetzt. Es entsteht dann ein zentraler, kleiner, heller Fleck auf dem Schirm, welcher 3 cm vom zweiten Diaphragma entfernt sich findet. In dem kleinen Fleck treffen reflektiertes Licht und der Kathodenstrahl zusammen. Der Magnet trennt beide voneinander, so daß dann der Fleck des Kathodenstrahles auf dunklen Grund fällt. Es sei Luft von 0,01 mm Druck vorhanden.¹⁾

Bei hohen Geschwindigkeiten, $U = 4000$ oder auch 2000 Volt, tritt nichts Neues auf; der abgelenkte primäre Fleck zeigt bei

1) Die angewandten Gasdrucke blieben in allen Fällen weit unter der Grenze, bei welcher die Kräfte an U oder Φ ohne Licht hätten Entladungserscheinungen hervorrufen können.

fast völlig scharfer Begrenzung einen diffus verbreiteten, weniger hellen Schweif nach der mehr abgelenkten Seite zu, welcher nach dem Vorhergehenden der sekundären Strahlung zuzuschreiben ist.

Bei geringeren Strahlgeschwindigkeiten tritt die sekundäre Strahlung mehr und mehr zurück, dafür die diffuse Ausbreitung der primären Strahlen in den Vordergrund. Bei $U = 1000$ Volt zeigt der primäre Fleck schon sehr verwaschene Begrenzung auch nach der weniger abgelenkten Seite zu. Bei $U = 500$, 200, 100 Volt bildet sich ein mehr und mehr an Umfang gewinnender Hof um den primären Fleck aus, zentrisch ihn umgebend, also Strahlen von nahe oder ganz unverminderter Ablenkbarkeit enthaltend; der einseitige Schweif verschwindet zugleich mehr und mehr. Bei $U = 100$ Volt hat der Hof den primären Fleck fast aufgezehrt¹⁾; hierbei mußte $\Phi = 4000$ Volt gemacht werden, um Fleck wie Hof genügend sichtbar zu erhalten. Im gasfreien Raum hat unter gleichen Umständen der Fleck seine volle Größe und vom Hof sind nur Spuren zu sehen.

Die Größe der magnetischen Ablenkung des primären Strahles war im gasfreien Raum schätzungsweise bis auf $\frac{1}{10}$ ihres Wertes die gleiche wie in Luft von 0,01 mm Druck, geprüft bei $U = 200$ und 2000 Volt.²⁾

77. Der diffuse Verlauf langsamer Strahlen kann auch mit Hilfe der konzentrierenden Stromrolle verfolgt werden,

1) Vgl. dieselbe Erscheinung bei schnellen Strahlen (Wied. Ann. 51. p. 260 u. 266. 1894).

2) Dies entspricht dem früher bei schnellen Strahlen Festgestellten (Wied. Ann. 52. p. 23. 1894). Es sei bemerkt, daß die damaligen Messungen, wie aus den l. c. angegebenen Daten und der späteren Geschwindigkeitsbestimmung (Wied. Ann. 64. p. 287. 1898) folgt, den Schluß zulassen, daß die Strahlen von 25000 Volt Geschwindigkeit bei Durchlaufung eines Weges von 10 cm in Luft von 31 mm Druck keine 3000 Volt überschreitende Geschwindigkeitsänderung erlitten. Messungen von weiter gesteigerter Genauigkeit wären erforderlich zur Beantwortung der Frage, ob die sekundäre Strahlung Energie von der primären nehme. Ein Hinweis auf bejahende Beantwortung kann darin gefunden werden, daß die diffuse, sekundäre Helligkeit in den obigen Versuchen (74, 76) schon durch geringe magnetische Kräfte ganz an die mehr abgelenkte Seite des primären Fleckes gedrängt wurde (vgl. Fig. 2), was anzudeuten scheint, daß die sekundäre Ausstrahlung überwiegend in Richtung der primären Strahlen erfolgt.

wenn man auf die Schärfe der Knoten achtet, welche dann erscheinen (56). Das zweite Diaphragma wurde hierfür weggelassen. In Luft von 0,01 mm Druck waren bei Geschwindigkeiten über 1000 Volt die Knoten noch ebenso scharf wie im Vakuum. Sie blieben es auch bei Anwendung beschleunigender Potentiale von Φ ; sekundäre Strahlung wird also hier nicht merklich, entsprechend ihrer geringen Geschwindigkeit, und Trübung kann ungestört zur Beobachtung kommen. Bei $U = 500$ Volt erschienen deutliche Höfe um die Knoten, bei 200 Volt sind nur mehr verwaschene Flecke zu sehen, bei 8 und 0 Volt Scheibchen von etwa 5 mm Durchmesser, statt der Punkte im Vakuum.

78. Die Resultate über die Trübung der Luft den langsamen Strahlen gegenüber (63—77) lassen sich dahin zusammenfassen, daß bei den Drucken von 0,04 bis 0,01 mm Quecksilber und einer Weglänge von 3 cm Strahlen über 100 Volt Geschwindigkeit nicht merklich diffus, Strahlen unter dieser Geschwindigkeit um so diffuser verliefen, je langsamer sie waren. Die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ist also dieselbe wie bei den schnellen Strahlen.

Mit Hilfe der Stromrolle (77) habe ich auch Argon¹⁾ und Wasserstoffgas untersucht. Dabei war auffallend, daß Wasserstoff durchaus nicht deutlich klarer, Argon nicht deutlich trüber war als Luft von gleichem Druck. Es scheinen danach bei den langsamen Strahlen, in Abweichung von den schnellen, nicht mehr die Massen, sondern nur die Molekülzahlen in der Volumeneinheit die Größe der Trübung zu bestimmen.

79. Zur Beurteilung der Menge der sekundären Strahlung und zugleich zur Messung des Absorptionsvermögens der Luft wurde eine photometrische Einrichtung getroffen.

Das Diaphragma D war entfernt und bei bb (Fig. 1) eine weite Öffnung für das ultraviolette Licht angebracht, so daß jetzt auf U ein Lichtfleck von 10 mm Durchmesser entstand, von welchem ein entsprechend breites Kathodenstrahlenbündel ausgehen mußte. Der Schirm Φ bestand aus zwei halbkreisförmigen Hälften, welche in scharfer Trennungslinie aneinander

1) Die Darstellung und spektroskopische Prüfung dieses Gases verdanke ich Hrn. Dr. Becker, Assistenten des Physikalischen Instituts; es zeigte schwach die Stickstofflinien.

grenzten. Die eine Hälfte war mit dem Phosphor Nr. 1 (Tab. XXV) bekleidet, dem jetzt ein geringer Kohlezusatz gegeben war, die andere mit einem weißen, nicht phosphoreszenzfähigen Pulver (BaCO_3). Außer dem Gitter ε wurde noch ein zweites, dichteres Netz in 15 mm Abstand vor ε angebracht, um die Wirkung des durch ε dringenden Kraftfeldes von Φ einzuschränken.

Wird der Schirm von dem an U reflektierten Lichte allein getroffen, so muß seine mit Kohle versetzte Hälfte dunkler erscheinen als die andere; treten Kathodenstrahlen hinzu, so wird bei gewisser Größe des Produktes $q(v - v_0)$ (66) photometrische Gleichheit der beiden Schirmhälften eintreten müssen, was zur Messung der den Schirm treffenden Strahldichte q verwertbar ist.

80. Zunächst kann unmittelbar erkannt werden, daß beim Vorhandensein eines Gases neue Strahlung zur primären hinzukommt, denn die empfindliche Schirmhälfte kann heller erscheinen im Gase als im Vakuum, obgleich das Gas Strahlung absorbiert.

Um Absorption und sekundäre Strahlung trennen und den Einfluß der Divergenz des Strahlenbündels eliminieren zu können, waren je vier Versuche zu kombinieren, nämlich zwei im Gase und zwei im Vakuum bei zwei verschiedenen Abständen $U\Phi$.

Es sei, in einem dieser Versuche, Q die von U ausgehende Strahldichte, gemessen durch die Intensität des erregenden Lichtes, volles Licht zur Einheit genommen. Auf dem Wege von U bis E wird sekundäre Strahlung beschleunigt und mitgeführt, wodurch aus Q wird $Q(1 + \sigma)$. Durch Ausbreitung und Absorption des Strahles auf dem Wege $U\Phi = d$ kommt die Strahldichte auf den Wert $Q(1 + \sigma)Ae^{-\alpha d}$. Endlich tritt zwischen ε und Φ durch neue Mitführung beschleunigter sekundärer Strahlung noch eine Vergrößerung der Strahldichte ein, so daß dieselbe am Schirme selbst wird $q = Q(1 + k \cdot \sigma)Ae^{-\alpha d}$. Sie bringt daselbst die Helligkeit $H = q(v - v_0)/C$ hervor, wobei zu bemerken ist, daß nur die primäre Strahlung mit der vollen Geschwindigkeit $v = U + \Phi$ anlangt, die unterwegs erst entstandene sekundäre mit nur einem Bruchteil derselben. Es ist daher

$$(4) \quad H = \frac{Q}{C} \left(1 + \frac{k}{l} \sigma \right) (U + \Phi - v_0) Ae^{-\alpha d}.$$

Solcher Gleichungen gelten vier, entsprechend den vier photometrischen Einstellungen, welche vorzunehmen sind. Es seien die Werte im gasfreien Raum durch Akzente, die im gashaltigen durch Doppelakzente, die für verschiedene Abstände $U\Phi$ geltenden durch die Indizes d und D gekennzeichnet. Da $H'_d = H''_d$, $H'_D = H''_D$, $A'_d = A''_d$, $A'_D = A''_D$, $k_d = k_D$, $l_d = l_D$ ¹⁾, letzteres weil in den Versuchen Φ'_d nahe gleich Φ''_D gewählt wurde, ferner $a' = a' + a$, $\sigma' = \sigma' + \sigma$ zu setzen ist, wo a und σ für reines, vom Dampfresiduum freies Gas gelten, erhält man aus den vier Gleichungen (4):

$$\log \left(1 + \frac{k}{l} \sigma \right) = \frac{1}{D-d} \left(d \log \frac{I''_D}{I'_D} - D \log \frac{I''_d}{I'_d} \right)$$

und

$$a = \frac{1}{D-d} \log \frac{I'_d I''_D}{I'_D I''_d},$$

worin alle $I = Q(U + \Phi - v_0)$ sind.

Es war in den Versuchen $d = 10,0$ cm, $D = 16,0$ cm. Q konnte durch verstellbare Glimmersektoren (64) variiert werden; meist geschah jedoch die photometrische Einstellung durch Abänderung des Potentials Φ allein. Zu bemerken ist, daß beim Abstand d eine Lösung von Kupferoxydammoniak zwischen Auge und Schirm gebracht wurde, ohne welche bei der Farbenungleichheit der beiden Felder die Einstellung zu unsicher geworden wäre; beim Abstand D , wo das Licht matter war, erwies sich direkte Beobachtung als vorteilhafter.

81. Die folgende Tabelle enthält die Daten und Resultate dreier Versuchsgruppen mit atmosphärischer Luft.

Tabelle XXVII.

Strahl- geschw. U	Versuchsdaten								Sekund. Strahlung $\frac{k}{l} \sigma$	Absorpt.- Vermögen a	$\frac{a}{p} = a_0$	
	im luftfreien Raume				im lufthaltigen Raume							
	Φ'_d	Q'_d	Φ'_D	Q'_D	Φ''_d	Q''_d	Φ''_D	Q''_D	Luftdruck p			
Volt	Volt		Volt		Volt		Volt		mm Hg		cm ⁻¹	
1000	2070	1	1340	1	2290	1	2200	1	0,0165	0,46	0,046	2,8
2000	1330	1	750	1	1440	1	1590	1	0,0184	0,48	0,043	2,4
4000	1060	0,637	1300	0,50	1300	0,373	1300	0,30	0,0184	0,99	0,010	0,52

1) σ' ist klein gegen σ (vgl. 74), so daß es nicht nötig war, k' und k'' , bez. l' und l'' als verschiedene Größen einzuführen.

Zu bemerken ist, daß die Werte der Φ' und Q' durch Interpolation aus Versuchen im luftfreien Raume vor, zwischen und nach den Luftfüllungen abgeleitet werden mußten; denn bei den längeren Zeiträumen, welche die erforderliche Vielfältigung der photometrischen Einstellungen in Anspruch nahm, wurde stetige zeitliche Abnahme der lichtelektrischen Wirksamkeit von U sehr merklich.¹⁾

82. Die erhaltenen Absorptionsvermögen a der Luft vom Drucke p für Strahlen von den verhältnismäßig geringen Geschwindigkeiten U , oder die auf 1 mm Luftdruck reduzierten Werte derselben, a_0 , zeigen dieselbe Art der Abhängigkeit von der Strahlgeschwindigkeit, welche ich zuerst bei sehr schnellen Strahlen gefunden hatte²⁾, nämlich Zunahme mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit. Dementsprechend sind diese Absorptionsvermögen auch von ganz anderer Größenordnung, mehr als 100 mal größer, als die für Strahlen von etwa 25000 Volt Geschwindigkeit geltenden.³⁾

Das Absorptionsvermögen der Luft von 1 mm Druck für 1000 Voltstrahlen, 2,8, ist etwa gleich dem der freien Atmosphäre für die aus dem Aluminiumverschluß einer Entladungsröhre dringenden Strahlen, 3,4, so daß nach Durchlaufung von 1 cm in beiden Fällen Erschöpfung der Intensität auf rund 3 Proz. ihres Anfangswertes eintreten wird. Dem ersten der verglichenen Fälle entsprechen etwa die Verhältnisse an der Kathode Geisslerscher Röhren; die Größe des da zu beobachtenden Glimmlichtes ist danach in Übereinstimmung mit der früher auseinandergesetzten Vorstellung⁴⁾, daß dieses Glimmlicht von Kathodenstrahlen erleuchtete Luft sei.

Bei noch weiter sinkender Strahlgeschwindigkeit, unter 1000 Volt, ist kaum mehr als eine Verzehnfachung des Absorptionsvermögens zu erwarten, denn das Zehnfache des Wertes $a_0 = 2,8$ wäre schon etwa gleich der Querschnittsumme der bei 1 mm Druck vorhandenen Luftmoleküle.

1) (Vgl. 89.) Vollfüllung des Apparates mit Luft mußte zwischen den Versuchen einer Gruppe vermieden werden.

2) P. Lenard, Wied. Ann. 56. p. 261, Tab. III. 1895.

3) $a/p = 0,0050$, l. c. Tab. I.

4) P. Lenard, l. c. p. 261 u. f. 1895; H. Hertz, Wied. Ann. 19. p. 782 u. ff. 1883.

Vergleicht man das Verhältnis zwischen Absorption und Diffusion bei den langsamen und schnellen Strahlen, so findet man, daß es etwa das gleiche ist. Die Diffusion von 1000 Voltstrahlen in Luft von etwa 0,02 mm Druck begann bei 3 cm Strahllänge eben gut merklich zu werden (78); das Absorptionsvermögen ist dabei 0,05. Für die schnellen Strahlen vom Aluminiumfenster würde Luft von etwa 12 mm Druck oder Wasserstoffgas von etwa 70 mm Druck das gleiche Absorptionsvermögen haben; sucht man nun den Verlauf dieser Strahlen in diesen Gasen auf¹⁾, so findet man, daß er ebenfalls längs etwa 3 cm eben merklich vom geradlinigen abzuweichen beginnt.

Es gilt also auch bis zu den geringen Strahlgeschwindigkeiten herab mindestens in erster Annäherung der Satz, daß zwei Medien, welche gleiche Absorption aufweisen, auch gleich trübe sind, und umgekehrt. Die Anwendung dieses Satzes auf das Resultat, daß bei Geschwindigkeiten unter 1000 Volt nicht mehr so sehr die Masse, als vielmehr die Molekülzahl in der Volumeneinheit die Größe der Trübung bestimmt (78), würde auch für die Absorption unter 1000 Volt das gleiche Verhalten erwarten lassen (vgl. 60 über Metallblätter).

83. In bezug auf die sekundäre Ausstrahlung gibt die Tab. XXVII die Werte der Produkte $\sigma \cdot k/l$. Für den Quotienten k/l ist unter den Umständen der Versuche etwa der Wert 1 zu erwarten, was den beiden Annahmen gleich kommt, daß erstens in den beiden Räumen UE und $\epsilon\Phi$ nahe gleich viel sekundäre Strahlung stattfand, und zweitens, daß diese unterwegs zur primären hinzugekommene Strahlung im Mittel von der Hälfte der auf dem ganzen Wege $U\Phi$ wirkenden elektrischen Kraft beschleunigt worden ist.²⁾

84. Danach geben die Werte $\sigma \cdot k/l$ in Tab. XXVII die Größenordnung der Quantenzahlen σ selber an, welche durch je ein primäres Quantum bei seiner beschleunigten Bewegung

1) Vgl. die Strahlzeichnungen zu Wied. Ann. 51. p. 225. 1894.

2) Eingehendere Rechnung, in welcher die längs der Wegeeinheit sekundär ausgestrahlte Quantenzahl proportional der vorhandenen Strahldichte und von 100–4000 Volt primärer Geschwindigkeit nur wenig variierend (vgl. 86) angenommen wird, gibt mit Berücksichtigung der an den verschiedenen Stellen wirksamen beschleunigenden Kräfte für $U = 2000$ Volt $k/l = 1,1$.

im Raume von U bis E zu sekundärer Ausstrahlung gebracht worden sind.

Diese Quantenzahlen sind als überraschend groß zu bezeichnen, denn der Druck der Luft war in den Versuchen nur 0,015 mm Quecksilber. Die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle beträgt bei diesem Drucke $0,51 \text{ cm}^1$, die freie Weglänge sehr kleiner, sehr schnell bewegter Körper, als welche die Quanten anzusehen sein dürften, ist $4\frac{1}{2}$ mal so groß²), also gleich 2,9 cm, so daß der gesamte in Betracht kommende Weg der Quanten, $UE = 0,4 \text{ cm}$, nur 0,14 ihrer mittleren freien Weglänge war. Die Relativzahl der Quanten, welche auf diesen Bruchteil der freien Weglänge Gasmoleküle überhaupt treffen, ist daher sehr gering; sie wird sein³) $1 - e^{-0,14} = 0,13$. Dabei betrug die Relativzahl σ der sekundär in Freiheit gesetzten Quanten 0,4 (Tab. XXVII), so daß auf jede einzelne Durchquerung eines Luftmoleküles durch ein primäres Quant $0,4/0,13 = 3,1$ sekundär ausgestrahlte Quanten kommen.⁴)

Sind die letzteren, was die einfachste Annahme wäre, aus je einem durchquerten Luftmolekül gekommen, so würde dessen Rest ein positiver Träger mit mehr als einem Elementarquantum sein. Solche positive Träger sind indes bisher nie beobachtet worden; vielmehr haben sich schon mehrere Fälle positiver Träger ergeben, welche außerordentlich kleine Ladungen — oder aber außerordentlich große Massen — derselben anzeigen.⁵) In einem dieser Fälle, bei metallhaltigen Flammen, ist besonders wahrscheinlich geworden, daß positive Träger, einmal gebildet, selber Emissionszentren negativer Quanten werden.⁶) Nähme man dies auch für die hier vor-

1) Vgl. O. E. Meyer, Gastheorie, Tabelle, p. 192. 1898.

2) Vgl. J. C. Maxwell, Phil. Mag. (4) 19. p. 29. 1860.

3) Vgl. O. E. Meyer, Gastheorie, p. 159. 1898.

4) Berücksichtigung der Absorption der Strahlen, welche bei dem geringen Drucke auf dem kleinen Wege nach den gefundenen Werten von α nur sehr gering ist, sowie tertiärer und weiterer Ausstrahlung würde an diesem Resultate nichts Wesentliches ändern.

5) Bei sehr kurzwelligem ultraviolettten Licht in Gasen vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 3. p. 315. 1900; in Flammen vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 9. p. 642. 1902; an Kanalstrahlen vgl. W. Wien, Ann. d. Phys. 9. p. 660. 1902; an Salzwasserfällen vgl. Kähler, Inaug.-Dissert., Kiel 1903.

6) P. Lenard, l. c. p. 648. 1902; vgl. auch Kähler, l. c.

handenen positiven Träger an, so wäre jene Schwierigkeit beseitigt. Die Annahme des Hinzutretens weiterer Trägererzeugungsprozesse zur sekundären Strahlung erscheint auch aus anderem Grunde notwendig, und zwar in steigendem Maße dann, wenn das Gas dichter wird. Der Elektrizitätstransport in dichteren Gasen als die hier benutzten kann nämlich in viel höher steigendem Maße anwachsen, als bei alleiniger Wirkung der Sekundärstrahlung zu erwarten wäre, wenn man die stärkere Absorption der Strahlen im dichteren Gase berücksichtigt.

85. Um zu erfahren, ob außer der durch den Phosphoreszenzschirm nachgewiesenen sekundären Strahlung auch noch Trägererzeugung durch Molekülpaltung, etwa in elektrolytischem Sinne, in merklichem Betrage stattfindet, habe ich am bisher benutzten Apparate auch galvanometrische Messungen ausgeführt. Das mit U zu verbindende Galvanometer würde materielle Bruchstücke von Molekülen, welche freie Elektrizität tragen, in gleicher Weise registrieren wie Träger, die von sekundärer Ausstrahlung stammen; finden also beide Prozesse statt, so müßte das Galvanometer größere Werte für σ geben als der Phosphoreszenzschirm. Dies ist jedoch, wie man sehen wird, nicht der Fall.

Das Galvanometer wurde zwischen die ladende Akkumulatorenatterie und U geschaltet, so daß es das gleiche Potential erhielt wie U ; es war dazu isoliert aufgestellt und hatte eine metallische Schutzhülle. E blieb mit der Erde verbunden. Die bei Belichtung von U eintretende elektrische Strömung wurde nicht direkt am Galvanometer beobachtet, sondern in sechs großen Leydener Flaschen aufgesammelt, deren Kapazität ebenfalls zwischen die Akkumulatorenatterie und U geschaltet war. Die Verbindung zwischen U und dem Galvanometer wurde also während der Belichtung gelöst und erst nach Schluß derselben wieder hergestellt, worauf die gesamte von U verlorene negative Elektrizitätsmenge durch das Galvanometer strömte und durch dessen Ausschlag, der 10—30 Skt. betrug, meßbar wurde. Die Kapazität der Leydener Flaschen war groß genug, um das Potential von U durch die Belichtung selber, welche meist 10 Sek. währte, um nicht mehr als 0,5 Volt sinken zu lassen. Kontrollmessungen ergaben ge-

nügende Isolation und Rückstandsfreiheit der Leydener Flaschen und die Abwesenheit merklicher Elektrizitätsleitung im Gase ohne Belichtung von U .

Es wurden vergleichende Messungen bei gaserfülltem und gasfreiem Apparat angestellt. Mit den in (80) gebrauchten Bezeichnungen ist der Galvanometerausschlag, bezogen auf die Zeiteinheit der Belichtung, im gaserfüllten Raume

$$G'' = Q(1 + \sigma'')(1 + S'')$$

und im gasfreien Raume

$$G' = Q(1 + \sigma')(1 + S'),$$

wobei $\sigma'' = \sigma' + \sigma$ und $S'' = S' + S$, wenn alle S die Zahl der Molekülspaltungen bedeuten, welche durch ein Strahlquantum zwischen U und E bewerkstelligt werden und die nicht akzentuierten Größen sich wieder auf das reine Gas beziehen. Der Quotient der beiden Ausschläge ist, in genügender Annäherung, $G''/G' = 1 + \sigma + S$.

Folgendes ist die Zusammenstellung der Resultate, geordnet nach zunehmender Dichte der vier Gase.¹⁾

Tabelle XXVIII.

Gas	Druck	Werte von $\sigma + S$ für		
		$U = 4$ Volt	$U = 100$ Volt	$U = 2000$ Volt
	mm Hg			
Wasserstoff	0,025	0,0	0,1	0,1
Luft	0,015	0,0	0,4	0,4
Argon	0,03	0,0	0,2	0,4
Kohlensäure	0,02	0,0	0,3	0,6

Alle Werte $\sigma + S$ sind Mittel aus 6—30 Einzelresultaten; dennoch entspricht die erreichte Genauigkeit nur den abgerundeten Zahlenangaben der Tabelle. Es liegt dies an der großen Inkonstanz des Zinkbogenlichtes, welches indessen, um

1) Bezüglich des Dampfresiduums im gasfreien Raume sei bemerkt, daß mit Berücksichtigung der im äußersten Vakuum gefundenen Konstanz der Ausstrahlung (4) und im Anschluß an früher mitgeteilte Beobachtungen (45, Tab. XX) aus den Galvanometerausschlägen G' sich herleiten ließ $\sigma' + S' = 0,03$ für $U = 100$ Volt und 0,13 für $U = 2000$ Volt.

Vergleichbarkeit mit den photometrischen Messungen zu erhalten, beibehalten werden mußte.

Vergleicht man nun die photometrisch gewonnenen Werte $\sigma \cdot k/l$, Tab. XXVII, mit den galvanometrisch nahe beim selben Luftdruck gemessenen $\sigma + S$, so findet man unter Berücksichtigung der Größe von k/l (83), daß für S kein merklicher Raum bleibt. Dies bedeutet, daß die von U ausgehenden Elementarquanten auf ihrem Wege $UE=0,4$ cm, längs welchem ihre Geschwindigkeit von nahe Null auf 2000 Volt ansteigt, zwar relativ sehr viele Trägerpaare im Gas erzeugen, daß dies jedoch entweder ausschließlich, oder aber doch sehr überwiegend durch den Prozeß sekundärer Strahlung geschieht, nicht durch Zerfall der Gasmoleküle in positiv und negativ geladene materielle Teile.

86. Über die Abhängigkeit der sekundären Strahlung von der Geschwindigkeit der primären kann die gegenwärtige Kenntnis wie folgt zusammengefaßt werden:

Ist die primäre Geschwindigkeit unter 11 Volt, so erfolgt keine merkliche sekundäre Strahlung (42).¹⁾ Von 11 Volt ab steigt die Zahl der sekundär ausgestrahlten Quanten plötzlich rasch an und zwar zuerst nahe proportional dem Geschwindigkeitsüberschuß über 11 Volt (42); später muß dies Ansteigen langsamer werden, denn Tab. XXVIII zeigt keine bez. keine bedeutende Zunahme von σ zwischen 100 und 2000 Volt. Für noch größere Primärgeschwindigkeiten wird nach Hrn. Duracks Beobachtungen²⁾ wieder eine Abnahme der sekundären Strahlung anzunehmen sein. Die von ihm bei etwa 10000 Volt Geschwindigkeit gefundene Trägerzahl, 0,4 für 1 cm Weg bei 1 mm Druck, kann dahin gedeutet werden, daß nur mehr jede fünfzigste Durchdringung eines Luftmoleküles von sekundärer Strahlung begleitet ist (vgl. 84).

Das Maximum der sekundären Strahlung ist nach Tab. XXVIII in der Nähe von 2000 Volt Geschwindigkeit zu suchen.

1) Aus Tab. XIX der früheren Mitteilung berechnet man, daß die Zahl der sekundären Quanten, welche durch ein primäres von der Geschwindigkeit 10 Volt auf dem Wege von 1 cm in Luft von 0,01 mm Druck in Freiheit gesetzt werden, entweder Null oder doch kleiner sei als 0,0001. Bei Geschwindigkeiten zwischen 100 und 2000 Volt ist diese Zahl nach Tab. XXVIII gleich 0,7.

2) J. J. E. Durack, l. c.

87. Es ist kein Grund anzunehmen, daß die sekundäre Strahlung auf den gasförmigen Aggregatzustand beschränkt sei; man wird sie auch in festen Körpern erwarten dürfen, wenn sie auch bei diesen nicht in gleich unmittelbarer Weise in die Erscheinung treten kann. Es kann bis auf weiteres kaum zweifelhaft scheinen, daß die von den Herren L. Austin und H. Starke entdeckte, von ihnen auch mit dem Namen sekundärer Emission bezeichnete Nebenerscheinung bei der Reflexion von Kathodenstrahlen an polierten Metallflächen¹⁾ hierher gehört. Die Umstände, daß große Dichte des Metalles und nicht allzu hohe Geschwindigkeit der auffallenden Strahlen dieser Erscheinung günstig sind, ebenso daß sie bei normaler Inzidenz fehlt, sprechen dafür (vgl. 71, Tab. XXVIII und Anmerkung 1 zu 76, p. 479). Ein Unterschied scheint allerdings insofern zu bestehen, als die Herren Austin und Starke die Geschwindigkeit der sekundären Strahlen an festen Körpern von gleicher Größenordnung finden wie die der primären. Bestätigt sich die Gleichartigkeit beider Erscheinungen, nämlich der an festen und der hier an gasförmigen Körpern beobachteten Sekundärstrahlung, so wären auch andere, an festen Körpern beobachtete und als Geschwindigkeitsverlust gedeutete Erscheinungen vielleicht teilweise sekundärer Strahlung zuzuschreiben. Ebenfalls in Zusammenhang mit Sekundärstrahlung in festen Körpern dürfte die kürzlich gefundene Tatsache sein, daß feste Isolatoren unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen elektrisches Leitvermögen annehmen.²⁾

88. Eine besondere Frage ist es, ob auch bewegte materielle Elektrizitätsträger die Eigenschaft bewegter Quanten haben, neue Träger zu erzeugen. Auf diese Frage, welche vom vorliegenden nicht unmittelbar berührt wird, scheinen sich Unter-

1) L. Austin u. H. Starke, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellschaft. 4. p. 106. 1902. — Dem Namen sekundärer Kathodenstrahlung begegnet man in der Literatur auch sonst noch; es handelt sich aber dabei teils um diffuse Reflexion von Kathodenstrahlen, teils um Erscheinungen in der Strombahn einer Entladung und es fehlt der Nachweis, daß 1. neue Strahlung hinzu gekommen sei und daß 2. dies durch ausschließliche Wirkung der ursprünglichen Strahlung geschehen sei.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 12. p. 124. 1903; H. Becquerel, Compt. rend. 136. p. 1173. 1903.

suchungen von Hrn. Townsend zu beziehen.¹⁾ Dieselben sind an verhältnismäßig dichten Gasen ausgeführt, und es erscheint schwer, die offenbar größere, daselbst in Betracht kommende Mannigfaltigkeit gleichzeitiger, noch unerforschter Vorgänge zu sondern, ehe wenigstens einige davon einzeln zur Beobachtung gebracht sind. Doch scheint der genannte Autor neuerdings zum Schlusse zu kommen, daß die ursprünglich vom belichteten Metall ausgestrahlte Elektrizität in den dichteren Gasen bald an materielle Gasteile gebunden wird, was aus der Größe der Absorption langsamer Kathodenstrahlen auch vorauszusehen war (9).

89. Über die im vorhergehenden wiederholt bemerkte zeitliche Änderung der lichtelektrischen Wirksamkeit des Rußes sei folgendes angemerkt. Frisch hergestellte Rußflächen waren immer am wirksamsten; im Verlaufe des ersten Tages erfolgte rasche, weiterhin dann langsame Abnahme der Wirksamkeit; Konstanz trat auch nach monatelangem Verweilen in dem hier benutzten Vakuum nicht ein. Es wurde in langen Zeiträumen Abnahme der Wirkung bis auf etwa $\frac{1}{7}$ beobachtet. Wurde der volle Luftdruck für kurze Zeit zugelassen, und dann wieder evakuiert, so zeigte sich die Wirkung wieder erhöht. Dies deutet auf die Ausbildung von Doppelschichten an der Luft, die sich dann im Vakuum eine Zeitlang halten können.²⁾ Die lange fortdauernde Abnahme im Vakuum läßt indessen außerdem Änderungen in der Kohle selbst vermuten, welche durch das Licht bewirkt zu werden scheinen; am Ende einer längeren Versuchsreihe fand sich ein Abbild des Netzes *E* auf der Rußfläche *U*, die Maschen des Netzes heller, die Drähte dunkler schattiert. Dies erinnert an frühere, analoge Beobachtungen über das „Zerstäuben der Körper im ultravioletten Lichte“. ³⁾

Kiel, 18. Juni 1903.

1) S. P. Townsend, Phil. Mag. (6) 1. p. 198. 1901; 3. p. 557. 1902; 5. p. 389. 1903.

2) Die Mitwirkung solcher Doppelschichten bei allen lichtelektrischen Versuchen in freier Luft, worauf ich früher hingewiesen habe (47), ist inzwischen durch Versuche von Hrn. Th. Wulf (Ann. d. Phys. 9. p. 946. 1902) noch weiter wahrscheinlich gemacht.

3) P. Lenard u. M. Wolf, Wied. Ann. 37. p. 445. 1889.