

DER PHYSIK UND CHEMIE.
NEUE FOLGE. BAND XXX.

I. *Ueber die Schwingungen fallender Tropfen;*
von Philipp Lenard.

(Hierzu Taf. III Fig. 1—3b.)

1. Im Folgenden ist versucht, aus den ellipsoidischen Schwingungen frei fallender Tropfen, durch welche Savart¹⁾ zuerst die Bäuche und Knoten der zerfallenen Wasserstrahlen erklärte, die Magnus stroboskopisch beobachtete²⁾ und Lord Rayleigh³⁾ berechnete, die Oberflächenspannungen zu finden.

Die Veranlassung zu dieser Arbeit gab mir eine Aufforderung des Hrn. Geheimrath v. Helmholtz, die Oberflächenspannungen von Flüssigkeiten auf eine neue Art zu messen, und ich verfiel auf jene Schwingungen, weil man erwarten konnte, die zwei Hauptschwierigkeiten solcher Messungen, die uns Prof. Quincke in einer langen Reihe von Untersuchungen über Capillarererscheinungen⁴⁾ kennen gelehrt hatte, zu umgehen: einmal den Randwinkel, dessen Abhängigkeit von ausserordentlich dünnen, variablen Schichten an den Oberflächen der festen Körper ihn bei nicht vollständig benetzenden Flüssigkeiten so unbeständig macht, und zweitens die Abnahme der Spannung der Oberflächen in der Zeit zwischen Bildung und Messung derselben. Ein Randwinkel kommt in der That bei den Schwingungen dieser frei fallen-

1) Savart, Ann. de chim. et de phys. **53.** p. 337. 1833.

2) Magnus, Pogg. Ann. **95.** p. 1. 1855 u. **106.** p. 1. 1859.

3) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. **29.** p. 71. 1879.

4) Quincke, Pogg. Ann. **105.** p. 1. 1858; **134.** p. 156. 1868; **135.** p. 621. 1868; **137.** p. 402. 1869; **138.** p. 141. 1869; **139.** p. 1. 1870; **160.** p. 337 u. 560. 1877. Wied. Ann. **2.** p. 145. 1877. (Das Verständniss dieser Untersuchungen ergibt sich nur im Zusammenhange aller.)

den Tropfen gar nicht in Betracht, und ihre immer frisch sich bildende Oberfläche kann nach einer beliebig feststellbaren kurzen Zeit beobachtet werden, was ein besonderer Vorzug dieser Art der Beobachtung ist und sie insbesondere bei Flüssigkeiten, deren Spannung sich stark ändert, interessant macht; aber es ist eigenthümlich, dass die Veränderlichkeit bei dieser Bewegungerscheinung von Oberflächen sehr stark hervortritt, sodass sich in dieser Beziehung meine Erwartung nicht ganz bestätigt hat. Umsoweniger darf ich es hier unerwähnt lassen, dass Prof. Eötvös durch Einschmelzen in Glaskugeln, aus denen die Luft durch Kochen ausgetrieben wurde, die Spannung des Wassers ganz constant erhalten hat. Seine Untersuchung¹⁾, welche vor nicht langer Zeit erst in diesen Annalen im Auszuge erschien, war mir vordem leider unbekannt.

2. Sei die Form eines freien Tropfens zu irgend einer Zeit t gegeben als Rotationsfläche durch den Meridianschnitt, dessen Radiusvector r als Function des Polarwinkels Θ entwickelt sei nach Kugelfunctionen $P_n(\cos \Theta)$:

$r = a_0 + a_1 P_1(\cos \Theta) + a_2 P_2(\cos \Theta) + \dots + a_n P_n(\cos \Theta) + \dots$,
und angenommen, dass sämmtliche Grössen $a_1, a_2 \dots a_n, \dots$, welche die Amplituden bestimmen und Functionen der Zeit sind, gegen a_0 verschwindend klein bleiben, so findet Lord Rayleigh in der schon citirten Untersuchung:
die potentielle Energie der Oberfläche

$$P = 2\pi\alpha \sum (n-1)(n+2)(2n+1)^{-1} a_n^2 \text{ und}$$

die kinetische Energie der Massentheile

$$K = 2\pi\sigma a^3 \sum (2n+1)^{-1} n^{-1} \left(\frac{da_n}{dt} \right)^2,$$

worin α die Spannung längs eines Streifens der Oberfläche von der Breite Eins, a den Radius einer Kugel, die das Volumen des Tropfens hat, und σ seine Dichte bedeutet. Daraus folgt:
1. Da keine Producte verschiedener a_n und da_n/dt in P und K vorkommen, dass die Schwingungen, die den einzelnen

1) Eötvös, Mathematikai és Természettudományi Értesítő. 3. p. 55.
Wied. Ann. 27. p. 448. 1886.

Kugelfunctionen entsprechen, unabhängig voneinander geschehen; ähnlich also den Partialschwingungen einer Saite nach einzelnen trigonometrischen Functionen; 2. nachdem $a_n = \cos(2\pi(t/T) + \varepsilon)$ gesetzt ist, aus dem Princip der Erhaltung der Energie

$$\frac{dP}{dt} + \frac{dK}{dt} = 0,$$

die Periode der Schwingungen nach n -ten Kugelfunctionen:

$$(1) \quad T_n = \sqrt{\frac{3\pi}{n(n-1)(n+2)}} \cdot \frac{p}{g \cdot \alpha};$$

p ist das Tropfengewicht, g die Beschleunigung.

$n = 1$ gibt keine Bewegung; $r = a_0 + a_1 P_1(\cos \Theta) = a_0 + a_1 \cos \Theta$ bestimmt eine Kugel.

$n = 2$ liefert die langsamsten Schwingungen, sie sind ellipsoidisch, denn $r = a_0 + a_2 P_2(\cos \Theta) = a_0 + a_2 (\frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2})$ ist sehr nahe die Gleichung einer Ellipse. Lord Rayleigh hat die Dauer dieser Schwingungen an den Tropfen eines Wasserstrahls in einem Versuch gemessen; dieselbe Zeit aus dem Tropfengewicht und der Oberflächenspannung $\alpha = 8,1 \text{ mg/mm}$ berechnet ergab ihm einen etwas abweichenden Werth; Lord Rayleigh schreibt diese Abweichung der über grossen Amplitude zu.

$n = 3, 4, \dots$ entsprechen raschere Schwingungen, höhere Partialschwingungen zur ellipsoidischen, die aber unharmonisch sind, denn sie stehen in keinem rationalen Verhältniss der Dauer mit ihr. Die Formen, welche der Tropfen bei $n = 3$ durchläuft, sind durch $r = a_0 + a_3 (\frac{5}{3} \cos^3 \Theta - \frac{1}{3} \cos \Theta)$ gegeben, Fig. 1 stellt sie aus der einen Hälfte der Schwingung dar, eine halbe Schwingungsdauer später, nachdem die Gleichgewichtskugel durchlaufen, ist nur Oben und Unten vertauscht, also die Zeichnung verkehrt zu betrachten.

3. Die Objecte meiner Beobachtungen bilden nicht Tropfen eines Strahls, sondern solche, die von einer verticalen Röhre mit kreisförmiger Mündung einzeln abfallen. Dieselben erfordern weniger Flüssigkeit, schwingen in weit kleineren Amplituden als jene, und es lässt sich auch ihr Gewicht mit Leichtigkeit genau bestimmen.

Es ist nöthig, dass wir zuerst untersuchen, welchen Anstoss zu Schwingungen die Tropfen beim Abfall erhalten, und welche der Partialschwingungen dadurch zu Stande kommen; ich beschreibe in diesem Abschnitt die zur Beantwortung dieser Fragen angewandten Apparate.

Das beste Mittel zur Beobachtung ist der electrische Funke; vom hellen Hintergrund eines zwischen Funken und Tropfen gestellten durchscheinenden Schirms heben sich die schwarzen Contouren der Tropfen aufs schärfste ab. Stellt man den Interruptor einer Inductionsrolle so ein, dass er soviel Stromunterbrechungen in der Zeiteinheit gibt, als Tropfen abfallen, oder etwas mehr oder weniger, so beleuchten die Funken immer dieselbe, oder kurz vorhergehende oder einander nachfolgende Phasen der Erscheinung, sodass das Auge den Eindruck hat, als ob der Tropfen vor dem Schirm schwebend bliebe oder sich langsam aufwärts oder abwärts bewegte, und man die Veränderungen seiner Form leicht verfolgen kann. Ein merkwürdiger Anblick ist es, zu sehen, wie der Tropfen, sich aufwärts bewegend, alle Formen langsam rückwärts durchläuft, wie sich ihm von der Röhre der Flüssigkeitsfaden entgegenstreckt, ihn wieder aufnimmt, und er an der Röhre hängen bleibt. Das Auge erträgt bei solchem continuirlichen Verlauf der Erscheinung leicht weit grössere Zeitintervalle von einem Funken oder Tropfen bis zum nächsten als die Dauer eines Lichtdruckes währt, $1/8$ Secunde, ohne den dunklen Zwischenraum zu verspüren, wenn die Aufmerksamkeit nicht besonders auf ihn gerichtet ist.

In grösserer Tiefe unter der Röhre reicht dieses Beobachtungsmittel nicht mehr aus, da ist die Fallgeschwindigkeit schon so gross, dass die kleinste Unregelmässigkeit im Unterbrecher, verursacht durch das frühere oder spätere Abreissen des Quecksilberfadens, den selbst ein Platinstift immer nach sich zieht¹⁾, schon ein bedeutendes scheinbares Hüpfen des Tropfens verursacht, was die Wahrnehmung der Formen sehr erschwert und das Auge angreift. Deswegen habe ich noch eine andere Einrichtung angewandt, die Tropfen zu be-

1) Merkwürdiger Weise zieht der Platinstift nur dann das Quecksilber nach sich, wenn Strom durchgeht.

leuchten, welche auch zugleich beweisen wird, dass die eben erwähnte Unregelmässigkeit nicht an dem Abfall der Tropfen selber, der mit grosser Regelmässigkeit bei einem Tropfen genau wie beim nächsten vor sich geht, sondern nur vom Quecksilberunterbrecher herrührt. Es wurde nämlich durch die fallenden Tropfen selbst der primäre Strom des Inductoriums unterbrochen und durch den Funken des Inductionsstromes der nächste, höhere, nachfolgende Tropfen beleuchtet. Der kleine Apparat, der hierzu in den primären Stromkreis eingeschaltet wurde, bestand aus einem ca. 20 cm langen federnden horizontalen Stahlstreifen, am einen Ende befestigt, am anderen Ende eine Korkplatte tragend, auf die die Tropfen auffallen; nahe diesem Ende mit der Korkplatte ist an den Stahlstreifen noch ein aufwärts gerichteter, etwa 1 mm dicker, flach endender Platinstift gelöthet, den er gegen eine amalgamirte Kupferplatte drückt. Stahlstreifen und Kupferplatte sind an der unteren Fläche einer Holzleiste befestigt; durch den Streifen und Stift tritt der Strom ein, durch die Kupferplatte aus. Jeder auffallende Tropfen gibt der Feder einen Stoss nach abwärts, entfernt so auf einen Augenblick den Platinstift von der amalgamirten Platte und lässt damit einen Funken im secundären Stromkreis entstehen.

Durch diese Funken beleuchtet, erscheint jeder Tropfen an der Stelle und in der Form des vorhergehenden, und man hat es so durch Höher- und Tieferstellen des Unterbrechers in der Gewalt, jede beliebige Phase zur Beobachtung festzuhalten.

Gebraucht man die Vorsicht, die Kupferplatte nicht mit zu viel Quecksilber zu bedecken und die Unterbrechungsstelle zur Vermeidung von Erhitzung durch den Extrastromfunken unter Wasser zu bringen, so kann man den Tropfen ganz gut an das Fadenkreuz eines Fernrohres bringen, um durch die Constanz seiner Höhe alle Einflüsse zu untersuchen, welche die Tropfenbildung unregelmässig machen können.

Es zeigt sich, dass bei Anwendung des gleich zu beschreibenden Ausflussrohres, wenn man mit der Tropfengrösse über ein gewisses Maass nicht hinausgeht und Erschütterungen vermeidet, nur kleine Schwankungen der Höhe

stattfinden, während die Formen völlig beständig wiederkehren. Die Empfindlichkeit steigert sich natürlich mit der Tiefe, in der man beobachtet, sodass man mehr als 1 m unter dem Auflussrohre Schwankungen von mehreren Millimetern kaum vermeiden kann. Zu grosse Tropfen, Wassertropfen von einem Rohr mit sechs und mehr Millimetern Durchmesser, lassen zu heftige Schwingungen beim Abreissen in dem nachströmenden Flüssigkeitstheil zurück, welche dann auf das frühere oder spätere Abreissen des nächsten Tropfens von Einfluss sind. Ueberhaupt hat sich ergeben, dass grosse Tropfen auch aus vielen anderen Gründen zu genauen Messungen ungeeignet sind.

Damit die Tropfen genaue Rotationskörper mit vertical bleibenden Axen werden, ist es nöthig, dass nicht nur die Ausflussöffnung ein horizontaler Kreis sei, sondern auch die Röhre, deren Mündung sie bildet, die Flüssigkeit in genau verticaler Richtung zufliessen lasse. Um ein geeignetes Ausflussrohr zu erhalten, zog ich ein Glasrohr, das kreisförmigen Querschnitt und überall gleich dicke Wand hatte, so aus, dass es sehr dünnwandig und von dem verlangten Durchmesser wurde, und schnitt es an der regelmässigsten Stelle entzwei. Der entstandene Querschnitt steht nicht genau genug senkrecht auf der Röhrenaxe und ist überhaupt nicht eben. Um beides zugleich einfacher und sicherer als durch Abschleifen zu erreichen und auch vollständige Benetzung zu sichern, beschnitt ich ein Stück feines ungeleimtes Seidenpapier mit scharfem Messer und Lineal geradlinig und wickelte es um das Röhrenende so in einigen Windungen herum, dass es die Röhre etwas verlängerte, und eine Windung die andere genau deckte; darauf wurde das Papier am oberen Theile festgebunden. Die so erhaltene Röhre, *p*, Fig. 2 auch Fig. 3, braucht nur mit Hülfe eines Bleilothes, indem man dabei hauptsächlich auf ihren unteren Theil achtet, senkrecht gestellt zu werden, damit alle Bedingungen zur verlangten Regelmässigkeit erfüllt sind.

Um die Geschwindigkeit des Zuflusses zu reguliren, lässt man die Flüssigkeit am besten eine enge Röhre passiren, *r* in Fig. 2 und 3, in der man einen Glasfaden von passender

Dicke verschieben kann. Je nachdem man den Zufluss langsamer oder schneller wünscht, verändert man den Reibungswiderstand der Flüssigkeit durch Hinein- oder Herausschieben des Glasfadens. Ein Hahn würde zu plötzlich abschliessen; Kautschuk mit Quetschhahn gibt der elastischen Nachwirkung wegen einen immerfort veränderlichen Zufluss, was sich sehr auffallend bemerkbar macht, wenn man mit der Funkenbeleuchtung durch den Neef'schen Hammer oder einer constant rotirenden stroboskopischen Scheibe beobachtet; nimmt der Zufluss dabei ab, so steigt der beleuchtete Tropfen, im entgegengesetzten Falle sinkt er.

Zwischen diesem engen Theil mit dem Glasfaden und der Mündung war das Rohr noch etwas erweitert, damit die Flüssigkeit von etwaigen Wirbelbewegungen zur Ruhe kommen könne, bevor sie den Tropfen bildet; ich habe aber keinen Unterschied gefunden, wenn ich diese Erweiterung wegliess.

Aus der beigegebenen Zeichnung ist das übrige am Ausflussapparat von selbst verständlich; Fig. 2.

4. Welches die Phasen sind, die die Tropfen durchlaufen, kann ich am besten an der Hand von Abbildungen der merkwürdigsten derselben erläutern, die ich mit dem beschriebenen Ausflussapparat und Stromunterbrecher in der photographischen Camera erhielt, (Fig. 3^b). Es sind etwas vergrösserte Bilder; zur Orientirung diene die Länge 1 cm. Betrachten wir zuerst die Reihe I, in der das Ausflussrohr mit photographirt ist; seine Mündung hat sich in den Bildern (mit Ausnahme eines) nicht markirt, weil der Wasserkörper das Licht durch Brechung ebenso von der Camera abhielt, wie der Papierstutzen durch seine Undurchsichtigkeit, ihre Höhe ist daher durch eine Linie markirt; sie ist in der ganzen Reihe dieselbe. Das erste Bild gibt den Moment der Abtrennung; der recht genau ellipsoidische Tropfen hängt eben noch an einem Wassergebilde, das einer nach abwärts gekehrten Bleistiftspitze nicht unähnlich ist. Eine ähnliche Zeichnung gibt Magnus in seinen hydraulischen Untersuchungen¹⁾; er be-

1) a. a. O., 106.

obachtete nach der unvollkommeneren Methode der stroboskopischen Scheiben. Wie man sieht, würde diese Anfangsform rein ellipsoidische Schwingungen geben, wenn nicht die oberen Theile des Tropfens durch die Zusammenziehung der Oberfläche ähnlich wie beim Zerfall instabiler Flüssigkeitscylinder, eben aus dem Ligament herausgetrieben, in heftiger Bewegung nach abwärts begriffen wären. Dies hat denselben Erfolg, als ob die Anfangsform bei ruhenden Theilchen eine ganz andere als ein Ellipsoid gewesen wäre, etwa ein solches mit einer Ausbuchtung am oberen Theile. Die Wirkung zeigt sich schon im nächsten Moment (0,001 Sec. später); da ist der Tropfen oben ganz abgeflacht, bei Beobachtung schief von oben scheint er sogar eine Vertiefung zu haben. Das herabhängende Ligament wird durch die Oberflächenspannung zugleich nach oben gezogen und wellenförmig in kleinere Tropfen abgetheilt, die aber in diesem Falle sich noch zu einem zusammenziehen, der seine Wurfbewegung nach aufwärts (bis Bild 8), dann nach abwärts fortsetzt; er kann sogar mit dem nachströmenden Wassertheil zusammenstossen, was hier nicht geschieht, aber bei Flüssigkeitsstrahlen die Regel und, wie Lord Rayleigh gezeigt hat, die Ursache ihres Zersprühens ist. Der grosse Tropfen flacht sich von oben immer mehr ab, während der untere Theil in den vier oder fünf ersten Bildern fast ganz unverändert bleibt; es durchläuft der ringförmige Wasserberg, der die Ränder der ersten Abplattung bildet, von oben nach unten den ganzen Tropfen, bis er unten zusammenschlägt, und zugleich das Ganze wieder ein langgestrecktes Ellipsoid wird. Natürlich ist dies keine durch die Erdanziehung, sondern durch die Oberflächenspannung bewegte Welle, wie die feinen Kräuselungen von Wasserflächen. Inzwischen erscheinen am unteren Theil noch merkwürdige Ausbuchtungen (Bild 6 und 7), aber trotz dieser complicirten Formen erkennt man im ganzen die ellipsoidische als Hauptschwingung, überdeckt von einer grossen Anzahl von Partialschwingungen.

Es ist bemerkenswerth und für die späteren Messungen wichtig, dass sich fast ganz genau dieselben Formen bis ins

einzelste bei den Tropfen jeder Grösse aller Flüssigkeiten, die ich untersuchte, wiederholen, und dass also alles, was durch die Form der Tropfen bedingt ist und in einem Falle gefunden wurde, für alle Fälle gilt. Nur ein Unterschied besteht, im Ligament nämlich, dessen Länge und damit auch die Grösse und Anzahl der secundären Tröpfchen mit der Tropfengrösse und der inneren Reibung der Flüssigkeit zunimmt. Bei Leinöl wird der Faden, bei derselben Ausflussröhre wie die der Bilder, bis 8 cm lang, bevor die Abtrennung stattfindet, er zerfällt in eine grosse Anzahl von Tröpfchen, die dem Haupttropfen in einem Schwarme nachfolgen. Auch die Tropfen, in welche Wasserstrahlen zerfallen, haben jene merkwürdigen und complicirten Formen, sogar in höherem Grade, wie ich dies nach der Methode Lord Rayleigh's mit der electrisch unterbrechenden Stimmgabel beobachtete.

In II sind Tropfen aus einer Tiefe von 16 bis 21 cm unter der Mündung des Rohres zusammengestellt, in III 67 bis 85 cm tiefe, und zwar nicht wie die in I dem Raume nach, sondern der Zeit nach geordnet. Der verticale Abstand zweier Tropfen misst also die Zeit zwischen ihnen, wobei zu II zu bemerken ist, dass die Tropfen nur deswegen in zwei Reihen auseinander gerückt wurden, damit sich nicht einzelne deckten. Auf den ersten Blick erkennt man an diesen Formen neben der ellipsoidischen Schwingung die Partialschwingung der dritten Kugelfunction, alle die übrigen schnelleren Partialschwingungen sind durch die innere Reibung schon verschwunden, und auch die Amplitude der einen, übrig gebliebenen, langsamsten Oberschwingung nimmt von II bis zu III ersichtlich ab, und es bleibt hier die ellipsoide Schwingung fast rein zurück.

Die beiden Scalen rechts und links von den Tropfen, welche die einzelnen Viertel der ellipsoidischen und der höheren Partialschwingung angeben, sind mit Hülfe eines verticalen Centimetermaassstabes, der mit den Tropfen zugleich photographirt (aber nicht mit copirt) wurde, erhalten. Es konnte aus jeder Platte die Höhe des Schwerpunktes des Tropfens entnommen und aus den Höhen mittelst später noch zu gebender Formeln die Zeiten berechnet werden. Die

Höhen derjenigen drei Kugeln, deren Orte sich am genauesten feststellen liessen, und aus denen die Dauer der ellipsoidischen Schwingung abgeleitet werden kann, waren:

			Höhe cm
Kugel nach $\frac{1}{4}$ Schwingung			0,35
" " 4,5 " { vorhergehendes Ellipsoid			19,33
" " 10 " { nachfolgendes " " 19,75			
	Kugel interpolirt		19,52
			79,56
	Dauer der ellipsoidischen Schwingung	0,03751 Sec.	

Wie man sieht, sind die ellipsoidischen Schwingungen von dem ersten flachsten Ellipsoid an gezählt, und es liegt die lange Ellipsoidform, von der man ausgehen müsste, um die wirklich eintretenden ellipsoidischen Schwingungen zu erhalten, noch oberhalb des sich eben abtrennenden Ellipsoïdes, welches zugleich eine Gleichgewichtsform für die Partialschwingung ist, und daraus folgt eben, dass die Theile dieses Ellipsoïdes in solcher Bewegung sind, als ob sie schon etwa $\frac{1}{8}$ ellipsoidische und $\frac{1}{4}$ Partialschwingung gemacht hätten (abgesehen von den höheren Partialschwingungen).

Die Dauer der Partialschwingung fand ich, indem ich die einmal nach den Zeiten geordneten Tropfen II und III in eine Reihe in gehöriger Entfernung untereinander stellte und dann auf einem Papierstreifen eine Längeneintheilung so aufzutragen suchte, dass sie, an die Tropfenreihe angelegt, ein überall möglichst genaues Zusammentreffen der Theilstriche mit den einzelnen Viertelpartialschwingungen ergab. Die erhaltene Scala ist auch die in den Copien enthaltene: die Uebertragung derselben nach I hinauf geschah durch Rechnung. Das Verhältniss der Schwingungsdauern nach zweiter und dritter Kugelfunction findet sich nun als Längenverhältniss der beiden Scaleneinheiten zu 1,918, während die Theorie:

$$\frac{\sqrt{3}(3-1)(3+2)}{\sqrt{2}(2-1)(2+2)} = 1,9365 \dots$$

gibt; die Uebereinstimmung ist befriedigend. Die Dauer der Partialschwingungen selber ist demnach 0,01956 Sec.

Ueber die Herstellung der Photographien ist kurz Fol-

gendes zu sagen: Der Ausflussapparat war nahe der Decke des Raumes aufgestellt, der Unterbrechungsapparat konnte in beliebige Höhe gestellt werden, je nach der Tropfenform, auf die es ankam. In der Richtung des Lichtstrahls befanden sich nacheinander: Der Funkenentlader, dicht dahinter zwei Convexlinsen, um das Licht zu sammeln, dann der beleuchtete Tropfen, neben ihm der Maassstab, endlich die Camera. Die beiden Linsen zusammen mit dem Objectiv des Apparates entwarfen auf die photographische Platte, die auf Tropfen und Maassstab eingestellt ist, einen Zerstreuungskreis des Funkens, der als heller Hintergrund dient. Ein Funke des grossen Ruhmkorff-Inductors des Heidelberger physikalischen Instituts (er enthält etwa 30 km secundären Draht und war verbunden mit 3 Bunsen'schen Elementen und einer Leydener Flasche von etwa 23 dm^2 äusserer Belegung) genügte bei den empfindlichen Trockenplatten zu einer Aufnahme.

5. Ich komme nun dazu, anzugeben, wie die Versuche zur Messung der Schwingungsdauern und Tropfengewichte angestellt wurden.

Die Schwingungsdauer wurde als Fallraum gemessen. Da jedoch die Amplitude der Schwingungen hier nur klein ist, musste ich darauf verzichten, die Höhenunterschiede von Knoten oder Bäuchen unmittelbar zu messen. Auch stroboskopische oder Funkenbeobachtung gibt keine genaueren Resultate und ist zeitraubender, als die Anwendung der bekannten Lichtflecke, die man an den Dachtropfen oder den Tropfen der Sträucher, wenn es regnet, bemerkt.

Der Weg eines Lichtstrahls von aussen durch eine Kugel hindurch ist, wie leicht einzusehen, symmetrisch zu einer Ebene, die man senkrecht auf seinen in der Kugel befindlichen Theil durch den Kugelmittelpunkt legt. Daraus folgt, dass ein von aussen in eine Kugel gekommener Lichtstrahl nie eine totale Reflexion erleiden kann, denn sollte er das, so müsste der Winkel, unter dem er austritt $\leq 90^\circ$ werden; der Symmetrie wegen aber würde es dann auch der Einfallswinkel beim Eintritt in die Kugel, das heisst, der Strahl könnte nicht von aussen in die Kugel gekommen sein. Jede

Abweichung des lichtbrechenden Körpers von der Symmetrie zu jener Ebene gibt die Möglichkeit einer totalen Reflexion; lassen wir die Kugel in ein Ellipsoid sich verwandeln, dann werden Strahlen so eintreten können, dass sie an der hinteren Fläche total reflectirt werden.

Man kann dies leicht auch durch einen Versuch zeigen. An dünne Glasröhren blies ich vor der Lampe eine Kugel, ein langaxiges und ein kurzaxiges Rotationsellipsoid von einigen Centimetern Durchmesser und füllte alle drei mit Anisöl, dessen Brechungsquotient dem des Glases nahe kommt, sodass nur die äussere Begrenzung des ganzen Körpers gegen Luft in Betracht kommt. Man bemerkt an allen diesen drei Körpern folgende Bilder eines leuchtenden Objectes, z. B. einer Kerzenflamme in dunklem Zimmer in etwa 1 dm Entfernung:

1. Vom durchgehenden, zweimal gebrochenen Licht ein verkleinertes, verkehrtes, reelles Bild; wie das einer Convexlinse.

2. Ein an der ersten Fläche reflectirtes, verkleinertes, aufrechtes, virtuelles Bild; wie das eines Convexspiegels.

3. An der Rückseite reflectirt ein verkleinertes, verkehrtes Bild; es ist auch reell, liegt aber nahe der Hinterwand des Körpers und hat natürlich farbige Ränder. Es gibt eine Stelle des Glaskörpers, die, mit feuchtem Finger berührt, das Bild verblassen macht zum Beweis, dass es einmal reflectirt ist.

4. Ein zweimal reflectirtes, schwaches, aufrechtes Bild; es ist schwer zu sehen und interessirt uns weiter nicht.

Von Interesse für unseren jetzigen Zweck ist das Bild 3. Am Fenster eines hellen Zimmers ist die Hinterseite des flachen Ellipsoids ganz bedeckt von diesem Bild. Wenn man nun in geeigneter Richtung beobachtet, bemerkt man, dass ein sichelförmiger Theil des Bildes eine bedeutende Helligkeit hat. Aus dem grösseren, dunkleren Theil in den glänzenden setzen sich ungestört alle Linien des Bildes in ihrer verzerrten Weise fort. Dieser glänzende Theil ist total reflectirt; er ist auch in dem langaxigen Ellipsoide sichtbar, jedoch bei anderer Beobachtungsrichtung, in der Kugel niemals. Dass die Reflexion im glänzenden Stück total ist,

beweist man leicht durch folgenden Versuch. Man hält das Ellipsoid so, dass der fragliche Theil des Bildes sich unten befindet, und nähert dann von unten her ein Schälchen mit Wasser oder Alkohol oder irgend einem dichteren Medium als Luft. Im Momente des Eintauchens verschwindet aller Unterschied zwischen dem hellen und dunkleren Teile des Bildes, beide werden gleich hell, dunkler aber als zuvor, ohne dass natürlich an den Linien des Bildes etwas sich änderte.

Unter genau denselben Umständen, unter denen das flache Glasellipsoid total reflectirte Bilder gibt, beobachtet man in den Höhen, in welchen sich in einer Reihe von herabfallenden Tropfen flache Ellipsoidformen befinden, sehr helle, vertical langgestreckte Lichtflecke von den Formen, wie sie Fig. 4, darstellt und zwar *A* die obersten drei oder vier, *B* die folgenden zwei oder drei und *C* alle tieferen. Hält man das flache Glasellipsoid mit verticaler Axe neben einen hellen Lichtfleck der Tropfen und beobachtet nach verschiedenen Richtungen, so verschwindet und erscheint er zugleich mit dem totalen Reflex im Glasellipsoid.

Hieraus ist klar, dass die hellen Lichtflecke der Tropfen aneinander gereihte, umgekehrte, in einem Theil total reflectirte Bilder des Stückes Himmelsgewölbe, dass das Fenster abgrenzt, sind, entworfen von den flachen Ellipsoiden und begrenzt nach oben und unten durch die Kugelformen der Tropfen, und dass also ihr Ort wesentlich zusammenhängt mit den ellipsoidischen Schwingungen und zu deren Verfolgung dienen kann.

Rein ellipsoidisch schwingen nun die frei abfallenden Tropfen nicht, und es ist kein Zweifel, dass auch die Partialschwingungen in dritten Kugelfunctionen auf die totalen Reflexe Einfluss haben werden. Das Aussehen der Reflexe *B* lässt dies erkennen; ihre Unterbrechung in zwei Theile kommt daher, dass sich über das flachste Ellipsoid das den hellsten Punkt geben würde (ich habe immer nur die Reflexe der flachen Ellipsoide benutzt), in der vierten, fünften, sechsten Schwingung gerade die grösste Amplitude der Partialschwingung lagert, wie die photographischen Aufnahmen ersichtlich machen, und die untere Hälfte des Tropfens, an der eben

die totale Reflexion stattfinden sollte, dergestalt verändert, dass hier die Helligkeit nach dem flachsten Ellipsoid hin gerade ab-, statt zunimmt: der dunkle Zwischenraum fällt nahe dem flachsten Ellipsoid. Dieser Einfluss der Partialschwingungen wäre für die Messungen sehr störend.

Es gelingt aber, die ellipsoidischen Schwingungen beinahe vollständig rein und daher die totalen Reflexe alle in der zur Messung geeigneten Form *C* zu erhalten, wenn man in die Axe der Ausflusströhre ein dünnes, nach unten sehr spitz zulaufendes Holzstäbchen einsetzt, siehe Fig. 3 *h*, an dem die Tropfen, nachdem sie gebildet, heruntergleiten müssen. Die Bewegung der Flüssigkeit aus dem Ligament hinaus nach abwärts, welche ja die einzige Ursache der Partialschwingung ist, wird durch die Reibung am Stäbchen fast ganz aufgehoben, und die Funkenbeobachtung zeigt, dass der Tropfen, sobald er das Stäbchen verlassen hat, gleich beinahe rein ellipsoidisch schwingt, nur die Reflexe 3, 4 und 5 fallen etwas unterhalb der flachsten Ellipsoide, wenn die Tropfen nicht sehr klein sind. Es ist aber nötig, dass das Stäbchen sehr spitz ende, geradlinig sei und genau in der Rohraxe stehe.

Sehr geeignet hierzu sind im Apparat Fig. 3, Grannen von reifer Gerste (die ich nacheinander in Aether, Alkohol, Wasser gewaschen habe); *r* und *ff* sind in Fig. 3 wie 4 das enge Rohr und der Glasfaden zur Regelung des Zuflusses, ebenso ist *p* der Papierstutzen, in den das Rohr endet. *g* ist ein dünnes Glasröhrchen, welches unten innerhalb *p* endigt, und in das die Granne *hh* mit gelinder Reibung eingeschoben ist. Dieses Röhrchen *g* wird durch ein im Mittelpunkt durchbohrtes gleichseitiges Dreieck von Platin, *Pt*, und einen Tropfen Schwefel, *S*, der den oberen Ansatz der Röhre ausfüllt, festgehalten. Während der Schwefel angetropft wird, ist die Granne und der Papierstutzen noch nicht vorhanden, und das Röhrchen *g* durch ein centrisch gebohrtes Stück Messing (Uhrmacherfutter), welches den Zwischenraum zwischen ihm und dem äusseren Rohr bei *p* ausfüllt, fixirt. Das Messingfutter wird nach dem Erstarren des Schwefels herausgezogen.¹⁾

1) Dieser Apparat wurde nur zu den in Tab. IV und VI enthaltenen

Das Stäbchen hatte auch noch den Nutzen, dass es gestattete, die Amplitude auch der ellipsoidischen Schwingungen abzuändern, indem man es verschieden weit aus der Röhre vorstehen liess, um den Einfluss dieser Abänderung auf die Schwingsdauer zu untersuchen.

Es wurden aber auch Messungen ohne dieses Stäbchen gemacht und dazu mit den tiefen Reflexen der Form *C* auch der alleroberste benutzt, den ich der Symmetrie halber immer als 0. bezeichnen werde, und dessen hellster und breitesten Punkt mit der flachsten Form des Tropfens zusammenfällt; dieser Reflex ist auch so klein, dass eine Fallbewegung hier noch so langsam, dass ein kleiner Irrthum in der Phase nur einen sehr kleinen Fehler der abgelesenen Höhe bewirken würde. Dabei habe ich in Anbetracht dessen, dass die Tropfen nur im ganzen grossen Ellipsoide sind, dafür Sorge getragen, dass möglichst viele Punkte der Oberfläche zum reflectirten Bilde beitragen, dass also die Tropfen ein möglichst grosses Bild des Fensters geben (denn es wird der starken sphärischen Aberration wegen jeder Punkt des Bildes von anderen Oberflächenelementen entworfen, wie Beobachtung am Glassellipsoid lehrt), d. h. ich habe den Apparat nahe dem Fenster aufgestellt. Die Beleuchtung kommt dann schief von oben; und um die Reflexe recht ausgeprägt zu sehen, muss man sie auch schief von oben betrachten, und zwar so, dass, wenn man die Tropfen vor sich hat, das Fenster zur Rechten oder Linken sich befindet.

Abgelesen wurde immer die Höhe des hellsten Punktes, oder, was bei den Reflexen *C* dasselbe ist, der Mitte, an einem in Millimeter getheilten Spiegelglasstreifen *mm* (Fig. 2), der in 1 bis 2 cm Entfernung vor dem Weg der Tropfen vertical aufgestellt war. Ein Streifen schwarzer Tapete hinter dem Tropfen gab einen passenden Hintergrund; in der Figur ist er weggelassen. Der kleine halbbelegte Spiegel *s* war vor dem Glasmaassstab auf und ab schiebbar so, dass seine in passende Neigung zum Horizont gestellte Ebene dabei sich

Versuchen benutzt, die übrigen sind mit einem ähnlichen ausgeführt, der aber statt der Granne ein Holzstäbchen und statt des Schwefels eine Kautschukdichtung enthielt.

selbst parallel blieb. Er diente dazu, die Visirrichtung zur Vermeidung einer Parallaxe zu fixiren, indem man den Lichtstreifen, dessen Höhe abgelesen werden sollte, durch das Spiegelbild der Pupille im kleinen Spiegel halbiren liess; der Theilstrich des Maassstabes, der dann durch den Mittelpunkt des Pupillenbildes ging, war der gesuchte. Obwohl jede Lichterscheinung nur einen Augenblick dauert, ist diese Einstellung durch die regelmässige Wiederkehr des Lichtes gut möglich.

Was endlich das Wägen der Tropfen betrifft, so wurde es in weithalsigen Wägegläschen ausgeführt, wie man sie in der chemischen Analyse anwendet, in welchen die Tropfen, gewöhnlich 100, aufgefangen waren. Um Spritzverlust zu vermeiden, war in jedes Wagegläschen ein Glimmerblatt schief hineingestellt, auf das die Tropfen zunächst fielen.

Die Constanz des Tropfengewichtes kann aus Folgendem beurtheilt werden:

Tropfengewicht aus 50 Tropfen	0,05224 g
unmittelbar nachher nochmals bestimmt	0,05226 „
30 Min. später, als das Niveau um 18 mm gesunken war	0,05198 „
als das frühere Niveau durch Nachgiessen hergestellt war	0,05228 „

Es wurde daher das Tropfengewicht bei den meisten Versuchen nur einmal bestimmt. Die Gewichte der secundären Tröpfchen, welche auch mit gewogen wurden, betrugen bei den angewandten Röhrendurchmessern kaum Zehntelmilligramme, es konnte also von ihnen ganz abgesehen werden.

Bevor ich zu den Resultaten selbst komme, muss ich noch eine Untersuchung über den Luftwiderstand einfügen, welche nicht nur der Fallgesetze halber, sondern auch wegen einer denkbaren Einwirkung der Luft auf die bewegten Tropfen selber für unseren Gegenstand wichtig ist.

6. Newton fand die negative Beschleunigung, die ein gasförmig oder tropfbar flüssiges Medium auf eine bewegte starre Kugel ausübt¹⁾:

1) Newton, Philosophiae naturalis principia mathematica, Liber II. Sectio 2 u. 7; auch Gehler's Wörterb. d. Phys., Art. Widerstand, p. 1735 u. 1743.

$$f = \frac{g}{D} \cdot \frac{v^2}{r},$$

wenn v die Geschwindigkeit, r der Radius, D die Dichte der Kugel, ρ die des widerstehenden Mediums ist. Sonach ist die Differentialgleichung der verticalen Fallbewegung einer festen Kugel durch ein solches Medium:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = g - \frac{g}{K^2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2,$$

wo $g/K^2 = \frac{g}{D}(\rho/Dr)$, und ihre Integration liefert, wie bekannt:

$$x = \frac{K^2}{g} \log \left(c_1 e^{Kt} + e^{-\frac{gt}{K}} \right) + c_2.$$

c_1 und c_2 sind Constanten der Integration.

Es kam darauf an, zu untersuchen, ob dies auch die Fallgesetze eines Flüssigkeitstropfens durch Luft sind, und besonders, ob durch mehr oder minder rasches Aufeinanderfolgen von Tropfen der Luftwiderstand nicht etwa durch Strömungen beeinflusst wird.

Dieses habe ich in folgender Weise bewerkstelligt. Der schon mehrfach gebrauchte Stromunterbrecher wurde etwa 3 m unter dem Ausflussapparat aufgestellt; er beleuchtet, wenn die Tropfen rasch genug nacheinander auf ihn fallen, jeden einzelnen Tropfen an mehreren Punkten seiner Bahn, und zwar, wie schon bekannt, alle an denselben Punkten. Wenn man also im dunklen Raume mit dem Funkenentlader und einem mattten Schirm in der Hand vom Unterbrecher bis zum Ausflussrohr aufsteigt, findet man eine Reihe scheinbar schwebender Tropfen, deren Höhen man an einem verticalen, in Centimeter getheilten Maassstab ablesen kann. Schwankten dabei auch in den grösseren Tiefen die beleuchteten Tropfen ziemlich auf und ab, so konnte man doch nach einer kleinen Weile ihren mittleren Ort ausfindig machen. Zugleich wurde mit Hülfe eines Secundenchronoskops die Zeit gemessen, während welcher eine gezählte Anzahl Funken erschien; diese Zeit, dividirt durch die Anzahl, gibt die Zeit von einem Funken bis zum nächsten, also die Zeitintervalle T , in denen die notirten Höhenintervalle x durchfallen sind. Um diese Zeitintervalle beständig

gleich zu erhalten, hatte bei diesen Versuchen der Ausflussapparat eine Mariotte'sche Flasche. Endlich wurde noch das Gewicht der Tropfen bestimmt, um den Radius r der Kugel zu kennen, die ihre mittlere Form ist.

Ist dieses alles gefunden, so kann man $g/K^2 = \gamma \cdot (\rho/Dr)$ setzen und γ berechnen, um zu erkennen, ob es constant, und wie gross es ist, wie das Folgende zeigt:

Bezeichnen x_1, x_2, x_3 die Höhen dreier aufeinander folgender beleuchteter Tropfen von einem beliebigen Anfangspunkte aus gemessen, T das gemessene Zeitintervall, so ist, wenn man die Zeit von dem Moment aus zählt, in welchem der Tropfen x_1 passirt:

$$x_1 = \frac{K^2}{g} \log (c_1 + 1) + c_2,$$

$$x_2 = \frac{K^2}{g} \log (c_1 e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}) + c_2,$$

$$x_3 = \frac{K^2}{g} \log (c_1 e^{\frac{2gT}{K}} + e^{-\frac{2gT}{K}}) + c_2;$$

$$x_2 - x_1 = \Delta_1 = \frac{K^2}{g} \log \frac{c_1 e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}}{c_1 + 1},$$

$$x_3 - x_2 = \Delta_2 = \frac{K^2}{g} \log \frac{c_1 e^{\frac{2gT}{K}} + e^{-\frac{2gT}{K}}}{c_1 e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}}.$$

Aus der ersten der beiden Gleichungen, in denen Δ_1 und Δ_2 abkürzende Bezeichnungen für die Wege sind, ist:

$$c_1 = \frac{e^{-\frac{gT}{K}} - e^{\frac{\Delta_1 \frac{g}{K^2}}{}}}{e^{\frac{\Delta_1 \frac{g}{K^2}}{}} - e^{-\frac{gT}{K}}}.$$

Substituirt man dies in die zweite, ersetzt auch in dieser den Logarithmus durch die Exponentialfunction und schafft die Nenner weg, so erhält man eine Gleichung, die, durch $e^{\Delta_1 \frac{g}{K^2}} (e^{\frac{gT}{K}} - e^{-\frac{gT}{K}})$ dividirt, ist:

$$(2) \quad 0 = e^{\Delta_2 \frac{g}{K^2}} + e^{-\Delta_2 \frac{g}{K^2}} - (e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}).$$

In dieser Gleichung ist nichts mehr unbekannt als K , welches das gesuchte γ enthält. Um sie mit beliebiger Annäherung auflösen zu können, entwickelt man die Exponentialfunctionen in die Taylor'schen Reihen:

$$e^z = 1 + \frac{z}{1!} + \frac{z^2}{2!} + \frac{z^3}{3!} + \dots$$

Man übersieht sogleich, dass aus den zwei Reihen der Klammer die Glieder mit ungeraden Potenzen von K wegfallen, und dass die zwei anderen Reihen überhaupt nur gerade K -Potenzen enthalten, dass also das Resultat auch nur gerade Potenzen enthalten wird; es lautet, mit g/K^2 dividirt:

$$0 = \sum_1^{\infty} \frac{g^n}{K^{2n}} \left(\frac{A_2^n + (-A_1)^n}{n!} - 2 \frac{g^n T^{2n}}{(2n)!} \right).$$

Die Reihe ist convergent, da sie die Summe von vier convergenten Reihen ist. Für die Werthe, die die vorkommenden Grössen bei den Versuchen haben, ist das vierte Glied dieser Reihe schon so klein, dass es bei der Berechnung der meisten Versuche ganz wegleiben konnte. Wurde dem von K freien Gliede als kleine Correction m beigefügt, so blieb also zur Bestimmung von γ die Gleichung:

$$(3) \quad \left\{ \left(\gamma \frac{g}{Dr} \right)^2 \left(\frac{A_2^3 - A_1^3}{6} - \frac{g^3 T^6}{360} \right) + \gamma \frac{g}{Dr} \left(\frac{A_2^2 + A_1^2}{2} - \frac{g^2 T^4}{12} \right) \right. \\ \left. = g T^2 - (A_2 - A_1) - m, \right.$$

worin $Dr = \sqrt[3]{(3/4\pi)pD^2}$ ist, wenn p das Tropfengewicht ist. g , welches in der Breite und Meereshöhe von Heidelberg 9,8093 m/sec² beträgt, ist noch um den Luftauftrieb zu mindern.

Die erhaltenen Werthe von γ , sowie die Versuchsdaten selbst, sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle I.

Vers.-Nr.	p g	T sec		x cm	ber. aus	γ
Wassertropfen.						
1	0,063 315	0,1531		1	17,12	1, 3, 5
				2	33,65	
				3	72,78	2, 3, 4
				4	132,78	
				5	212,18	3, 4, 5
				u.	304,85	0,147
2	0,045 223	0,1895		1	17,16	
				2	43,59	1, 2, 3
				3	103,76	
				4	193,75	2, 3, 4
				u.	305,15	0,167
				1	17,40	
3	0,059 740	0,2490		2	59,42	1, 2, 3
				3	158,78	
				1	21,7	
4	0,029 15	0,3787		2	107,6	1, 2, u.
				u.	305,4	0,153
				1	21,00	
5	0,030 27	0,381		2	105,77	1, 2, u.
				u.	305,10	0,148
				1	26,40	
6	0,107 99	0,1775		2	57,03	2, 3, 4
				3	115,38	
				4	200,90	1, 3, u.
				u.	305,12	0,112
Alkoholtropfen.						
7	0,019 27	0,20163		1	17,01	
				2	42,99	2, 3, 4
				3	103,43	
				4	194,18	1, 3, u.
				u.	305,32	0,184
Quecksilbertropfen.						
8	0,088 72	0,20750		2	29,57	
				3	89,75	2, 3, 4
				4	191,28	0,324

Es war durch Vorversuche festgestellt, dass die Messlatte, die in weniger als 2 cm Entfernung neben den Tropfen aufgestellt war, den Luftwiderstand nicht modifizirte.

Die Zahlen T und x sind fast sämmtlich Mittelwerthe; zum Beleg hierfür, sowie für die Art der Beobachtungen

gebe ich die Zahlen von Versuch 1 in der folgenden Tabelle vollständig.

Tabelle II.

Versuch 1. Höhen der oberen Tropfenränder.

x	abgel. vor der Best. von T			nach der Best. von T			Mittel
1	17,3	17,1	17,1	17,1	17,0	17,1	17,12 cm
2	34,5	33,7	33,5	33,5	33,3	33,4	33,65 "
3	73,9	73,4	72,8	72,3	72,2	72,6	72,78 "
4	133,6	133,2	132,7	132,6	132,4	132,2	132,78 "
5	212,5	212,6	211,9	212,3	212,0	211,8	212,18 "
u.	304,85						304,85 "

Zeitbestimmung: 400 Tropfen fielen in 1 Min. 1,4 Sec., 1 Min. 0,8 Sec.
1 Min. 1,5 Sec.; Mittel 400 $T = 1$ Min. 1,23 Sec.

Tropfengewicht: 200 Tropfen mit Wägegl. 26,384 g

leeres Wägegl. 13,721 "

 $200p = 12,663$ g

x bezeichnet die Höhe der Fläche der Korkplatte am Unterbrecher, wo sich zur Zeit eines Funkens auch ein Tropfen befindet, welche daher auch mit zur Berechnung von γ verwendet werden kann; jedoch nicht ohne Correction, wovon man sich überzeugt, wenn man das Licht des Funkens auf den Unterbrecher selbst fallen lässt, wobei man den eben aufgefallenen Tropfen schon in einen Kreis kleiner Tröpfchen zerstoben sieht: es war also Zeit vergangen zwischen dem Auffallen des Tropfens und dem Erscheinen des Funkens. Es ergibt sich aus dem Vers. 1, wenn man mit dem Mittelwerthe 0,1560 der drei schon erhaltenen γ , den zu $x_4 - x_2 = \Delta_1$ gehörigen Weg Δ_2 aus Gleichung 2) berechnet, dass während des Zeitverlustes im Unterbrecher der Tropfen noch um 2,7 cm weiter fallen können. Diese 2,7 cm wurden bei Vers. 6, dessen Tropfen mit denen des Vers. 1 ungefähr die gleiche Masse haben, bei der Berechnung zu dem angegebenen x_u hinzugaddirt, ebenso bei den leichteren Tropfen von Versuch 4, 5 und 7 5,1 cm, abgeleitet aus Versuch 2.

Man sieht aus den gefundenen Werthen von γ :

1. dass $f = \text{const. } \rho v^2 / Dr$ die Abhängigkeit des Luftwiderstandes vom Radius r der Tropfen innerhalb der untersuchten Grenzen richtig darstellt, denn vergleicht man die

aus Versuch 1, 2 und 6, in denen T nahe dasselbe, p jedoch sehr verschieden war, erhaltenen γ , so findet man Uebereinstimmung, soweit die Genauigkeit der Versuche geht.

2. Die Zeit T , nach welcher die Tropfen einander folgen, ändert den Luftwiderstand nicht, wie man durch Vergleichen der in dieser Beziehung extremen Versuche 4, 5 und 1, 6 findet.

3. Der Luftwiderstand der Tropfen, dessen Constante im Mittel aus den mit Wasser und Alkohol (spec. Gewicht 0,8105) erhaltenen Werthen = 0,153 ist, ist geringer als der fester Kugeln: er ist von Newton aus Fallversuchen in Luft und Wasser zu $\frac{3}{8} = 0,375$, von Borda¹⁾ auf ähnliche Weise zu $\frac{9}{40} = 0,225$, von Hutton²⁾ an abgeschossenen Kugeln (von 1 Zoll Durchmesser) zu $\frac{3}{16} = 0,188$ gefunden. Nur Quecksilber ergab einen grösseren Werth der Constanten γ .

Die Ursache des kleinen Widerstandes gegen die Tropfen kann an der Nachgiebigkeit der Flüssigkeit gegen den Druck der strömenden Luft, also an kleinen Deformationen der Tropfen liegen gerade dort, wo der Luftwiderstand am stärksten angreift.

Obgleich die photographischen Aufnahmen sowie die Beobachtung der Tropfen bis zu 3 m Tiefe nichts hiervon zu erkennen geben, zeigte sich in der That bei Regentropfen, die ich bei Gelegenheit eines ausgiebigen nächtlichen Niederschlages durch den electrischen Funken auf einen matten Schirm projicirte, dass sie zumeist flach mit einer Zuspitzung nach unten waren, ähnlich dem Tropfen der nach der siebenten Partialschwingung abgebildet ist, während kein einziger gefunden werden konnte, der eine Spitze nach oben gehabt hätte, wie dies hätte der Fall sein müssen, wenn von Partialschwingungen die Rede sein könnte; vielmehr stimmen die Formen der Regentropfen ganz mit denen überein die J. J. Thomson³⁾ von Tropfen beschreibt, die in Flüssigkeiten gefallen sind, und sich in Wirbelringe zu verwandeln beginnen. Es ist also kein Zweifel darüber, dass die Luft

1) Borda, s. Gehler's Wörterb. d. Phys., Art. Widerstand, p. 1751.

2) Hutton, Trans. Roy. Soc. Edinb. 2.

3) J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. 39. p. 417. 1885.

in den Tropfen Wirbelbewegungen erregen kann, indem sie die äussere Fläche im Vorbeiströmen mit sich reisst. Dabei hat sie nicht nur die innere Flüssigkeitsreibung zu überwinden, sondern, insbesondere bei Wasser, auch Arbeit deshalb zu leisten, weil unten neue Oberfläche gebildet wird, während oben zwar gleich viel, aber ältere, also, wie sich noch zeigen wird und auch schon bekannt ist, bei Wasser schwächer gespannte Oberfläche verschwindet. Daher kommt es auch, dass sich solche Wirbelbewegungen in Wasser weit schwerer bilden als in Alkohol, wie folgender Versuch zeigt. Ein kleines Bechergläschen war bis oben voll mit Wasser gefüllt, in dem *Lycopodium* suspendirt ist, um die Strömungen verfolgen zu können, die ein breiter, ziemlich starker Luftstrom, schief über die Oberfläche geblasen, erzeugte. Es bilden sich nur kreisende Bewegungen in horizontalen Bahnen aus, wobei die Theilchen der Oberfläche also immer in derselben bleiben. An den Stellen, wo der Luftstrom am stärksten angreift, folgen sie ihm, wo er schwächer ist, kehren sie beiderseits wieder zurück. Dasselbe ergab mit Gewalt aus der Wasserleitung geströmt Wasser, dessen Bewegungen man durch die unzähligen Luftblasen, durch die es wolfig getrübt erscheint, verfolgen kann. Derselbe Versuch mit Alkohol ergibt, dass die mit dem Luftstrom nach einer Richtung bewegten Oberflächentheile untertauchen und im Inneren der Flüssigkeit zurückkehren, also in verticalen Bahnen kreisen. Nur bei Alkohol bildeten sich also unter den Umständen dieses Versuches Bewegungen, die den oben erwähnten Wirbeln entsprechen und in Tropfen stattfinden können. Davon noch bei den Messungen mit Alkoholtropfen.

7. Die folgende Tabelle enthält Versuche mit Wassertropfen, die hauptsächlich angestellt wurden, um zu sehen, welchen Einfluss die Amplitude auf die Schwingungsdauer hat, und wie sich die Oberflächenspannung mit der Zeit ändert.

Der verschiedenen Länge des Stäbchens in Columne 1 entsprechen die Amplituden der Columne 2, diese sind angegeben durch das Verhältniss der grössten Dehnung der Hauptaxe der Gleichgewichtskugel zur Hauptaxe (oder Durch-

messer) selber, und zwar sind es mittlere Amplituden, denn dieselben nehmen von oben nach unten ab, wovon noch im Abschnitt 8 die Rede sein wird. Ihre Grösse wurde auf folgende Art gefunden. Es war eine Tafel entworfen, welche neben der numerischen Angabe verschiedener Amplituden ($\frac{1}{30}$, $\frac{1}{15}$, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{5}$ etc) die Zeichnung zweier Ellipsen enthielt, der Meridianschnitte nämlich eines Tropfens in den zwei äussersten Elongationen der angeschriebenen Amplitude. Hatten sich nun durch Verfolgung des Tropfens nach der im Anfang des Abschnittes 3 angegebenen Art das äusserste flache und gedehnte Ellipsoid dem Gedächtniss eingeprägt, so konnte man es in der Zeichnung aufsuchen (dieselbe nöthigenfalls durch eine vergrössernde oder verkleinernde Linse betrachtend) und die Amplitudenangabe entnehmen. Die Beobachtung wurde wiederholt — wobei natürlich die vorhergehenen Bilder dem Gedächtniss schon entchwunden sein müssen — und das Mittel der Resultate genommen.

Tabelle III. Wasser.

Beschaf- feheit d. Röhre	Amp.	Temp.	Zeitunter- vall zweier Tropfen	p	Höhen der totalen Reflexe				α
					Ref.	Höhe	Ref.	Höhe	

Apparat mit Stäbchen.

Stäbchen vorsteh. um mm	$^{\circ}$ C.	sec	g		cm		cm		mg mm	
21,6	$\frac{1}{10}$	15,7	0,273	0,05646	0	141,755	7	105,263	14	28,290
21,7	$\frac{1}{10}$	14,3	0,455	0,05015	0	141,255	8	101,131	16	13,743
25,6	$\frac{1}{5}$	15,8	0,500	0,06181	0	190,63	7	152,66	14	69,92
29,6	$\frac{1}{10}$	16,7	0,349	0,05947	0	141,475	7	103,309	14	22,479
—	$\frac{1}{10}$	15,9	0,517	0,05953	0	141,310	7	103,801	14	22,854
30,3	$\frac{1}{10}$	16,0	0,353	0,05757	0	141,200	7	104,908	14	26,743

Apparat ohne Stäbchen.

Glas- rohr	16,7	0,199	0,03686	0	165,605	8	141,877	16	83,987	7,756
"	15,0	0,341	0,03505	0	165,060	9	136,242	18	64,944	7,905
Papier- stutz	$\frac{1}{10}$	—	0,379	0,08615	(Photograph. Abbildungen)				7,367	
"	17,2	0,448	0,06014	0	159,665	7	129,860	14	54,703	7,284
"	15,5	0,451	0,03607	0	157,815	9	130,139	18	57,251	7,187
"	$\frac{1}{10}$	15,8	0,674	0,03632	0	157,820	9	130,116	18	57,406
"	16,6	0,909	0,05420	0	196,24	8	162,35	16	75,90	7,331
"	18,9	1	0,03576	0	194,62	8	172,23	16	114,23	7,283
Glas- rohr	16,5	1,05	0,03327	0	164,930	10	134,428	20	53,346	7,269
						11	128,552	22	30,624	7,141

Die Temperatur ist im Wasserbehälter zur selben Zeit gemessen, als die Tropfen behufs Wägung aufgefangen wurden. Columne 5 enthält das Gewicht eines Tropfens p .

Col. 4 gibt die Zeit, welche ein Tropfen brauchte, um sich zu bilden, also ein Maass für das Alter seiner Oberfläche.

Die Höhen der Reflexe sind sämmtlich Mittelwerthe aus Ablesungen, die symmetrisch zur Gewichtsbestimmung vor und nach derselben vertheilt waren. Von den tiefsten Reflexen sind die meisten Ablesungen gemacht worden.

α , die Oberflächenspannung ist nach Gl. (1) ($n = 2$):

$$\alpha = \frac{3}{8} \pi \cdot \frac{p}{g T^2},$$

berechnet. Wurden die Reflexe 0, n , $2n$ beobachtet, so ist in dieser Gleichung die Schwingungsdauer $T = n T_n$, wenn T_n die Zeit ist, während welcher der Tropfen von einem zum anderen der beobachteten Reflexe fällt, und diese Zeit kann aus Gl. (3) gefunden werden, in welcher A_1 und A_2 die Höhenunterschiede des 0. und n , n . und $2n$. Reflexes sind. γ ist = 0,153. Diese Gl. (3) kann man aber für diese Berechnung noch vereinfachen, indem bei den geringen Fallhöhen, die hier in Betracht kommen, ohne die kleinste Einbusse an Genauigkeit $m = 0$, $g^3 T^6 / 360 = 0$ gesetzt werden kann; ferner ist auch $g^2 T^4 / 12$ gegen $(A_2^2 + A_1^2)/2$ so klein, dass man es dem angenäherten Werth $(A_2 - A_1)^2/12$ gleich setzen kann und für die Schwingungsdauer die Gleichung:

$$g T_n^2 = A_2 - A_1 + \frac{\gamma \varrho}{D \cdot r} \left(\frac{A_2^2 + A_1^2}{2} - \frac{(A_2 - A_1)^2}{12} \right) + \left(\frac{\gamma \varrho}{D r} \right)^2 \frac{A_2^3 - A_1^3}{6}$$

erhält. Wie man sieht, braucht man, um α zu berechnen, g gar nicht zu kennen und auch das spec. Gew. der untersuchten Flüssigkeit ist nur zur Correction wegen des Luftwiderstandes in Dr nöthig.

Die erhaltenen Werthe von α wurden noch mit Hülfe der Brunner'schen Formel:

$$\alpha_t = \alpha_0 (1 - 0,001 866 t)$$

auf 16° reducirt, aber dies ist zum Theil überflüssig, weil bei diesen Versuchen die Temperatur der Oberfläche wegen der Verdampfung beim Fall doch um eine unbekannte An-

zahl Grade erniedrigt wurde. Ich habe deswegen noch in Tab. IV einige Versuche mitgetheilt, bei welchen dieser Umstand wegfällt.

Vergleicht man die in den mit verschiedenen Amplituden unter sonst nahe gleichen Umständen angestellten ersten sechs Versuchen der Tab. III erhaltenen α und bemerkst dazu, dass auch ohne Stäbchen die Amplitude nur $1/6$ beträgt, so sieht man, dass die Amplituden, in denen diese von Röhren einzeln abfallenden Tropfen schwingen, als verschwindend klein zu betrachten sind; ihre Grösse ist für die Schwingungsdauer bei der hier erreichten Genauigkeit gleichgültig und wurde daher in den weiteren Versuchen nicht mehr gemessen.

Die übrigen Versuche mit dem Apparat ohne Stäbchen sind nach der Ausflussgeschwindigkeit, die eine sehr verschiedene ist, geordnet, um die schon erwähnte Veränderlichkeit von α mit der Zeit hervortreten zu lassen. Der aufsteigenden Reihe der Zeiten in Col. 4 entspricht die ziemlich regelmässig absteigende Reihe der α in der letzten Columne, und diese Reihe wird auch dadurch nicht gestört, dass einige der Versuche mit einer Glasröhre angestellt sind, die statt des Papierstutzens ein senkrecht zur Axe abgeschliffenes Ende hatte. Sie war mit conc. Salpetersäure, Wasser und Alkohol gewaschen, während die Röhren mit Papierstutzen unter Wasser gereinigt wurden. Auch die sechs ersten, mit dem Stäbchen erhaltenen Werthe passen in diese absteigende Reihe der α .

In Tab. IV sind die Versuchsresultate an möglichst rasch sich bildenden Wassertropfen zusammengestellt, die durch ein Rohr fielen, in dem die Luft durch Befeuchten der Wände mit Wasserdampf gesättigt war. So war die Abkühlung der Oberfläche durch Verdampfung vermieden. Das 26 mm weite Rohr war sehr gleichmässig cylindrisch, sodass der Maassstab ausserhalb desselben aufgestellt werden konnte. Er bestand bei diesen Versuchen eigentlich nur aus einem Papierstreifen, der an die Röhre befestigt war, und auf welchem längs der Kante eines Schiebers mit dem Spiegel, Bleistiftmarken gezogen wurden. Dazu war auf den halb-

legten Spiegel eine horizontale Linie geritzt, welche beim Einstellen den betreffenden Reflex und das Pupillenbild halbirete. Die Abstände der Bleistiftmarken von der obersten sind, im Mittel, die in der Tabelle angegebenen Höhen. Die so erreichte Genauigkeit genügt vollkommen, da immer nur grosse Distanzen zu messen sind, denn die oberen Reflexe sind, wie schon oben erwähnt, unbrauchbar, weil sie nicht genau mit den flachsten Ellipsoiden zusammenfallen.

Tabelle IV.
Wassertropfen in gesättigtem Dampf.
Apparat mit Stäbchen.

Temp. °C.	Zeitinter- vall zweier Tropfen sec	p g	Höhen der Reflexe						α mg/mm 16° C.
			Ref.	Höhe em	Ref.	Höhe em	Ref.	Höhe em	
19,8	0,172	0,04888	0	0	6	23,52	12	74,44	7,286
					7	30,06	14	97,36	7,212
					8	37,21	16	122,76	7,168
14,9	0,231	0,06271	0	0	6	29,93	12	95,29	7,112
					7	38,38	14	124,90	7,022
16,9	0,240	0,06315	0	0	6	30,45	12	95,52	7,348
					7	38,61	14	125,28	7,120
17,3	0,240	0,06334	0	0	6	30,79	12	96,70	7,255
					7	39,45	14	126,65	7,172

Die Temperaturen sind wieder im Wasserbehälter gemessen; Wasser- und Lufttemperatur waren immer nahe gleich. α ist nach der oben angegebenen Formel auf 16° reducirt.

Die tieferen Reflexe haben kleinere Oberflächenspannungen ergeben, was ganz mit der oben besprochenen Abnahme der Spannung mit der Zeit übereinstimmt. Der Ausflussapparat war vor jedem der vier Versuche längere Zeit heissen Wasserdämpfen ausgesetzt.

Man könnte denken, dass diese Abnahme herrührt von dem langsamen Verschwinden der Abkühlung, welche mit der Bildung von Oberfläche verbunden ist, aber das ist nicht der Fall, denn diese Abkühlung ist sehr gering, sie besteht

bei Wasser, wie Sir W. Thomson aus dem Kreisprocesse an einer Seifenblase gefolgt hat¹⁾, in der Entziehung einer Wärmemenge, die äquivalent ist etwa der halben Arbeit bei Bildung der Oberfläche, also in 1 qmm Oberfläche $(7,3 \cdot 10^{-9})/(2 \cdot 426) = 0,0086 \cdot 10^{-9}$ Calorien, und würde diese Wärmemenge einzig nur einer Oberflächenschicht von 0,00005 mm Dicke (Radius der Wirkungssphäre) entzogen, so entstünde eine Abkühlung um $0,0086 \cdot 10^{-9}/0,00005 \cdot 10^{-6} = 0,17$ °C., welche die Oberflächenspannung nur um $0,0024 \frac{\text{mg}}{\text{mm}}$ vergrössert, aber selbst eine stärkere Abkühlung einer so dünnen Schicht wäre durch Wärmeleitung in kaum messbarer Zeit schon verschwunden.

Vielmehr ist die Ursache der Abnahme der Oberflächenspannung wahrscheinlich auch hier in Verunreinigung der Oberfläche mit fremden Substanzen, die sich mit ihrer geringen Oberflächenspannung auf dem Wasser ausbreiten, zu suchen. Dafür sprechen folgende Versuche mit Seifenlösung. Die Tabelle ist ganz wie die vorige angeordnet.

Tabelle V.
Seifenlösung.
Apparat ohne Stäbchen, abgeschliffenes Glasrohr.

Temp. °C.	Zeitinter- vall zweier Tropfen sec	p	Höhen der Reflexe						α 16°C.
			Ref.	Höhe	Ref.	Höhe	Ref.	Höhe	
15,4	0,254	0,02385	0	181,660	6	164,305	12	117,967	3,357
15,4	0,435	0,01812	0	181,875	7	162,527	14	112,510	3,244
15,5	1,111	0,01358	0	182,370	7	166,673	14	126,584	3,073

Diese Lösung, wovon 1 l nur 1 g Marseillerseife enthält, hat beinahe sämmtliche physikalische Eigenschaften des Wassers unverändert bis auf eine gewisse Zähigkeit und kleine Spannung in der Oberfläche. Der kleineren Oberflächenspannung entsprechend gibt es weniger Substanzen, die sich auf Seifenlösung ausbreiten und deren Oberfläche verunreinigen können, als auf Wasser, was die gefundene geringere Veränderlichkeit von α bei dieser Lösung erklären

1) W. Thomson, Proc. Roy. Soc. 9. p. 255. 1858.

kann. Die in der Tabelle enthaltenen Werthe sind der Abkühlung durch Verdampfung wegen zu gross; nach Sondhauss' Methode des Abreissens eines Ringes fand ich $\alpha = 2,684 \text{ mg/mm}$, doch kam es hier auf absolute Bestimmung nicht an.

Alkohol, mit noch kleinerer Constante, ergab keine Aenderung der Oberflächenspannung mit der Zeit, wie der Vergleich der zwei Versuche mit den Zeitintervallen 0,32 und 1,23 Sec. in der folgenden Tabelle zeigt. Die einzelnen Columnen haben dieselbe Bedeutung wie in den vorigen Tabellen; die Constanten sind mit Hülfe der Formel $\alpha_t = \alpha_0(1 - 0,00339 t)$ auf 16 °C. bezogen.

Tabelle VI.
Alkoholtropfen in gesättigtem Dampf.
Spec. Gew. des Alkohols bei 19 °C. 0,819 g/cm³.

Zeitintervall zweier Tropfen	p	Höhen der Reflexe						α 16 °C.		
		Ref.	Höhe	Ref.	Höhe	Ref.	Höhe			
Apparat ohne Stäbchen.										
°C.	sec	g	em	em	em	em	em	mg/mm		
16,5	0,322	0,006484	0	0	5 6 7 8 9 10	5,94 7,46 9,80 12,36 15,22 18,51	10 12 14 16 18 20	18,51 25,68 34,05 43,34 53,53 65,00	2,480 2,481 2,495 2,500 2,523 2,537	
Apparat mit Stäbchen.										
11,4	1,23	0,01310	0	0	5 6	13,66 18,21	10 12	42,05 56,38	2,462 2,580	

Hier tritt aber ein anderer Umstand auf, der die Zunahme der α nach unten bewirkt, und da die Oberflächenspannung des Alkohols mit der Zeit nicht zunimmt, kann diese Vergrösserung nur eine scheinbare sein. Wahrscheinlich werden die Schwingungen der Alkoholtropfen durch Wirbelbewegungen gestört, von denen schon p. 231 gezeigt ist, dass sie in Alkohol viel leichter entstehen, als in Wasser. Da sich nicht feststellen lässt, inwieweit solche Bewegungen schon die oberen Reflexe beeinflussen, kann man auf die mit

Alkohol erhaltenen Werthe kein Gewicht legen. Es ist auch auffallend, dass bei Alkohol die totalen Reflexe schon in einer Tiefe von 1 m schwer zu sehen sind, während sie an Wassertropfen vom Dache eines stockhohen Hauses noch sehr auffallend hell sind. Versuche mit Alkohol in freier Luft ergaben ein kaum grösseres α , was ich mir dadurch erkläre, dass durch die Wirbelbewegungen Oberfläche und Inneres der Tropfen immerfort ausgetauscht und so eine Abkühlung der Oberfläche durch Verdampfung vermieden wurde.

Zwei mit Quecksilber angestellte Versuche ergaben folgende Resultate:

T a b e l l e VII.

Quecksilber.

Apparat ohne Stäbchen; abgeschliffenes Glasrohr.

Temp.	Zeitintervall zweier Tropfen	Anzahl der Schwing.	T	p	α
°C.	sec		sec	g	$\frac{\text{mg}}{\text{mm}}$
17,8	0,39489	20	0,019 745	0,15164	46,72
18,3	0,40648	20 + $\frac{3}{4}$	0,019 590	0,15169	47,48
			Mittel 47,10,		
			$\alpha^2 = 6,948 \text{ qmm}$		

Der Apparat zu diesen Versuchen war ganz der zur Untersuchung des Luftwiderstandes angewandte, nur fehlte die Messlatte, und statt der Höhen der durch die Funken beleuchteten Tropfen wurde ihre Form beobachtet. Dabei war der Zufluss des Quecksilbers so regulirt, dass der oberste und zweite Tropfen eine bestimmte Phase der Schwingung hatte — so waren im ersten Versuch beide Tropfen kugelförmig, im zweiten der obere ein Ellipsoid im Maximum der Dehnung, der untere eine Kugel —, wieviel ganze Schwingungen sich zwischen diesen beiden Phasen befanden, konnte man an den periodischen Lichterscheinungen abzählen, die bei beliebiger Beleuchtung der Tropfen sichtbar sind. Es waren in beiden Versuchen 20. Die Zeit zwischen zwei Tropfen wurde hier sehr genau dadurch bestimmt, dass der

Tropfenunterbrecher ausser dem primären Strom des Funken-inductors auch noch den Strom eines Zeitregistrirapparates öffnete oder eigentlich mittelst Relais schloss. So konnte man dieses Zeitintervall vom Papierstreifen des Regsitrirapparates nach den Secundenpunkten genau bestimmen. Mit der Anzahl der Schwingungen dividirt, gibt es die Schwingungsdauer T , aus welcher mittelst des Tropfengewichtes p α berechnet wird. Der Luftwiderstand kommt bei dieser Versuchsanordnung gar nicht in Betracht. Das Quecksilber war in der Art gereinigt, wie es Professor Quincke zu seinen Versuchen über die Ausbreitung ausführte¹⁾, in dasselbe tauchte ein Platindraht, der etwa während des Versuchs entstandene Electricität zur Erde ableiten konnte.

8. In diesem Abschnitt habe ich nur noch zurückzukommen auf zwei Umstände: die innere Reibung und die Electricität, von denen zu zeigen ist, dass sie keinen Einfluss auf die mitgetheilten Resultate hatten.

Die innere Reibung der Flüssigkeit dämpft die Schwingungen der Tropfen und ändert so die Amplitude sowohl als auch die Schwingungsdauer. Man kann aus der Aenderung der ersteren die der letzteren berechnen.

Haben die Schwingungen das logarithmische Decrement λ , so sind die Amplituden durch:

$$a_2 = A e^{-\lambda \frac{t}{T}} \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right)$$

dargestellt, und es ist daher ($n = 2$) die potentielle Energie der Oberflächen:

$$P = \frac{8}{5} \pi \alpha A^2 e^{-2\lambda \frac{t}{T}} \cos^2\left(2\pi \frac{t}{T}\right),$$

die kinetische der Massentheile:

$$K = \frac{1}{5} \pi \alpha a^3 \frac{A^2}{T^2} e^{-2\lambda \frac{t}{T}} \left[2\pi \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right) + \lambda \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) \right]^2.$$

K wird ein Minimum, $k = 0$, zur Zeit $t_0 = T/2\pi \operatorname{arctg} \lambda/2\pi$ einer Lösung der Gleichung:

1) Quincke, Pogg. Ann. 139. p. 66. 1870.

$$2\pi \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right) + \lambda \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) = 0.$$

Der höchste Werth von K , bestimmt durch $\partial k / \partial t = 0$, tritt ein, wenn $t = T/4, 3T/4, \dots$. Es ist also, da:

$$\cos^2\left(\arctg \frac{\lambda}{2\pi}\right) = \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2}$$

$$\begin{aligned} \text{zur Zeit } t=t_0 \quad P_0 &= \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2}, \quad K=0 \\ \text{, " } \quad t=\frac{T}{4} \quad P_{1/4} &= 0 \quad , \quad K_{1/4} = \frac{4}{5}\pi^3 \sigma \alpha^3 \frac{A^2}{T^2} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \\ \text{, " } \quad t=t_0+nT \quad P_n &= \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi} - n\lambda} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2}, \quad K=0. \end{aligned}$$

Die Energiemenge, welche während den Schwingungen durch die Reibung in Wärme überging, ist daher:

$$P_0 + K_0 - P_n - K_n = \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2} \left(1 - e^{-2n\lambda}\right).$$

Erwägt man nun, dass schon während einer Viertelschwingung die Massentheile des Tropfens alle Geschwindigkeiten, von denen ja die Reibung abhängt, durchlaufen, dass also die Energieverluste der Viertelschwingungen demselben Gesetze folgen, wie die der ganzen Schwingungen, so hat man die im Zeitraum $(T/4) - t_0$ verwandelte Energiemenge, indem man $n = (T/4 - t_0)/T$ setzt:

$$w = \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2} \left(1 - e^{-\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}}\right).$$

Nun ist dem Prinzip der Erhaltung der Energie zufolge:

$$P_0 + K_0 = P_{1/4} + K_{1/4} + w$$

und daraus, indem alle Exponentialgrössen wegfallen:

$$(I) \quad T^2 = \frac{3}{8}\pi \frac{p}{\alpha g} \cdot \frac{4\pi^2 + \lambda^2}{4\pi^2},$$

wo wieder p das Tropfengewicht, $\frac{4}{3}\alpha^3 \pi \sigma g$, bezeichnet. $(4\pi^2 + \lambda^2)/4\pi^2$ ist der Factor, der durch die Reibung hinzukam.

Die folgende Tabelle enthält Beobachtungen über das

logarithmische Decrement λ , die beweisen, dass der Factor, der die Ueberschrift der letzten Columnne bildet, so nahe = 1 ist, dass es ganz weggelassen werden konnte. Bei zähen Flüssigkeiten ist dies bei weitem nicht der Fall. Leinöl gibt, obwohl dessen Dichte und Oberflächenspannung von der des Alkohols nicht viel verschieden ist, innerhalb der Höhe eines Meters nur einen einzigen Reflex, so sehr werden die Schwingungen hier durch die innere Reibung verlangsamt.

Tabelle VIII.

Flüssigkeit	p	Amplituden		λ	$\frac{4\pi^2 + \lambda^2}{4\pi^2}$
Wasser	0,05	1. Schwingung	0,190	0,0185	—
		11. "	0,158		
"	0,06	1.	0,200	0,0268	—
		11. "	0,153		
"	0,04	1.	0,173	0,0216	—
		16. "	0,125		
(Photogr. Abb.)	0,09	1.	0,20	0,0391	—
		10. "	0,14		
Seifenlösung	0,028	1.	0,192	0,0659	—
		12. "	0,098		
"	0,018	1.	0,215	0,0574	—
		13. "	0,108		
Alkohol	0,0066	1.	0,187	0,0772	1,000 151
		12. "	0,080		
"	0,004	1.	0,150	0,0592	—
		11. "	0,083		
Quecksilber	0,15	1.	0,18	0,0203	—
		21. "	0,12		

λ ist nach seiner Definitionsgleichung:

$$e^{\lambda^2} = \sqrt{\frac{n_2 - n_1}{\text{Amplitude d. } n_1 \text{ten Schwingung}} \cdot \frac{\text{Amplitude d. } n_2 \text{ten Schwingung}}{n_2 - n_1}}$$

berechnet, aus welcher ersichtlich, dass es gleichgültig ist, ob die Amplituden als absolute Längen oder im Verhältnisse zu einer constanten Länge gemessen sind. Der Werth der letzten Columnne ist nur für das grösste λ berechnet, für die übrigen wäre er noch näher 1.

Im Verlauf dieser Untersuchungen ist die Electricität oft benutzt worden, um die Formen der Tropfen zu studiren. Es ist aber bekannt, dass Electricität die Oberflächenspannung verringert. Nähert man dem Ausflussapparat einen electrischen Körper oder ladet ihn statt durch Vertheilung durch Berührung, so fallen die Tropfen viel schneller nacheinander, also kleiner ab. Dabei fällt es auf, dass alle totalen Reflexe ihre Orte beibehalten, solange das Abtropfen nicht durch allzu hohe Spannungen unregelmässig wird, dass also die Schwingungsdauer der Tropfen sich nicht ändert. Ganz dieselbe Unveränderlichkeit der Schwingungsdauer wird beobachtet, wenn man im Ausflussapparat zwischen dem engen Rohr, das die Ausflussgeschwindigkeit regulirt, und der Mündung des Rohres eine horizontale Metallröhre einschaltet und diese mit einer Flamme langsam erhitzt: wenn die Tropfen schon dampfen und sich bedeutend verkleinert haben, sind die totalen Reflexe noch immer an ihren Stellen geblieben. Diese Erscheinungen sind ein schöner experimenteller Beweis dafür, dass die Tropfengewichte eines und desselben Ausflussrohres proportional α sind¹⁾, denn wenn die Schwingungsdauer:

$$T = \sqrt{\frac{3}{8} \pi \frac{p}{g \alpha}},$$

unverändert bleibt, während α (durch Electricität oder Wärme) verändert wird, muss sich p proportional mit α ändern; alle übrigen Grössen sind ja Constanten. Es ist noch zu beweisen, dass die Beleuchtungsfunken des Inductors die Oberflächenspannung nicht geändert haben; dies kann durch folgenden Versuch geschehen:

Tropfengew. ohne electr. Einfluss (aus 50 Tropfen) 0,05316 g, Tropfengew., wenn die Funken, etwas unterhalb der

Rohrmündung, 10 cm von den Tropfen entfernt, überspringen 0,05321 g, woraus zu sehen ist, dass das Tropfengewicht, also auch die Oberflächenspannung unverändert blieb.

1) vgl. Quincke, Pogg. Ann. 135. p. 626. 1868.

Zum Schluss bleibt mir nur noch die Erfüllung der angenehmen Pflicht übrig, meinen verehrten Lehrern, Geheimrath H. von Helmholtz und Professor G. Quincke meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen für die Theilnahme und Unterstützung, welche sie mir bei meiner Arbeit zu Theil werden liessen.

Heidelberg, Juni 1886.

II. Ueber die Bestimmung der specifischen Gewichte einiger Gemische von Aethylalkohol und Kohlensäure; von Ad. Blümcke.

(Aus dem physikal. Laborat. der techn. Hochschule in München.)

(Hierzu Taf. III Fig. 4—7.)

Vor einiger Zeit veröffentlichte ich ein auf einer einfachen Verwendung des archimedischen Princips beruhendes Verfahren zur Bestimmung des spec. Gewichts von Flüssigkeiten, welche nur unter hohen Drucken bestehen können.¹⁾

In der vorliegenden Arbeit habe ich dasselbe auf Gemische von Aethylalkohol und Kohlensäure angewendet.

Die einzelnen Theile der Versuchsvorrichtung erlitten einige geringfügige Änderungen: Der Schwimmer erhielt das aus der Abbildung ersichtliche Aussehen. Fig. 4. Der zweifach gebogene Neusilberdraht *W*, welcher um eine Axe bei *C* drehbar war, trug auf der einen Seite den von drei Federn gehaltenen Spiegel *S*, auf der anderen die an einem dünnen Drahte befestigte gläserne Hohl-Kugel *K* und das verschraubbare, mit einer Gegenmutter feststellbare Laufgewicht *L*, durch dessen passende Stellung dem Schwimmer jede erwünschte Anfangsstellung gegeben werden kann. Die Aichung des Schwimmers geschah mit Hülfe von Wasser-Alkoholmischungen von bekannter Dichte bei den Temperaturen, welche bei den Kohlensäuremischungen in Anwendung kamen. Die specifischen Gewichte dieser Vergleichsflüssigkeiten wurden bei der Zimmertemperatur be-

1) A. Blümcke, Wied. Ann. 23. p. 404. 1884.

Fig. 3.

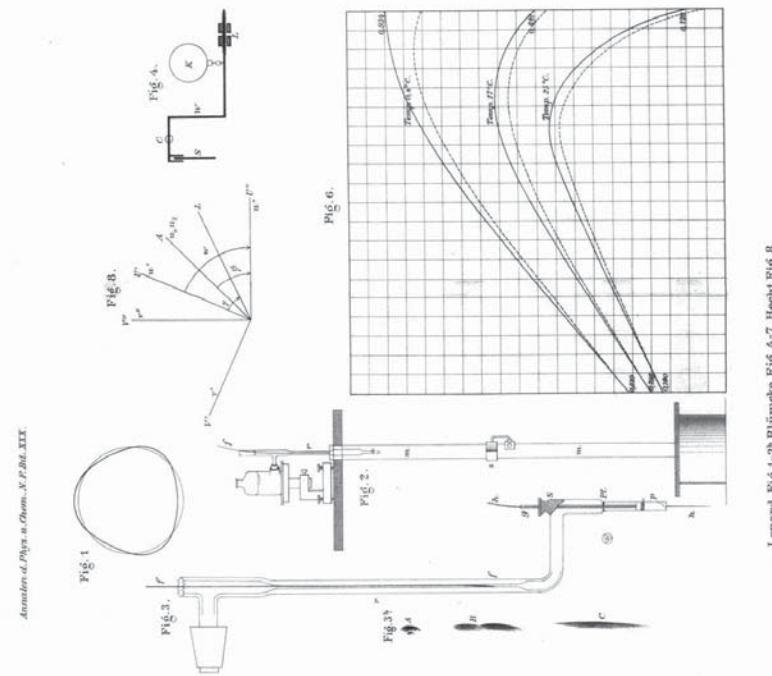
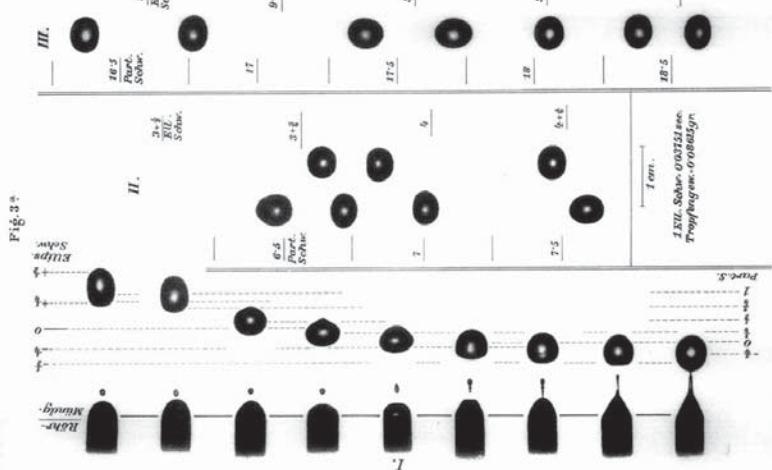


Fig. 4.

Fig. 5.

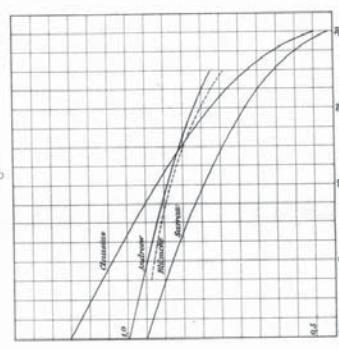
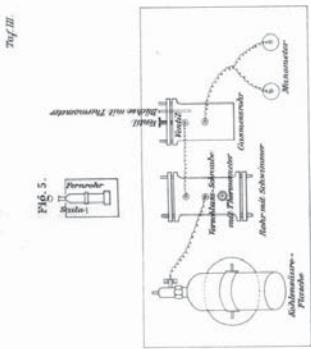


Fig. 6.

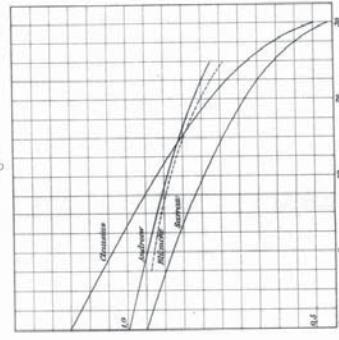


Fig. 7.

DER PHYSIK UND CHEMIE.
NEUE FOLGE. BAND XXX.

I. *Ueber die Schwingungen fallender Tropfen;*
von Philipp Lenard.

(Hierzu Taf. III Fig. 1—3b.)

1. Im Folgenden ist versucht, aus den ellipsoidischen Schwingungen frei fallender Tropfen, durch welche Savart¹⁾ zuerst die Bäuche und Knoten der zerfallenen Wasserstrahlen erklärte, die Magnus stroboskopisch beobachtete²⁾ und Lord Rayleigh³⁾ berechnete, die Oberflächenspannungen zu finden.

Die Veranlassung zu dieser Arbeit gab mir eine Aufforderung des Hrn. Geheimrath v. Helmholtz, die Oberflächenspannungen von Flüssigkeiten auf eine neue Art zu messen, und ich verfiel auf jene Schwingungen, weil man erwarten konnte, die zwei Hauptschwierigkeiten solcher Messungen, die uns Prof. Quincke in einer langen Reihe von Untersuchungen über Capillarererscheinungen⁴⁾ kennen gelehrt hatte, zu umgehen: einmal den Randwinkel, dessen Abhängigkeit von ausserordentlich dünnen, variablen Schichten an den Oberflächen der festen Körper ihn bei nicht vollständig benetzenden Flüssigkeiten so unbeständig macht, und zweitens die Abnahme der Spannung der Oberflächen in der Zeit zwischen Bildung und Messung derselben. Ein Randwinkel kommt in der That bei den Schwingungen dieser frei fallen-

1) Savart, Ann. de chim. et de phys. **53.** p. 337. 1833.

2) Magnus, Pogg. Ann. **95.** p. 1. 1855 u. **106.** p. 1. 1859.

3) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. **29.** p. 71. 1879.

4) Quincke, Pogg. Ann. **105.** p. 1. 1858; **134.** p. 156. 1868; **135.** p. 621. 1868; **137.** p. 402. 1869; **138.** p. 141. 1869; **139.** p. 1. 1870; **160.** p. 337 u. 560. 1877. Wied. Ann. **2.** p. 145. 1877. (Das Verständniss dieser Untersuchungen ergibt sich nur im Zusammenhange aller.)

den Tropfen gar nicht in Betracht, und ihre immer frisch sich bildende Oberfläche kann nach einer beliebig feststellbaren kurzen Zeit beobachtet werden, was ein besonderer Vorzug dieser Art der Beobachtung ist und sie insbesondere bei Flüssigkeiten, deren Spannung sich stark ändert, interessant macht; aber es ist eigenthümlich, dass die Veränderlichkeit bei dieser Bewegungerscheinung von Oberflächen sehr stark hervortritt, sodass sich in dieser Beziehung meine Erwartung nicht ganz bestätigt hat. Umsoweniger darf ich es hier unerwähnt lassen, dass Prof. Eötvös durch Einschmelzen in Glaskugeln, aus denen die Luft durch Kochen ausgetrieben wurde, die Spannung des Wassers ganz constant erhalten hat. Seine Untersuchung¹⁾, welche vor nicht langer Zeit erst in diesen Annalen im Auszuge erschien, war mir vordem leider unbekannt.

2. Sei die Form eines freien Tropfens zu irgend einer Zeit t gegeben als Rotationsfläche durch den Meridianschnitt, dessen Radiusvector r als Function des Polarwinkels Θ entwickelt sei nach Kugelfunctionen $P_n(\cos \Theta)$:

$r = a_0 + a_1 P_1(\cos \Theta) + a_2 P_2(\cos \Theta) + \dots + a_n P_n(\cos \Theta) + \dots$,
und angenommen, dass sämmtliche Grössen $a_1, a_2 \dots a_n, \dots$, welche die Amplituden bestimmen und Functionen der Zeit sind, gegen a_0 verschwindend klein bleiben, so findet Lord Rayleigh in der schon citirten Untersuchung:
die potentielle Energie der Oberfläche

$$P = 2\pi\alpha \sum (n-1)(n+2)(2n+1)^{-1} a_n^2 \text{ und}$$

die kinetische Energie der Massentheile

$$K = 2\pi\sigma a^3 \sum (2n+1)^{-1} n^{-1} \left(\frac{da_n}{dt} \right)^2,$$

worin α die Spannung längs eines Streifens der Oberfläche von der Breite Eins, a den Radius einer Kugel, die das Volumen des Tropfens hat, und σ seine Dichte bedeutet. Daraus folgt:
1. Da keine Producte verschiedener a_n und da_n/dt in P und K vorkommen, dass die Schwingungen, die den einzelnen

1) Eötvös, Mathematikai és Természettudományi Értesítő. 3. p. 55.
Wied. Ann. 27. p. 448. 1886.

Kugelfunctionen entsprechen, unabhängig voneinander geschehen; ähnlich also den Partialschwingungen einer Saite nach einzelnen trigonometrischen Functionen; 2. nachdem $a_n = \cos(2\pi(t/T) + \varepsilon)$ gesetzt ist, aus dem Princip der Erhaltung der Energie

$$\frac{dP}{dt} + \frac{dK}{dt} = 0,$$

die Periode der Schwingungen nach n -ten Kugelfunctionen:

$$(1) \quad T_n = \sqrt{\frac{3\pi}{n(n-1)(n+2)}} \cdot \frac{p}{g \cdot \alpha};$$

p ist das Tropfengewicht, g die Beschleunigung.

$n = 1$ gibt keine Bewegung; $r = a_0 + a_1 P_1(\cos \Theta) = a_0 + a_1 \cos \Theta$ bestimmt eine Kugel.

$n = 2$ liefert die langsamsten Schwingungen, sie sind ellipsoidisch, denn $r = a_0 + a_2 P_2(\cos \Theta) = a_0 + a_2 (\frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2})$ ist sehr nahe die Gleichung einer Ellipse. Lord Rayleigh hat die Dauer dieser Schwingungen an den Tropfen eines Wasserstrahls in einem Versuch gemessen; dieselbe Zeit aus dem Tropfengewicht und der Oberflächenspannung $\alpha = 8,1 \text{ mg/mm}$ berechnet ergab ihm einen etwas abweichenden Werth; Lord Rayleigh schreibt diese Abweichung der über grossen Amplitude zu.

$n = 3, 4, \dots$ entsprechen raschere Schwingungen, höhere Partialschwingungen zur ellipsoidischen, die aber unharmonisch sind, denn sie stehen in keinem rationalen Verhältniss der Dauer mit ihr. Die Formen, welche der Tropfen bei $n = 3$ durchläuft, sind durch $r = a_0 + a_3 (\frac{5}{3} \cos^3 \Theta - \frac{1}{3} \cos \Theta)$ gegeben, Fig. 1 stellt sie aus der einen Hälfte der Schwingung dar, eine halbe Schwingungsdauer später, nachdem die Gleichgewichtskugel durchlaufen, ist nur Oben und Unten vertauscht, also die Zeichnung verkehrt zu betrachten.

3. Die Objecte meiner Beobachtungen bilden nicht Tropfen eines Strahls, sondern solche, die von einer verticalen Röhre mit kreisförmiger Mündung einzeln abfallen. Dieselben erfordern weniger Flüssigkeit, schwingen in weit kleineren Amplituden als jene, und es lässt sich auch ihr Gewicht mit Leichtigkeit genau bestimmen.

Es ist nöthig, dass wir zuerst untersuchen, welchen Anstoss zu Schwingungen die Tropfen beim Abfall erhalten, und welche der Partialschwingungen dadurch zu Stande kommen; ich beschreibe in diesem Abschnitt die zur Beantwortung dieser Fragen angewandten Apparate.

Das beste Mittel zur Beobachtung ist der electrische Funke; vom hellen Hintergrund eines zwischen Funken und Tropfen gestellten durchscheinenden Schirms heben sich die schwarzen Contouren der Tropfen aufs schärfste ab. Stellt man den Interruptor einer Inductionsrolle so ein, dass er soviel Stromunterbrechungen in der Zeiteinheit gibt, als Tropfen abfallen, oder etwas mehr oder weniger, so beleuchten die Funken immer dieselbe, oder kurz vorhergehende oder einander nachfolgende Phasen der Erscheinung, sodass das Auge den Eindruck hat, als ob der Tropfen vor dem Schirm schwebend bliebe oder sich langsam aufwärts oder abwärts bewegte, und man die Veränderungen seiner Form leicht verfolgen kann. Ein merkwürdiger Anblick ist es, zu sehen, wie der Tropfen, sich aufwärts bewegend, alle Formen langsam rückwärts durchläuft, wie sich ihm von der Röhre der Flüssigkeitsfaden entgegenstreckt, ihn wieder aufnimmt, und er an der Röhre hängen bleibt. Das Auge erträgt bei solchem continuirlichen Verlauf der Erscheinung leicht weit grössere Zeitintervalle von einem Funken oder Tropfen bis zum nächsten als die Dauer eines Lichtdruckes währt, $1/8$ Secunde, ohne den dunklen Zwischenraum zu verspüren, wenn die Aufmerksamkeit nicht besonders auf ihn gerichtet ist.

In grösserer Tiefe unter der Röhre reicht dieses Beobachtungsmittel nicht mehr aus, da ist die Fallgeschwindigkeit schon so gross, dass die kleinste Unregelmässigkeit im Unterbrecher, verursacht durch das frühere oder spätere Abreissen des Quecksilberfadens, den selbst ein Platinstift immer nach sich zieht¹⁾, schon ein bedeutendes scheinbares Hüpfen des Tropfens verursacht, was die Wahrnehmung der Formen sehr erschwert und das Auge angreift. Deswegen habe ich noch eine andere Einrichtung angewandt, die Tropfen zu be-

1) Merkwürdiger Weise zieht der Platinstift nur dann das Quecksilber nach sich, wenn Strom durchgeht.

leuchten, welche auch zugleich beweisen wird, dass die eben erwähnte Unregelmässigkeit nicht an dem Abfall der Tropfen selber, der mit grosser Regelmässigkeit bei einem Tropfen genau wie beim nächsten vor sich geht, sondern nur vom Quecksilberunterbrecher herrührt. Es wurde nämlich durch die fallenden Tropfen selbst der primäre Strom des Inductoriums unterbrochen und durch den Funken des Inductionsstromes der nächste, höhere, nachfolgende Tropfen beleuchtet. Der kleine Apparat, der hierzu in den primären Stromkreis eingeschaltet wurde, bestand aus einem ca. 20 cm langen federnden horizontalen Stahlstreifen, am einen Ende befestigt, am anderen Ende eine Korkplatte tragend, auf die die Tropfen auffallen; nahe diesem Ende mit der Korkplatte ist an den Stahlstreifen noch ein aufwärts gerichteter, etwa 1 mm dicker, flach endender Platinstift gelöthet, den er gegen eine amalgamirte Kupferplatte drückt. Stahlstreifen und Kupferplatte sind an der unteren Fläche einer Holzleiste befestigt; durch den Streifen und Stift tritt der Strom ein, durch die Kupferplatte aus. Jeder auffallende Tropfen gibt der Feder einen Stoss nach abwärts, entfernt so auf einen Augenblick den Platinstift von der amalgamirten Platte und lässt damit einen Funken im secundären Stromkreis entstehen.

Durch diese Funken beleuchtet, erscheint jeder Tropfen an der Stelle und in der Form des vorhergehenden, und man hat es so durch Höher- und Tieferstellen des Unterbrechers in der Gewalt, jede beliebige Phase zur Beobachtung festzuhalten.

Gebraucht man die Vorsicht, die Kupferplatte nicht mit zu viel Quecksilber zu bedecken und die Unterbrechungsstelle zur Vermeidung von Erhitzung durch den Extrastromfunken unter Wasser zu bringen, so kann man den Tropfen ganz gut an das Fadenkreuz eines Fernrohres bringen, um durch die Constanz seiner Höhe alle Einflüsse zu untersuchen, welche die Tropfenbildung unregelmässig machen können.

Es zeigt sich, dass bei Anwendung des gleich zu beschreibenden Ausflussrohres, wenn man mit der Tropfengrösse über ein gewisses Maass nicht hinausgeht und Erschütterungen vermeidet, nur kleine Schwankungen der Höhe

stattfinden, während die Formen völlig beständig wiederkehren. Die Empfindlichkeit steigert sich natürlich mit der Tiefe, in der man beobachtet, sodass man mehr als 1 m unter dem Auflussrohre Schwankungen von mehreren Millimetern kaum vermeiden kann. Zu grosse Tropfen, Wassertropfen von einem Rohr mit sechs und mehr Millimetern Durchmesser, lassen zu heftige Schwingungen beim Abreissen in dem nachströmenden Flüssigkeitstheil zurück, welche dann auf das frühere oder spätere Abreissen des nächsten Tropfens von Einfluss sind. Ueberhaupt hat sich ergeben, dass grosse Tropfen auch aus vielen anderen Gründen zu genauen Messungen ungeeignet sind.

Damit die Tropfen genaue Rotationskörper mit vertical bleibenden Axen werden, ist es nöthig, dass nicht nur die Ausflussöffnung ein horizontaler Kreis sei, sondern auch die Röhre, deren Mündung sie bildet, die Flüssigkeit in genau verticaler Richtung zufliessen lasse. Um ein geeignetes Ausflussrohr zu erhalten, zog ich ein Glasrohr, das kreisförmigen Querschnitt und überall gleich dicke Wand hatte, so aus, dass es sehr dünnwandig und von dem verlangten Durchmesser wurde, und schnitt es an der regelmässigsten Stelle entzwei. Der entstandene Querschnitt steht nicht genau genug senkrecht auf der Röhrenaxe und ist überhaupt nicht eben. Um beides zugleich einfacher und sicherer als durch Abschleifen zu erreichen und auch vollständige Benetzung zu sichern, beschnitt ich ein Stück feines ungeleimtes Seidenpapier mit scharfem Messer und Lineal geradlinig und wickelte es um das Röhrenende so in einigen Windungen herum, dass es die Röhre etwas verlängerte, und eine Windung die andere genau deckte; darauf wurde das Papier am oberen Theile festgebunden. Die so erhaltene Röhre, *p*, Fig. 2 auch Fig. 3, braucht nur mit Hülfe eines Bleilothes, indem man dabei hauptsächlich auf ihren unteren Theil achtet, senkrecht gestellt zu werden, damit alle Bedingungen zur verlangten Regelmässigkeit erfüllt sind.

Um die Geschwindigkeit des Zuflusses zu reguliren, lässt man die Flüssigkeit am besten eine enge Röhre passiren, *r* in Fig. 2 und 3, in der man einen Glasfaden von passender

Dicke verschieben kann. Je nachdem man den Zufluss langsamer oder schneller wünscht, verändert man den Reibungswiderstand der Flüssigkeit durch Hinein- oder Herausschieben des Glasfadens. Ein Hahn würde zu plötzlich abschliessen; Kautschuk mit Quetschhahn gibt der elastischen Nachwirkung wegen einen immerfort veränderlichen Zufluss, was sich sehr auffallend bemerkbar macht, wenn man mit der Funkenbeleuchtung durch den Neef'schen Hammer oder einer constant rotirenden stroboskopischen Scheibe beobachtet; nimmt der Zufluss dabei ab, so steigt der beleuchtete Tropfen, im entgegengesetzten Falle sinkt er.

Zwischen diesem engen Theil mit dem Glasfaden und der Mündung war das Rohr noch etwas erweitert, damit die Flüssigkeit von etwaigen Wirbelbewegungen zur Ruhe kommen könne, bevor sie den Tropfen bildet; ich habe aber keinen Unterschied gefunden, wenn ich diese Erweiterung wegliess.

Aus der beigegebenen Zeichnung ist das übrige am Ausflussapparat von selbst verständlich; Fig. 2.

4. Welches die Phasen sind, die die Tropfen durchlaufen, kann ich am besten an der Hand von Abbildungen der merkwürdigsten derselben erläutern, die ich mit dem beschriebenen Ausflussapparat und Stromunterbrecher in der photographischen Camera erhielt, (Fig. 3^b). Es sind etwas vergrösserte Bilder; zur Orientirung diene die Länge 1 cm. Betrachten wir zuerst die Reihe I, in der das Ausflussrohr mit photographirt ist; seine Mündung hat sich in den Bildern (mit Ausnahme eines) nicht markirt, weil der Wasserkörper das Licht durch Brechung ebenso von der Camera abhielt, wie der Papierstutzen durch seine Undurchsichtigkeit, ihre Höhe ist daher durch eine Linie markirt; sie ist in der ganzen Reihe dieselbe. Das erste Bild gibt den Moment der Abtrennung; der recht genau ellipsoidische Tropfen hängt eben noch an einem Wassergebilde, das einer nach abwärts gekehrten Bleistiftspitze nicht unähnlich ist. Eine ähnliche Zeichnung gibt Magnus in seinen hydraulischen Untersuchungen¹⁾; er be-

1) a. a. O., 106.

obachtete nach der unvollkommeneren Methode der stroboskopischen Scheiben. Wie man sieht, würde diese Anfangsform rein ellipsoidische Schwingungen geben, wenn nicht die oberen Theile des Tropfens durch die Zusammenziehung der Oberfläche ähnlich wie beim Zerfall instabiler Flüssigkeitscylinder, eben aus dem Ligament herausgetrieben, in heftiger Bewegung nach abwärts begriffen wären. Dies hat denselben Erfolg, als ob die Anfangsform bei ruhenden Theilchen eine ganz andere als ein Ellipsoid gewesen wäre, etwa ein solches mit einer Ausbuchtung am oberen Theile. Die Wirkung zeigt sich schon im nächsten Moment (0,001 Sec. später); da ist der Tropfen oben ganz abgeflacht, bei Beobachtung schief von oben scheint er sogar eine Vertiefung zu haben. Das herabhängende Ligament wird durch die Oberflächenspannung zugleich nach oben gezogen und wellenförmig in kleinere Tropfen abgetheilt, die aber in diesem Falle sich noch zu einem zusammenziehen, der seine Wurfbewegung nach aufwärts (bis Bild 8), dann nach abwärts fortsetzt; er kann sogar mit dem nachströmenden Wassertheil zusammenstossen, was hier nicht geschieht, aber bei Flüssigkeitsstrahlen die Regel und, wie Lord Rayleigh gezeigt hat, die Ursache ihres Zersprühens ist. Der grosse Tropfen flacht sich von oben immer mehr ab, während der untere Theil in den vier oder fünf ersten Bildern fast ganz unverändert bleibt; es durchläuft der ringförmige Wasserberg, der die Ränder der ersten Abplattung bildet, von oben nach unten den ganzen Tropfen, bis er unten zusammenschlägt, und zugleich das Ganze wieder ein langgestrecktes Ellipsoid wird. Natürlich ist dies keine durch die Erdanziehung, sondern durch die Oberflächenspannung bewegte Welle, wie die feinen Kräuselungen von Wasserflächen. Inzwischen erscheinen am unteren Theil noch merkwürdige Ausbuchtungen (Bild 6 und 7), aber trotz dieser complicirten Formen erkennt man im ganzen die ellipsoidische als Hauptschwingung, überdeckt von einer grossen Anzahl von Partialschwingungen.

Es ist bemerkenswerth und für die späteren Messungen wichtig, dass sich fast ganz genau dieselben Formen bis ins

einzelste bei den Tropfen jeder Grösse aller Flüssigkeiten, die ich untersuchte, wiederholen, und dass also alles, was durch die Form der Tropfen bedingt ist und in einem Falle gefunden wurde, für alle Fälle gilt. Nur ein Unterschied besteht, im Ligament nämlich, dessen Länge und damit auch die Grösse und Anzahl der secundären Tröpfchen mit der Tropfengrösse und der inneren Reibung der Flüssigkeit zunimmt. Bei Leinöl wird der Faden, bei derselben Ausflussröhre wie die der Bilder, bis 8 cm lang, bevor die Abtrennung stattfindet, er zerfällt in eine grosse Anzahl von Tröpfchen, die dem Haupttropfen in einem Schwarme nachfolgen. Auch die Tropfen, in welche Wasserstrahlen zerfallen, haben jene merkwürdigen und complicirten Formen, sogar in höherem Grade, wie ich dies nach der Methode Lord Rayleigh's mit der electrisch unterbrechenden Stimmgabel beobachtete.

In II sind Tropfen aus einer Tiefe von 16 bis 21 cm unter der Mündung des Rohres zusammengestellt, in III 67 bis 85 cm tiefe, und zwar nicht wie die in I dem Raume nach, sondern der Zeit nach geordnet. Der verticale Abstand zweier Tropfen misst also die Zeit zwischen ihnen, wobei zu II zu bemerken ist, dass die Tropfen nur deswegen in zwei Reihen auseinander gerückt wurden, damit sich nicht einzelne deckten. Auf den ersten Blick erkennt man an diesen Formen neben der ellipsoidischen Schwingung die Partialschwingung der dritten Kugelfunction, alle die übrigen schnelleren Partialschwingungen sind durch die innere Reibung schon verschwunden, und auch die Amplitude der einen, übrig gebliebenen, langsamsten Oberschwingung nimmt von II bis zu III ersichtlich ab, und es bleibt hier die ellipsoide Schwingung fast rein zurück.

Die beiden Scalen rechts und links von den Tropfen, welche die einzelnen Viertel der ellipsoidischen und der höheren Partialschwingung angeben, sind mit Hülfe eines verticalen Centimetermaassstabes, der mit den Tropfen zugleich photographirt (aber nicht mit copirt) wurde, erhalten. Es konnte aus jeder Platte die Höhe des Schwerpunktes des Tropfens entnommen und aus den Höhen mittelst später noch zu gebender Formeln die Zeiten berechnet werden. Die

Höhen derjenigen drei Kugeln, deren Orte sich am genauesten feststellen liessen, und aus denen die Dauer der ellipsoidischen Schwingung abgeleitet werden kann, waren:

		Höhe cm
Kugel nach $\frac{1}{4}$ Schwingung		0,35
" " 4,5 " { vorhergehendes Ellipsoid		19,33
" " 10 " { nachfolgendes " " 19,75		
	Kugel interpolirt	19,52
		79,56
	Dauer der ellipsoidischen Schwingung	0,03751 Sec.

Wie man sieht, sind die ellipsoidischen Schwingungen von dem ersten flachsten Ellipsoid an gezählt, und es liegt die lange Ellipsoidform, von der man ausgehen müsste, um die wirklich eintretenden ellipsoidischen Schwingungen zu erhalten, noch oberhalb des sich eben abtrennenden Ellipsoïdes, welches zugleich eine Gleichgewichtsform für die Partialschwingung ist, und daraus folgt eben, dass die Theile dieses Ellipsoïdes in solcher Bewegung sind, als ob sie schon etwa $\frac{1}{8}$ ellipsoidische und $\frac{1}{4}$ Partialschwingung gemacht hätten (abgesehen von den höheren Partialschwingungen).

Die Dauer der Partialschwingung fand ich, indem ich die einmal nach den Zeiten geordneten Tropfen II und III in eine Reihe in gehöriger Entfernung untereinander stellte und dann auf einem Papierstreifen eine Längeneintheilung so aufzutragen suchte, dass sie, an die Tropfenreihe angelegt, ein überall möglichst genaues Zusammentreffen der Theilstriche mit den einzelnen Viertelpartialschwingungen ergab. Die erhaltene Scala ist auch die in den Copien enthaltene: die Uebertragung derselben nach I hinauf geschah durch Rechnung. Das Verhältniss der Schwingungsdauern nach zweiter und dritter Kugelfunction findet sich nun als Längenverhältniss der beiden Scaleneinheiten zu 1,918, während die Theorie:

$$\frac{\sqrt{3}(3-1)(3+2)}{\sqrt{2}(2-1)(2+2)} = 1,9365 \dots$$

gibt; die Uebereinstimmung ist befriedigend. Die Dauer der Partialschwingungen selber ist demnach 0,01956 Sec.

Ueber die Herstellung der Photographien ist kurz Fol-

gendes zu sagen: Der Ausflussapparat war nahe der Decke des Raumes aufgestellt, der Unterbrechungsapparat konnte in beliebige Höhe gestellt werden, je nach der Tropfenform, auf die es ankam. In der Richtung des Lichtstrahls befanden sich nacheinander: Der Funkenentlader, dicht dahinter zwei Convexlinsen, um das Licht zu sammeln, dann der beleuchtete Tropfen, neben ihm der Maassstab, endlich die Camera. Die beiden Linsen zusammen mit dem Objectiv des Apparates entwarfen auf die photographische Platte, die auf Tropfen und Maassstab eingestellt ist, einen Zerstreuungskreis des Funkens, der als heller Hintergrund dient. Ein Funke des grossen Ruhmkorff-Inductors des Heidelberger physikalischen Instituts (er enthält etwa 30 km secundären Draht und war verbunden mit 3 Bunsen'schen Elementen und einer Leydener Flasche von etwa 23 dm^2 äusserer Belegung) genügte bei den empfindlichen Trockenplatten zu einer Aufnahme.

5. Ich komme nun dazu, anzugeben, wie die Versuche zur Messung der Schwingungsdauern und Tropfengewichte angestellt wurden.

Die Schwingungsdauer wurde als Fallraum gemessen. Da jedoch die Amplitude der Schwingungen hier nur klein ist, musste ich darauf verzichten, die Höhenunterschiede von Knoten oder Bäuchen unmittelbar zu messen. Auch stroboskopische oder Funkenbeobachtung gibt keine genaueren Resultate und ist zeitraubender, als die Anwendung der bekannten Lichtflecke, die man an den Dachtropfen oder den Tropfen der Sträucher, wenn es regnet, bemerkt.

Der Weg eines Lichtstrahls von aussen durch eine Kugel hindurch ist, wie leicht einzusehen, symmetrisch zu einer Ebene, die man senkrecht auf seinen in der Kugel befindlichen Theil durch den Kugelmittelpunkt legt. Daraus folgt, dass ein von aussen in eine Kugel gekommener Lichtstrahl nie eine totale Reflexion erleiden kann, denn sollte er das, so müsste der Winkel, unter dem er austritt $\leq 90^\circ$ werden; der Symmetrie wegen aber würde es dann auch der Einfallswinkel beim Eintritt in die Kugel, das heisst, der Strahl könnte nicht von aussen in die Kugel gekommen sein. Jede

Abweichung des lichtbrechenden Körpers von der Symmetrie zu jener Ebene gibt die Möglichkeit einer totalen Reflexion; lassen wir die Kugel in ein Ellipsoid sich verwandeln, dann werden Strahlen so eintreten können, dass sie an der hinteren Fläche total reflectirt werden.

Man kann dies leicht auch durch einen Versuch zeigen. An dünne Glasröhren blies ich vor der Lampe eine Kugel, ein langaxiges und ein kurzaxiges Rotationsellipsoid von einigen Centimetern Durchmesser und füllte alle drei mit Anisöl, dessen Brechungsquotient dem des Glases nahe kommt, sodass nur die äussere Begrenzung des ganzen Körpers gegen Luft in Betracht kommt. Man bemerkt an allen diesen drei Körpern folgende Bilder eines leuchtenden Objectes, z. B. einer Kerzenflamme in dunklem Zimmer in etwa 1 dm Entfernung:

1. Vom durchgehenden, zweimal gebrochenen Licht ein verkleinertes, verkehrtes, reelles Bild; wie das einer Convexlinse.

2. Ein an der ersten Fläche reflectirtes, verkleinertes, aufrechtes, virtuelles Bild; wie das eines Convexspiegels.

3. An der Rückseite reflectirt ein verkleinertes, verkehrtes Bild; es ist auch reell, liegt aber nahe der Hinterwand des Körpers und hat natürlich farbige Ränder. Es gibt eine Stelle des Glaskörpers, die, mit feuchtem Finger berührt, das Bild verblassen macht zum Beweis, dass es einmal reflectirt ist.

4. Ein zweimal reflectirtes, schwaches, aufrechtes Bild; es ist schwer zu sehen und interessirt uns weiter nicht.

Von Interesse für unseren jetzigen Zweck ist das Bild 3. Am Fenster eines hellen Zimmers ist die Hinterseite des flachen Ellipsoids ganz bedeckt von diesem Bild. Wenn man nun in geeigneter Richtung beobachtet, bemerkt man, dass ein sichelförmiger Theil des Bildes eine bedeutende Helligkeit hat. Aus dem grösseren, dunkleren Theil in den glänzenden setzen sich ungestört alle Linien des Bildes in ihrer verzerrten Weise fort. Dieser glänzende Theil ist total reflectirt; er ist auch in dem langaxigen Ellipsoide sichtbar, jedoch bei anderer Beobachtungsrichtung, in der Kugel niemals. Dass die Reflexion im glänzenden Stück total ist,

beweist man leicht durch folgenden Versuch. Man hält das Ellipsoid so, dass der fragliche Theil des Bildes sich unten befindet, und nähert dann von unten her ein Schälchen mit Wasser oder Alkohol oder irgend einem dichteren Medium als Luft. Im Momente des Eintauchens verschwindet aller Unterschied zwischen dem hellen und dunkleren Teile des Bildes, beide werden gleich hell, dunkler aber als zuvor, ohne dass natürlich an den Linien des Bildes etwas sich änderte.

Unter genau denselben Umständen, unter denen das flache Glasellipsoid total reflectirte Bilder gibt, beobachtet man in den Höhen, in welchen sich in einer Reihe von herabfallenden Tropfen flache Ellipsoidformen befinden, sehr helle, vertical langgestreckte Lichtflecke von den Formen, wie sie Fig. 4, darstellt und zwar *A* die obersten drei oder vier, *B* die folgenden zwei oder drei und *C* alle tieferen. Hält man das flache Glasellipsoid mit verticaler Axe neben einen hellen Lichtfleck der Tropfen und beobachtet nach verschiedenen Richtungen, so verschwindet und erscheint er zugleich mit dem totalen Reflex im Glasellipsoid.

Hieraus ist klar, dass die hellen Lichtflecke der Tropfen aneinander gereihte, umgekehrte, in einem Theil total reflectirte Bilder des Stückes Himmelsgewölbe, dass das Fenster abgrenzt, sind, entworfen von den flachen Ellipsoiden und begrenzt nach oben und unten durch die Kugelformen der Tropfen, und dass also ihr Ort wesentlich zusammenhängt mit den ellipsoidischen Schwingungen und zu deren Verfolgung dienen kann.

Rein ellipsoidisch schwingen nun die frei abfallenden Tropfen nicht, und es ist kein Zweifel, dass auch die Partialschwingungen in dritten Kugelfunctionen auf die totalen Reflexe Einfluss haben werden. Das Aussehen der Reflexe *B* lässt dies erkennen; ihre Unterbrechung in zwei Theile kommt daher, dass sich über das flachste Ellipsoid das den hellsten Punkt geben würde (ich habe immer nur die Reflexe der flachen Ellipsoide benutzt), in der vierten, fünften, sechsten Schwingung gerade die grösste Amplitude der Partialschwingung lagert, wie die photographischen Aufnahmen ersichtlich machen, und die untere Hälfte des Tropfens, an der eben

die totale Reflexion stattfinden sollte, dergestalt verändert, dass hier die Helligkeit nach dem flachsten Ellipsoid hin gerade ab-, statt zunimmt: der dunkle Zwischenraum fällt nahe dem flachsten Ellipsoid. Dieser Einfluss der Partialschwingungen wäre für die Messungen sehr störend.

Es gelingt aber, die ellipsoidischen Schwingungen beinahe vollständig rein und daher die totalen Reflexe alle in der zur Messung geeigneten Form *C* zu erhalten, wenn man in die Axe der Ausflusströhre ein dünnes, nach unten sehr spitz zulaufendes Holzstäbchen einsetzt, siehe Fig. 3 *h*, an dem die Tropfen, nachdem sie gebildet, heruntergleiten müssen. Die Bewegung der Flüssigkeit aus dem Ligament hinaus nach abwärts, welche ja die einzige Ursache der Partialschwingung ist, wird durch die Reibung am Stäbchen fast ganz aufgehoben, und die Funkenbeobachtung zeigt, dass der Tropfen, sobald er das Stäbchen verlassen hat, gleich beinahe rein ellipsoidisch schwingt, nur die Reflexe 3, 4 und 5 fallen etwas unterhalb der flachsten Ellipsoide, wenn die Tropfen nicht sehr klein sind. Es ist aber nötig, dass das Stäbchen sehr spitz ende, geradlinig sei und genau in der Rohraxe stehe.

Sehr geeignet hierzu sind im Apparat Fig. 3, Grannen von reifer Gerste (die ich nacheinander in Aether, Alkohol, Wasser gewaschen habe); *r* und *ff* sind in Fig. 3 wie 4 das enge Rohr und der Glasfaden zur Regelung des Zuflusses, ebenso ist *p* der Papierstutzen, in den das Rohr endet. *g* ist ein dünnes Glasröhrchen, welches unten innerhalb *p* endigt, und in das die Granne *hh* mit gelinder Reibung eingeschoben ist. Dieses Röhrchen *g* wird durch ein im Mittelpunkt durchbohrtes gleichseitiges Dreieck von Platin, *Pt*, und einen Tropfen Schwefel, *S*, der den oberen Ansatz der Röhre ausfüllt, festgehalten. Während der Schwefel angetropft wird, ist die Granne und der Papierstutzen noch nicht vorhanden, und das Röhrchen *g* durch ein centrisch gebohrtes Stück Messing (Uhrmacherfutter), welches den Zwischenraum zwischen ihm und dem äusseren Rohr bei *p* ausfüllt, fixirt. Das Messingfutter wird nach dem Erstarren des Schwefels herausgezogen.¹⁾

1) Dieser Apparat wurde nur zu den in Tab. IV und VI enthaltenen

Das Stäbchen hatte auch noch den Nutzen, dass es gestattete, die Amplitude auch der ellipsoidischen Schwingungen abzuändern, indem man es verschieden weit aus der Röhre vorstehen liess, um den Einfluss dieser Abänderung auf die Schwingsdauer zu untersuchen.

Es wurden aber auch Messungen ohne dieses Stäbchen gemacht und dazu mit den tiefen Reflexen der Form *C* auch der alleroberste benutzt, den ich der Symmetrie halber immer als 0. bezeichnen werde, und dessen hellster und breitesten Punkt mit der flachsten Form des Tropfens zusammenfällt; dieser Reflex ist auch so klein, dass eine Fallbewegung hier noch so langsam, dass ein kleiner Irrthum in der Phase nur einen sehr kleinen Fehler der abgelesenen Höhe bewirken würde. Dabei habe ich in Anbetracht dessen, dass die Tropfen nur im ganzen grossen Ellipsoide sind, dafür Sorge getragen, dass möglichst viele Punkte der Oberfläche zum reflectirten Bilde beitragen, dass also die Tropfen ein möglichst grosses Bild des Fensters geben (denn es wird der starken sphärischen Aberration wegen jeder Punkt des Bildes von anderen Oberflächenelementen entworfen, wie Beobachtung am Glassellipsoid lehrt), d. h. ich habe den Apparat nahe dem Fenster aufgestellt. Die Beleuchtung kommt dann schief von oben; und um die Reflexe recht ausgeprägt zu sehen, muss man sie auch schief von oben betrachten, und zwar so, dass, wenn man die Tropfen vor sich hat, das Fenster zur Rechten oder Linken sich befindet.

Abgelesen wurde immer die Höhe des hellsten Punktes, oder, was bei den Reflexen *C* dasselbe ist, der Mitte, an einem in Millimeter getheilten Spiegelglasstreifen *mm* (Fig. 2), der in 1 bis 2 cm Entfernung vor dem Weg der Tropfen vertical aufgestellt war. Ein Streifen schwarzer Tapete hinter dem Tropfen gab einen passenden Hintergrund; in der Figur ist er weggelassen. Der kleine halbbelegte Spiegel *s* war vor dem Glasmaassstab auf und ab schiebbar so, dass seine in passende Neigung zum Horizont gestellte Ebene dabei sich

Versuchen benutzt, die übrigen sind mit einem ähnlichen ausgeführt, der aber statt der Granne ein Holzstäbchen und statt des Schwefels eine Kautschukdichtung enthielt.

selbst parallel blieb. Er diente dazu, die Visirrichtung zur Vermeidung einer Parallaxe zu fixiren, indem man den Lichtstreifen, dessen Höhe abgelesen werden sollte, durch das Spiegelbild der Pupille im kleinen Spiegel halbiren liess; der Theilstrich des Maassstabes, der dann durch den Mittelpunkt des Pupillenbildes ging, war der gesuchte. Obwohl jede Lichterscheinung nur einen Augenblick dauert, ist diese Einstellung durch die regelmässige Wiederkehr des Lichtes gut möglich.

Was endlich das Wägen der Tropfen betrifft, so wurde es in weithalsigen Wägegläschen ausgeführt, wie man sie in der chemischen Analyse anwendet, in welchen die Tropfen, gewöhnlich 100, aufgefangen waren. Um Spritzverlust zu vermeiden, war in jedes Wagegläschen ein Glimmerblatt schief hineingestellt, auf das die Tropfen zunächst fielen.

Die Constanz des Tropfengewichtes kann aus Folgendem beurtheilt werden:

Tropfengewicht aus 50 Tropfen	0,05224 g
unmittelbar nachher nochmals bestimmt	0,05226 „
30 Min. später, als das Niveau um 18 mm gesunken war	0,05198 „
als das frühere Niveau durch Nachgiessen hergestellt war	0,05228 „

Es wurde daher das Tropfengewicht bei den meisten Versuchen nur einmal bestimmt. Die Gewichte der secundären Tröpfchen, welche auch mit gewogen wurden, betrugen bei den angewandten Röhrendurchmessern kaum Zehntelmilligramme, es konnte also von ihnen ganz abgesehen werden.

Bevor ich zu den Resultaten selbst komme, muss ich noch eine Untersuchung über den Luftwiderstand einfügen, welche nicht nur der Fallgesetze halber, sondern auch wegen einer denkbaren Einwirkung der Luft auf die bewegten Tropfen selber für unseren Gegenstand wichtig ist.

6. Newton fand die negative Beschleunigung, die ein gasförmig oder tropfbar flüssiges Medium auf eine bewegte starre Kugel ausübt¹⁾:

1) Newton, Philosophiae naturalis principia mathematica, Liber II. Sectio 2 u. 7; auch Gehler's Wörterb. d. Phys., Art. Widerstand, p. 1735 u. 1743.

$$f = \frac{g}{D} \cdot \frac{v^2}{r},$$

wenn v die Geschwindigkeit, r der Radius, D die Dichte der Kugel, ρ die des widerstehenden Mediums ist. Sonach ist die Differentialgleichung der verticalen Fallbewegung einer festen Kugel durch ein solches Medium:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = g - \frac{g}{K^2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2,$$

wo $g/K^2 = \frac{g}{D}(\rho/Dr)$, und ihre Integration liefert, wie bekannt:

$$x = \frac{K^2}{g} \log \left(c_1 e^{Kt} + e^{-\frac{gt}{K}} \right) + c_2.$$

c_1 und c_2 sind Constanten der Integration.

Es kam darauf an, zu untersuchen, ob dies auch die Fallgesetze eines Flüssigkeitstropfens durch Luft sind, und besonders, ob durch mehr oder minder rasches Aufeinanderfolgen von Tropfen der Luftwiderstand nicht etwa durch Strömungen beeinflusst wird.

Dieses habe ich in folgender Weise bewerkstelligt. Der schon mehrfach gebrauchte Stromunterbrecher wurde etwa 3 m unter dem Ausflussapparat aufgestellt; er beleuchtet, wenn die Tropfen rasch genug nacheinander auf ihn fallen, jeden einzelnen Tropfen an mehreren Punkten seiner Bahn, und zwar, wie schon bekannt, alle an denselben Punkten. Wenn man also im dunklen Raume mit dem Funkenentlader und einem mattten Schirm in der Hand vom Unterbrecher bis zum Ausflussrohr aufsteigt, findet man eine Reihe scheinbar schwebender Tropfen, deren Höhen man an einem verticalen, in Centimeter getheilten Maassstab ablesen kann. Schwankten dabei auch in den grösseren Tiefen die beleuchteten Tropfen ziemlich auf und ab, so konnte man doch nach einer kleinen Weile ihren mittleren Ort ausfindig machen. Zugleich wurde mit Hülfe eines Secundenchronoskops die Zeit gemessen, während welcher eine gezählte Anzahl Funken erschien; diese Zeit, dividirt durch die Anzahl, gibt die Zeit von einem Funken bis zum nächsten, also die Zeitintervalle T , in denen die notirten Höhenintervalle x durchfallen sind. Um diese Zeitintervalle beständig

gleich zu erhalten, hatte bei diesen Versuchen der Ausflussapparat eine Mariotte'sche Flasche. Endlich wurde noch das Gewicht der Tropfen bestimmt, um den Radius r der Kugel zu kennen, die ihre mittlere Form ist.

Ist dieses alles gefunden, so kann man $g/K^2 = \gamma \cdot (\rho/Dr)$ setzen und γ berechnen, um zu erkennen, ob es constant, und wie gross es ist, wie das Folgende zeigt:

Bezeichnen x_1, x_2, x_3 die Höhen dreier aufeinander folgender beleuchteter Tropfen von einem beliebigen Anfangspunkte aus gemessen, T das gemessene Zeitintervall, so ist, wenn man die Zeit von dem Moment aus zählt, in welchem der Tropfen x_1 passirt:

$$x_1 = \frac{K^2}{g} \log (c_1 + 1) + c_2,$$

$$x_2 = \frac{K^2}{g} \log (c_1 e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}) + c_2,$$

$$x_3 = \frac{K^2}{g} \log (c_1 e^{\frac{2gT}{K}} + e^{-\frac{2gT}{K}}) + c_2;$$

$$x_2 - x_1 = \Delta_1 = \frac{K^2}{g} \log \frac{c_1 e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}}{c_1 + 1},$$

$$x_3 - x_2 = \Delta_2 = \frac{K^2}{g} \log \frac{c_1 e^{\frac{2gT}{K}} + e^{-\frac{2gT}{K}}}{c_1 e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}}.$$

Aus der ersten der beiden Gleichungen, in denen Δ_1 und Δ_2 abkürzende Bezeichnungen für die Wege sind, ist:

$$c_1 = \frac{e^{-\frac{gT}{K}} - e^{\frac{\Delta_1 \frac{g}{K^2}}{}}}{e^{\frac{\Delta_1 \frac{g}{K^2}}{}} - e^{-\frac{gT}{K}}}.$$

Substituirt man dies in die zweite, ersetzt auch in dieser den Logarithmus durch die Exponentialfunction und schafft die Nenner weg, so erhält man eine Gleichung, die, durch $e^{\Delta_1 \frac{g}{K^2}} (e^{\frac{gT}{K}} - e^{-\frac{gT}{K}})$ dividirt, ist:

$$(2) \quad 0 = e^{\Delta_2 \frac{g}{K^2}} + e^{-\Delta_2 \frac{g}{K^2}} - (e^{\frac{gT}{K}} + e^{-\frac{gT}{K}}).$$

In dieser Gleichung ist nichts mehr unbekannt als K , welches das gesuchte γ enthält. Um sie mit beliebiger Annäherung auflösen zu können, entwickelt man die Exponentialfunctionen in die Taylor'schen Reihen:

$$e^z = 1 + \frac{z}{1!} + \frac{z^2}{2!} + \frac{z^3}{3!} + \dots$$

Man übersieht sogleich, dass aus den zwei Reihen der Klammer die Glieder mit ungeraden Potenzen von K wegfallen, und dass die zwei anderen Reihen überhaupt nur gerade K -Potenzen enthalten, dass also das Resultat auch nur gerade Potenzen enthalten wird; es lautet, mit g/K^2 dividiert:

$$0 = \sum_1^{\infty} \frac{g^n}{K^{2n}} \left(\frac{A_2^n + (-A_1)^n}{n!} - 2 \frac{g^n T^{2n}}{(2n)!} \right).$$

Die Reihe ist convergent, da sie die Summe von vier convergenten Reihen ist. Für die Werthe, die die vorkommenden Grössen bei den Versuchen haben, ist das vierte Glied dieser Reihe schon so klein, dass es bei der Berechnung der meisten Versuche ganz wegleiben konnte. Wurde dem von K freien Gliede als kleine Correction m beigefügt, so blieb also zur Bestimmung von γ die Gleichung:

$$(3) \quad \left\{ \left(\gamma \frac{g}{Dr} \right)^2 \left(\frac{A_2^3 - A_1^3}{6} - \frac{g^3 T^6}{360} \right) + \gamma \frac{g}{Dr} \left(\frac{A_2^2 + A_1^2}{2} - \frac{g^2 T^4}{12} \right) \right. \\ \left. = g T^2 - (A_2 - A_1) - m, \right.$$

worin $Dr = \sqrt[3]{(3/4\pi)pD^2}$ ist, wenn p das Tropfengewicht ist. g , welches in der Breite und Meereshöhe von Heidelberg 9,8093 m/sec² beträgt, ist noch um den Luftauftrieb zu mindern.

Die erhaltenen Werthe von γ , sowie die Versuchsdaten selbst, sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle I.

Vers.-Nr.	p g	T sec		x cm	ber. aus	γ
Wassertropfen.						
1	0,063 315	0,1531		1	17,12	1, 3, 5
				2	33,65	
				3	72,78	2, 3, 4
				4	132,78	
				5	212,18	3, 4, 5
				u.	304,85	0,147
2	0,045 223	0,1895		1	17,16	
				2	43,59	1, 2, 3
				3	103,76	
				4	193,75	2, 3, 4
				u.	305,15	0,167
				1	17,40	
3	0,059 740	0,2490		2	59,42	1, 2, 3
				3	158,78	
				1	21,7	
4	0,029 15	0,3787		2	107,6	1, 2, u.
				u.	305,4	0,153
				1	21,00	
5	0,030 27	0,381		2	105,77	1, 2, u.
				u.	305,10	0,148
				1	26,40	
6	0,107 99	0,1775		2	57,03	2, 3, 4
				3	115,38	
				4	200,90	1, 3, u.
				u.	305,12	0,112
Alkoholtropfen.						
7	0,019 27	0,20163		1	17,01	
				2	42,99	2, 3, 4
				3	103,43	
				4	194,18	1, 3, u.
				u.	305,32	0,184
Quecksilbertropfen.						
8	0,088 72	0,20750		2	29,57	
				3	89,75	2, 3, 4
				4	191,28	0,324

Es war durch Vorversuche festgestellt, dass die Messlatte, die in weniger als 2 cm Entfernung neben den Tropfen aufgestellt war, den Luftwiderstand nicht modifizirte.

Die Zahlen T und x sind fast sämmtlich Mittelwerthe; zum Beleg hierfür, sowie für die Art der Beobachtungen

gebe ich die Zahlen von Versuch 1 in der folgenden Tabelle vollständig.

Tabelle II.

Versuch 1. Höhen der oberen Tropfenränder.

x	abgel. vor der Best. von T			nach der Best. von T			Mittel
1	17,3	17,1	17,1	17,1	17,0	17,1	17,12 cm
2	34,5	33,7	33,5	33,5	33,3	33,4	33,65 "
3	73,9	73,4	72,8	72,3	72,2	72,6	72,78 "
4	133,6	133,2	132,7	132,6	132,4	132,2	132,78 "
5	212,5	212,6	211,9	212,3	212,0	211,8	212,18 "
u.	304,85						304,85 "

Zeitbestimmung: 400 Tropfen fielen in 1 Min. 1,4 Sec., 1 Min. 0,8 Sec.
1 Min. 1,5 Sec.; Mittel 400 $T = 1$ Min. 1,23 Sec.

Tropfengewicht: 200 Tropfen mit Wägegl. 26,384 g

leeres Wägegl. 13,721 "

 $200p = 12,663$ g

x bezeichnet die Höhe der Fläche der Korkplatte am Unterbrecher, wo sich zur Zeit eines Funkens auch ein Tropfen befindet, welche daher auch mit zur Berechnung von γ verwendet werden kann; jedoch nicht ohne Correction, wovon man sich überzeugt, wenn man das Licht des Funkens auf den Unterbrecher selbst fallen lässt, wobei man den eben aufgefallenen Tropfen schon in einen Kreis kleiner Tröpfchen zerstoben sieht: es war also Zeit vergangen zwischen dem Auffallen des Tropfens und dem Erscheinen des Funkens. Es ergibt sich aus dem Vers. 1, wenn man mit dem Mittelwerthe 0,1560 der drei schon erhaltenen γ , den zu $x_4 - x_2 = \Delta_1$ gehörigen Weg Δ_2 aus Gleichung 2) berechnet, dass während des Zeitverlustes im Unterbrecher der Tropfen noch um 2,7 cm weiter fallen können. Diese 2,7 cm wurden bei Vers. 6, dessen Tropfen mit denen des Vers. 1 ungefähr die gleiche Masse haben, bei der Berechnung zu dem angegebenen x_u hinzugaddirt, ebenso bei den leichteren Tropfen von Versuch 4, 5 und 7 5,1 cm, abgeleitet aus Versuch 2.

Man sieht aus den gefundenen Werthen von γ :

1. dass $f = \text{const. } \rho v^2 / Dr$ die Abhängigkeit des Luftwiderstandes vom Radius r der Tropfen innerhalb der untersuchten Grenzen richtig darstellt, denn vergleicht man die

aus Versuch 1, 2 und 6, in denen T nahe dasselbe, p jedoch sehr verschieden war, erhaltenen γ , so findet man Uebereinstimmung, soweit die Genauigkeit der Versuche geht.

2. Die Zeit T , nach welcher die Tropfen einander folgen, ändert den Luftwiderstand nicht, wie man durch Vergleichen der in dieser Beziehung extremen Versuche 4, 5 und 1, 6 findet.

3. Der Luftwiderstand der Tropfen, dessen Constante im Mittel aus den mit Wasser und Alkohol (spec. Gewicht 0,8105) erhaltenen Werthen = 0,153 ist, ist geringer als der fester Kugeln: er ist von Newton aus Fallversuchen in Luft und Wasser zu $\frac{3}{8} = 0,375$, von Borda¹⁾ auf ähnliche Weise zu $\frac{9}{40} = 0,225$, von Hutton²⁾ an abgeschossenen Kugeln (von 1 Zoll Durchmesser) zu $\frac{3}{16} = 0,188$ gefunden. Nur Quecksilber ergab einen grösseren Werth der Constanten γ .

Die Ursache des kleinen Widerstandes gegen die Tropfen kann an der Nachgiebigkeit der Flüssigkeit gegen den Druck der strömenden Luft, also an kleinen Deformationen der Tropfen liegen gerade dort, wo der Luftwiderstand am stärksten angreift.

Obgleich die photographischen Aufnahmen sowie die Beobachtung der Tropfen bis zu 3 m Tiefe nichts hiervon zu erkennen geben, zeigte sich in der That bei Regentropfen, die ich bei Gelegenheit eines ausgiebigen nächtlichen Niederschlages durch den electrischen Funken auf einen matten Schirm projicirte, dass sie zumeist flach mit einer Zuspitzung nach unten waren, ähnlich dem Tropfen der nach der siebenten Partialschwingung abgebildet ist, während kein einziger gefunden werden konnte, der eine Spitze nach oben gehabt hätte, wie dies hätte der Fall sein müssen, wenn von Partialschwingungen die Rede sein könnte; vielmehr stimmen die Formen der Regentropfen ganz mit denen überein die J. J. Thomson³⁾ von Tropfen beschreibt, die in Flüssigkeiten gefallen sind, und sich in Wirbelringe zu verwandeln beginnen. Es ist also kein Zweifel darüber, dass die Luft

1) Borda, s. Gehler's Wörterb. d. Phys., Art. Widerstand, p. 1751.

2) Hutton, Trans. Roy. Soc. Edinb. 2.

3) J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. 39. p. 417. 1885.

in den Tropfen Wirbelbewegungen erregen kann, indem sie die äussere Fläche im Vorbeiströmen mit sich reisst. Dabei hat sie nicht nur die innere Flüssigkeitsreibung zu überwinden, sondern, insbesondere bei Wasser, auch Arbeit deshalb zu leisten, weil unten neue Oberfläche gebildet wird, während oben zwar gleich viel, aber ältere, also, wie sich noch zeigen wird und auch schon bekannt ist, bei Wasser schwächer gespannte Oberfläche verschwindet. Daher kommt es auch, dass sich solche Wirbelbewegungen in Wasser weit schwerer bilden als in Alkohol, wie folgender Versuch zeigt. Ein kleines Bechergläschen war bis oben voll mit Wasser gefüllt, in dem *Lycopodium* suspendirt ist, um die Strömungen verfolgen zu können, die ein breiter, ziemlich starker Luftstrom, schief über die Oberfläche geblasen, erzeugte. Es bilden sich nur kreisende Bewegungen in horizontalen Bahnen aus, wobei die Theilchen der Oberfläche also immer in derselben bleiben. An den Stellen, wo der Luftstrom am stärksten angreift, folgen sie ihm, wo er schwächer ist, kehren sie beiderseits wieder zurück. Dasselbe ergab mit Gewalt aus der Wasserleitung geströmt Wasser, dessen Bewegungen man durch die unzähligen Luftblasen, durch die es wolfig getrübt erscheint, verfolgen kann. Derselbe Versuch mit Alkohol ergibt, dass die mit dem Luftstrom nach einer Richtung bewegten Oberflächentheile untertauchen und im Inneren der Flüssigkeit zurückkehren, also in verticalen Bahnen kreisen. Nur bei Alkohol bildeten sich also unter den Umständen dieses Versuches Bewegungen, die den oben erwähnten Wirbeln entsprechen und in Tropfen stattfinden können. Davon noch bei den Messungen mit Alkoholtropfen.

7. Die folgende Tabelle enthält Versuche mit Wassertropfen, die hauptsächlich angestellt wurden, um zu sehen, welchen Einfluss die Amplitude auf die Schwingungsdauer hat, und wie sich die Oberflächenspannung mit der Zeit ändert.

Der verschiedenen Länge des Stäbchens in Columne 1 entsprechen die Amplituden der Columne 2, diese sind angegeben durch das Verhältniss der grössten Dehnung der Hauptaxe der Gleichgewichtskugel zur Hauptaxe (oder Durch-

messer) selber, und zwar sind es mittlere Amplituden, denn dieselben nehmen von oben nach unten ab, wovon noch im Abschnitt 8 die Rede sein wird. Ihre Grösse wurde auf folgende Art gefunden. Es war eine Tafel entworfen, welche neben der numerischen Angabe verschiedener Amplituden ($\frac{1}{30}$, $\frac{1}{15}$, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{5}$ etc) die Zeichnung zweier Ellipsen enthielt, der Meridianschnitte nämlich eines Tropfens in den zwei äussersten Elongationen der angeschriebenen Amplitude. Hatten sich nun durch Verfolgung des Tropfens nach der im Anfang des Abschnittes 3 angegebenen Art das äusserste flache und gedehnte Ellipsoid dem Gedächtniss eingeprägt, so konnte man es in der Zeichnung aufsuchen (dieselbe nöthigenfalls durch eine vergrössernde oder verkleinernde Linse betrachtend) und die Amplitudenangabe entnehmen. Die Beobachtung wurde wiederholt — wobei natürlich die vorhergehenen Bilder dem Gedächtniss schon entchwunden sein müssen — und das Mittel der Resultate genommen.

Tabelle III. Wasser.

Beschaf- feheit d. Röhre	Amp.	Temp.	Zeitunter- vall zweier Tropfen	p	Höhen der totalen Reflexe				α
					Ref.	Höhe	Ref.	Höhe	

Apparat mit Stäbchen.

Stäbchen vorsteh. um mm	$^{\circ}$ C.	sec	g		cm		cm		mg mm	
21,6	$\frac{1}{10}$	15,7	0,273	0,05646	0	141,755	7	105,263	14	28,290
21,7	$\frac{1}{10}$	14,3	0,455	0,05015	0	141,255	8	101,131	16	13,743
25,6	$\frac{1}{5}$	15,8	0,500	0,06181	0	190,63	7	152,66	14	69,92
29,6	$\frac{1}{10}$	16,7	0,349	0,05947	0	141,475	7	103,309	14	22,479
—	$\frac{1}{10}$	15,9	0,517	0,05953	0	141,310	7	103,801	14	22,854
30,3	$\frac{1}{10}$	16,0	0,353	0,05757	0	141,200	7	104,908	14	26,743

Apparat ohne Stäbchen.

Glas- rohr	16,7	0,199	0,03686	0	165,605	8	141,877	16	83,987	7,756
"	15,0	0,341	0,03505	0	165,060	9	136,242	18	64,944	7,905
Papier- stutz	$\frac{1}{10}$	—	0,379	0,08615	(Photograph. Abbildungen)				7,367	
"	17,2	0,448	0,06014	0	159,665	7	129,860	14	54,703	7,284
"	15,5	0,451	0,03607	0	157,815	9	130,139	18	57,251	7,187
"	$\frac{1}{10}$	15,8	0,674	0,03632	0	157,820	9	130,116	18	57,406
"	16,6	0,909	0,05420	0	196,24	8	162,35	16	75,90	7,331
"	18,9	1	0,03576	0	194,62	8	172,23	16	114,23	7,283
Glas- rohr	16,5	1,05	0,03327	0	164,930	10	134,428	20	53,346	7,269
						11	128,552	22	30,624	7,141

Die Temperatur ist im Wasserbehälter zur selben Zeit gemessen, als die Tropfen behufs Wägung aufgefangen wurden. Columne 5 enthält das Gewicht eines Tropfens p .

Col. 4 gibt die Zeit, welche ein Tropfen brauchte, um sich zu bilden, also ein Maass für das Alter seiner Oberfläche.

Die Höhen der Reflexe sind sämmtlich Mittelwerthe aus Ablesungen, die symmetrisch zur Gewichtsbestimmung vor und nach derselben vertheilt waren. Von den tiefsten Reflexen sind die meisten Ablesungen gemacht worden.

α , die Oberflächenspannung ist nach Gl. (1) ($n = 2$):

$$\alpha = \frac{3}{8} \pi \cdot \frac{p}{g T^2},$$

berechnet. Wurden die Reflexe 0, n , $2n$ beobachtet, so ist in dieser Gleichung die Schwingungsdauer $T = n T_n$, wenn T_n die Zeit ist, während welcher der Tropfen von einem zum anderen der beobachteten Reflexe fällt, und diese Zeit kann aus Gl. (3) gefunden werden, in welcher A_1 und A_2 die Höhenunterschiede des 0. und n , n . und $2n$. Reflexes sind. γ ist = 0,153. Diese Gl. (3) kann man aber für diese Berechnung noch vereinfachen, indem bei den geringen Fallhöhen, die hier in Betracht kommen, ohne die kleinste Einbusse an Genauigkeit $m = 0$, $g^3 T^6 / 360 = 0$ gesetzt werden kann; ferner ist auch $g^2 T^4 / 12$ gegen $(A_2^2 + A_1^2)/2$ so klein, dass man es dem angenäherten Werth $(A_2 - A_1)^2/12$ gleich setzen kann und für die Schwingungsdauer die Gleichung:

$$g T_n^2 = A_2 - A_1 + \frac{\gamma \varrho}{D \cdot r} \left(\frac{A_2^2 + A_1^2}{2} - \frac{(A_2 - A_1)^2}{12} \right) + \left(\frac{\gamma \varrho}{D r} \right)^2 \frac{A_2^3 - A_1^3}{6}$$

erhält. Wie man sieht, braucht man, um α zu berechnen, g gar nicht zu kennen und auch das spec. Gew. der untersuchten Flüssigkeit ist nur zur Correction wegen des Luftwiderstandes in Dr nöthig.

Die erhaltenen Werthe von α wurden noch mit Hülfe der Brunner'schen Formel:

$$\alpha_t = \alpha_0 (1 - 0,001 866 t)$$

auf 16° reducirt, aber dies ist zum Theil überflüssig, weil bei diesen Versuchen die Temperatur der Oberfläche wegen der Verdampfung beim Fall doch um eine unbekannte An-

zahl Grade erniedrigt wurde. Ich habe deswegen noch in Tab. IV einige Versuche mitgetheilt, bei welchen dieser Umstand wegfällt.

Vergleicht man die in den mit verschiedenen Amplituden unter sonst nahe gleichen Umständen angestellten ersten sechs Versuchen der Tab. III erhaltenen α und bemerkst dazu, dass auch ohne Stäbchen die Amplitude nur $1/6$ beträgt, so sieht man, dass die Amplituden, in denen diese von Röhren einzeln abfallenden Tropfen schwingen, als verschwindend klein zu betrachten sind; ihre Grösse ist für die Schwingungsdauer bei der hier erreichten Genauigkeit gleichgültig und wurde daher in den weiteren Versuchen nicht mehr gemessen.

Die übrigen Versuche mit dem Apparat ohne Stäbchen sind nach der Ausflussgeschwindigkeit, die eine sehr verschiedene ist, geordnet, um die schon erwähnte Veränderlichkeit von α mit der Zeit hervortreten zu lassen. Der aufsteigenden Reihe der Zeiten in Col. 4 entspricht die ziemlich regelmässig absteigende Reihe der α in der letzten Columne, und diese Reihe wird auch dadurch nicht gestört, dass einige der Versuche mit einer Glasröhre angestellt sind, die statt des Papierstutzens ein senkrecht zur Axe abgeschliffenes Ende hatte. Sie war mit conc. Salpetersäure, Wasser und Alkohol gewaschen, während die Röhren mit Papierstutzen unter Wasser gereinigt wurden. Auch die sechs ersten, mit dem Stäbchen erhaltenen Werthe passen in diese absteigende Reihe der α .

In Tab. IV sind die Versuchsresultate an möglichst rasch sich bildenden Wassertropfen zusammengestellt, die durch ein Rohr fielen, in dem die Luft durch Befeuchten der Wände mit Wasserdampf gesättigt war. So war die Abkühlung der Oberfläche durch Verdampfung vermieden. Das 26 mm weite Rohr war sehr gleichmässig cylindrisch, sodass der Maassstab ausserhalb desselben aufgestellt werden konnte. Er bestand bei diesen Versuchen eigentlich nur aus einem Papierstreifen, der an die Röhre befestigt war, und auf welchem längs der Kante eines Schiebers mit dem Spiegel, Bleistiftmarken gezogen wurden. Dazu war auf den halb-

legten Spiegel eine horizontale Linie geritzt, welche beim Einstellen den betreffenden Reflex und das Pupillenbild halbirete. Die Abstände der Bleistiftmarken von der obersten sind, im Mittel, die in der Tabelle angegebenen Höhen. Die so erreichte Genauigkeit genügt vollkommen, da immer nur grosse Distanzen zu messen sind, denn die oberen Reflexe sind, wie schon oben erwähnt, unbrauchbar, weil sie nicht genau mit den flachsten Ellipsoiden zusammenfallen.

Tabelle IV.
Wassertropfen in gesättigtem Dampf.
Apparat mit Stäbchen.

Temp. °C.	Zeitinter- vall zweier Tropfen sec	p g	Höhen der Reflexe						α mg/mm 16° C.
			Ref.	Höhe em	Ref.	Höhe em	Ref.	Höhe em	
19,8	0,172	0,04888	0	0	6	23,52	12	74,44	7,286
					7	30,06	14	97,36	7,212
					8	37,21	16	122,76	7,168
14,9	0,231	0,06271	0	0	6	29,93	12	95,29	7,112
					7	38,38	14	124,90	7,022
16,9	0,240	0,06315	0	0	6	30,45	12	95,52	7,348
					7	38,61	14	125,28	7,120
17,3	0,240	0,06334	0	0	6	30,79	12	96,70	7,255
					7	39,45	14	126,65	7,172

Die Temperaturen sind wieder im Wasserbehälter gemessen; Wasser- und Lufttemperatur waren immer nahe gleich. α ist nach der oben angegebenen Formel auf 16° reducirt.

Die tieferen Reflexe haben kleinere Oberflächenspannungen ergeben, was ganz mit der oben besprochenen Abnahme der Spannung mit der Zeit übereinstimmt. Der Ausflussapparat war vor jedem der vier Versuche längere Zeit heissen Wasserdämpfen ausgesetzt.

Man könnte denken, dass diese Abnahme herrührt von dem langsamen Verschwinden der Abkühlung, welche mit der Bildung von Oberfläche verbunden ist, aber das ist nicht der Fall, denn diese Abkühlung ist sehr gering, sie besteht

bei Wasser, wie Sir W. Thomson aus dem Kreisprocesse an einer Seifenblase gefolgt hat¹⁾, in der Entziehung einer Wärmemenge, die äquivalent ist etwa der halben Arbeit bei Bildung der Oberfläche, also in 1 qmm Oberfläche $(7,3 \cdot 10^{-9})/(2 \cdot 426) = 0,0086 \cdot 10^{-9}$ Calorien, und würde diese Wärmemenge einzig nur einer Oberflächenschicht von 0,00005 mm Dicke (Radius der Wirkungssphäre) entzogen, so entstünde eine Abkühlung um $0,0086 \cdot 10^{-9}/0,00005 \cdot 10^{-6} = 0,17$ °C., welche die Oberflächenspannung nur um $0,0024 \frac{\text{mg}}{\text{mm}}$ vergrössert, aber selbst eine stärkere Abkühlung einer so dünnen Schicht wäre durch Wärmeleitung in kaum messbarer Zeit schon verschwunden.

Vielmehr ist die Ursache der Abnahme der Oberflächenspannung wahrscheinlich auch hier in Verunreinigung der Oberfläche mit fremden Substanzen, die sich mit ihrer geringen Oberflächenspannung auf dem Wasser ausbreiten, zu suchen. Dafür sprechen folgende Versuche mit Seifenlösung. Die Tabelle ist ganz wie die vorige angeordnet.

Tabelle V.
Seifenlösung.
Apparat ohne Stäbchen, abgeschliffenes Glasrohr.

Temp. °C.	Zeitinter- vall zweier Tropfen sec	p	Höhen der Reflexe						α	16°C.
			Ref.	Höhe	Ref.	Höhe	Ref.	Höhe		
15,4	0,254	0,02385	0	181,660	6	164,305	12	117,967	3,357	
15,4	0,435	0,01812	0	181,875	7	162,527	14	112,510	3,244	
15,5	1,111	0,01358	0	182,370	7	166,673	14	126,584	3,073	

Diese Lösung, wovon 1 l nur 1 g Marseillerseife enthält, hat beinahe sämmtliche physikalische Eigenschaften des Wassers unverändert bis auf eine gewisse Zähigkeit und kleine Spannung in der Oberfläche. Der kleineren Oberflächenspannung entsprechend gibt es weniger Substanzen, die sich auf Seifenlösung ausbreiten und deren Oberfläche verunreinigen können, als auf Wasser, was die gefundene geringere Veränderlichkeit von α bei dieser Lösung erklären

1) W. Thomson, Proc. Roy. Soc. 9. p. 255. 1858.

kann. Die in der Tabelle enthaltenen Werthe sind der Abkühlung durch Verdampfung wegen zu gross; nach Sondhauss' Methode des Abreissens eines Ringes fand ich $\alpha = 2,684 \text{ mg/mm}$, doch kam es hier auf absolute Bestimmung nicht an.

Alkohol, mit noch kleinerer Constante, ergab keine Aenderung der Oberflächenspannung mit der Zeit, wie der Vergleich der zwei Versuche mit den Zeitintervallen 0,32 und 1,23 Sec. in der folgenden Tabelle zeigt. Die einzelnen Columnen haben dieselbe Bedeutung wie in den vorigen Tabellen; die Constanten sind mit Hülfe der Formel $\alpha_t = \alpha_0(1 - 0,00339 t)$ auf 16 °C. bezogen.

Tabelle VI.
Alkoholtropfen in gesättigtem Dampf.
Spec. Gew. des Alkohols bei 19 °C. 0,819 g/cm³.

Zeitintervall zweier Tropfen	p	Höhen der Reflexe						α 16 °C.		
		Ref.	Höhe	Ref.	Höhe	Ref.	Höhe			
Apparat ohne Stäbchen.										
°C.	sec	g	em	em	em	em	em	mg/mm		
16,5	0,322	0,006484	0	0	5 6 7 8 9 10	5,94 7,46 9,80 12,36 15,22 18,51	10 12 14 16 18 20	18,51 25,68 34,05 43,34 53,53 65,00	2,480 2,481 2,495 2,500 2,523 2,537	
Apparat mit Stäbchen.										
11,4	1,23	0,01310	0	0	5 6	13,66 18,21	10 12	42,05 56,38	2,462 2,580	

Hier tritt aber ein anderer Umstand auf, der die Zunahme der α nach unten bewirkt, und da die Oberflächenspannung des Alkohols mit der Zeit nicht zunimmt, kann diese Vergrösserung nur eine scheinbare sein. Wahrscheinlich werden die Schwingungen der Alkoholtropfen durch Wirbelbewegungen gestört, von denen schon p. 231 gezeigt ist, dass sie in Alkohol viel leichter entstehen, als in Wasser. Da sich nicht feststellen lässt, inwieweit solche Bewegungen schon die oberen Reflexe beeinflussen, kann man auf die mit

Alkohol erhaltenen Werthe kein Gewicht legen. Es ist auch auffallend, dass bei Alkohol die totalen Reflexe schon in einer Tiefe von 1 m schwer zu sehen sind, während sie an Wassertropfen vom Dache eines stockhohen Hauses noch sehr auffallend hell sind. Versuche mit Alkohol in freier Luft ergaben ein kaum grösseres α , was ich mir dadurch erkläre, dass durch die Wirbelbewegungen Oberfläche und Inneres der Tropfen immerfort ausgetauscht und so eine Abkühlung der Oberfläche durch Verdampfung vermieden wurde.

Zwei mit Quecksilber angestellte Versuche ergaben folgende Resultate:

T a b e l l e VII.

Quecksilber.

Apparat ohne Stäbchen; abgeschliffenes Glasrohr.

Temp.	Zeitinter- vall zweier Tropfen	Anzahl der Schwing.	T	p	α
°C.	sec		sec	g	$\frac{\text{mg}}{\text{mm}}$
17,8	0,39489	20	0,019 745	0,15164	46,72
18,3	0,40648	20 + $\frac{3}{4}$	0,019 590	0,15169	47,48
				Mittel 47,10, $\alpha^2 = 6,948 \text{ qmm}$	

Der Apparat zu diesen Versuchen war ganz der zur Untersuchung des Luftwiderstandes angewandte, nur fehlte die Messlatte, und statt der Höhen der durch die Funken beleuchteten Tropfen wurde ihre Form beobachtet. Dabei war der Zufluss des Quecksilbers so regulirt, dass der oberste und zweite Tropfen eine bestimmte Phase der Schwingung hatte — so waren im ersten Versuch beide Tropfen kugelförmig, im zweiten der obere ein Ellipsoid im Maximum der Dehnung, der untere eine Kugel —, wieviel ganze Schwingungen sich zwischen diesen beiden Phasen befanden, konnte man an den periodischen Lichterscheinungen abzählen, die bei beliebiger Beleuchtung der Tropfen sichtbar sind. Es waren in beiden Versuchen 20. Die Zeit zwischen zwei Tropfen wurde hier sehr genau dadurch bestimmt, dass der

Tropfenunterbrecher ausser dem primären Strom des Funken-inductors auch noch den Strom eines Zeitregistrirapparates öffnete oder eigentlich mittelst Relais schloss. So konnte man dieses Zeitintervall vom Papierstreifen des Regsitrirapparates nach den Secundenpunkten genau bestimmen. Mit der Anzahl der Schwingungen dividirt, gibt es die Schwingungsdauer T , aus welcher mittelst des Tropfengewichtes p α berechnet wird. Der Luftwiderstand kommt bei dieser Versuchsanordnung gar nicht in Betracht. Das Quecksilber war in der Art gereinigt, wie es Professor Quincke zu seinen Versuchen über die Ausbreitung ausführte¹⁾, in dasselbe tauchte ein Platindraht, der etwa während des Versuchs entstandene Electricität zur Erde ableiten konnte.

8. In diesem Abschnitt habe ich nur noch zurückzukommen auf zwei Umstände: die innere Reibung und die Electricität, von denen zu zeigen ist, dass sie keinen Einfluss auf die mitgetheilten Resultate hatten.

Die innere Reibung der Flüssigkeit dämpft die Schwingungen der Tropfen und ändert so die Amplitude sowohl als auch die Schwingungsdauer. Man kann aus der Aenderung der ersteren die der letzteren berechnen.

Haben die Schwingungen das logarithmische Decrement λ , so sind die Amplituden durch:

$$a_2 = A e^{-\lambda \frac{t}{T}} \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right)$$

dargestellt, und es ist daher ($n = 2$) die potentielle Energie der Oberflächen:

$$P = \frac{8}{5} \pi \alpha A^2 e^{-2\lambda \frac{t}{T}} \cos^2\left(2\pi \frac{t}{T}\right),$$

die kinetische der Massentheile:

$$K = \frac{1}{5} \pi \alpha a^3 \frac{A^2}{T^2} e^{-2\lambda \frac{t}{T}} \left[2\pi \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right) + \lambda \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) \right]^2.$$

K wird ein Minimum, $k = 0$, zur Zeit $t_0 = T/2\pi \operatorname{arctg} \lambda/2\pi$ einer Lösung der Gleichung:

1) Quincke, Pogg. Ann. 139. p. 66. 1870.

$$2\pi \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right) + \lambda \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) = 0.$$

Der höchste Werth von K , bestimmt durch $\partial k / \partial t = 0$, tritt ein, wenn $t = T/4, 3T/4, \dots$. Es ist also, da:

$$\cos^2\left(\arctg \frac{\lambda}{2\pi}\right) = \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2}$$

$$\begin{aligned} \text{zur Zeit } t=t_0 \quad P_0 &= \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2}, \quad K=0 \\ \text{, " } \quad t=\frac{T}{4} \quad P_{1/4} &= 0 \quad , \quad K_{1/4} = \frac{4}{5}\pi^3 \sigma \alpha^3 \frac{A^2}{T^2} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \\ \text{, " } \quad t=t_0+nT \quad P_n &= \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi} - n\lambda} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2}, \quad K=0. \end{aligned}$$

Die Energiemenge, welche während den Schwingungen durch die Reibung in Wärme überging, ist daher:

$$P_0 + K_0 - P_n - K_n = \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2} \left(1 - e^{-2n\lambda}\right).$$

Erwägt man nun, dass schon während einer Viertelschwingung die Massentheile des Tropfens alle Geschwindigkeiten, von denen ja die Reibung abhängt, durchlaufen, dass also die Energieverluste der Viertelschwingungen demselben Gesetze folgen, wie die der ganzen Schwingungen, so hat man die im Zeitraum $(T/4) - t_0$ verwandelte Energiemenge, indem man $n = (T/4 - t_0)/T$ setzt:

$$w = \frac{8}{5}\pi\alpha A^2 e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \lambda^2} \left(1 - e^{-\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\lambda}{2\pi}}\right).$$

Nun ist dem Prinzip der Erhaltung der Energie zufolge:

$$P_0 + K_0 = P_{1/4} + K_{1/4} + w$$

und daraus, indem alle Exponentialgrössen wegfallen:

$$(I) \quad T^2 = \frac{3}{8}\pi \frac{p}{\alpha g} \cdot \frac{4\pi^2 + \lambda^2}{4\pi^2},$$

wo wieder p das Tropfengewicht, $\frac{4}{3}\alpha^3 \pi \sigma g$, bezeichnet. $(4\pi^2 + \lambda^2)/4\pi^2$ ist der Factor, der durch die Reibung hinzukam.

Die folgende Tabelle enthält Beobachtungen über das

logarithmische Decrement λ , die beweisen, dass der Factor, der die Ueberschrift der letzten Columnne bildet, so nahe = 1 ist, dass es ganz weggelassen werden konnte. Bei zähen Flüssigkeiten ist dies bei weitem nicht der Fall. Leinöl gibt, obwohl dessen Dichte und Oberflächenspannung von der des Alkohols nicht viel verschieden ist, innerhalb der Höhe eines Meters nur einen einzigen Reflex, so sehr werden die Schwingungen hier durch die innere Reibung verlangsamt.

Tabelle VIII.

Flüssigkeit	p	Amplituden		λ	$\frac{4\pi^2 + \lambda^2}{4\pi^2}$
Wasser	0,05	1. Schwingung	0,190	0,0185	—
		11. "	0,158		
"	0,06	1.	0,200	0,0268	—
		11. "	0,153		
"	0,04	1.	0,173	0,0216	—
		16. "	0,125		
(Photogr. Abb.)	0,09	1.	0,20	0,0391	—
		10. "	0,14		
Seifenlösung	0,028	1.	0,192	0,0659	—
		12. "	0,098		
"	0,018	1.	0,215	0,0574	—
		13. "	0,108		
Alkohol	0,0066	1.	0,187	0,0772	1,000 151
		12. "	0,080		
"	0,004	1.	0,150	0,0592	—
		11. "	0,083		
Quecksilber	0,15	1.	0,18	0,0203	—
		21. "	0,12		

λ ist nach seiner Definitionsgleichung:

$$e^{\lambda^2} = \sqrt{\frac{n_2 - n_1}{\text{Amplitude d. } n_1 \text{ten Schwingung}} \cdot \frac{\text{Amplitude d. } n_2 \text{ten Schwingung}}{n_2 - n_1}}$$

berechnet, aus welcher ersichtlich, dass es gleichgültig ist, ob die Amplituden als absolute Längen oder im Verhältnisse zu einer constanten Länge gemessen sind. Der Werth der letzten Columnne ist nur für das grösste λ berechnet, für die übrigen wäre er noch näher 1.

Im Verlauf dieser Untersuchungen ist die Electricität oft benutzt worden, um die Formen der Tropfen zu studiren. Es ist aber bekannt, dass Electricität die Oberflächenspannung verringert. Nähert man dem Ausflussapparat einen electrischen Körper oder ladet ihn statt durch Vertheilung durch Berührung, so fallen die Tropfen viel schneller nacheinander, also kleiner ab. Dabei fällt es auf, dass alle totalen Reflexe ihre Orte beibehalten, solange das Abtropfen nicht durch allzu hohe Spannungen unregelmässig wird, dass also die Schwingungsdauer der Tropfen sich nicht ändert. Ganz dieselbe Unveränderlichkeit der Schwingungsdauer wird beobachtet, wenn man im Ausflussapparat zwischen dem engen Rohr, das die Ausflussgeschwindigkeit regulirt, und der Mündung des Rohres eine horizontale Metallröhre einschaltet und diese mit einer Flamme langsam erhitzt: wenn die Tropfen schon dampfen und sich bedeutend verkleinert haben, sind die totalen Reflexe noch immer an ihren Stellen geblieben. Diese Erscheinungen sind ein schöner experimenteller Beweis dafür, dass die Tropfengewichte eines und desselben Ausflussrohres proportional α sind¹⁾, denn wenn die Schwingungsdauer:

$$T = \sqrt{\frac{3}{8} \pi \frac{p}{g \alpha}},$$

unverändert bleibt, während α (durch Electricität oder Wärme) verändert wird, muss sich p proportional mit α ändern; alle übrigen Grössen sind ja Constanten. Es ist noch zu beweisen, dass die Beleuchtungsfunken des Inductors die Oberflächenspannung nicht geändert haben; dies kann durch folgenden Versuch geschehen:

Tropfengew. ohne electr. Einfluss (aus 50 Tropfen) 0,05316 g, Tropfengew., wenn die Funken, etwas unterhalb der

Rohrmündung, 10 cm von den Tropfen entfernt, überspringen 0,05321 g, woraus zu sehen ist, dass das Tropfengewicht, also auch die Oberflächenspannung unverändert blieb.

1) vgl. Quincke, Pogg. Ann. 135. p. 626. 1868.

Zum Schluss bleibt mir nur noch die Erfüllung der angenehmen Pflicht übrig, meinen verehrten Lehrern, Geheimrath H. von Helmholtz und Professor G. Quincke meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen für die Theilnahme und Unterstützung, welche sie mir bei meiner Arbeit zu Theil werden liessen.

Heidelberg, Juni 1886.

II. Ueber die Bestimmung der specifischen Gewichte einiger Gemische von Aethylalkohol und Kohlensäure; von Ad. Blümcke.

(Aus dem physikal. Laborat. der techn. Hochschule in München.)

(Hierzu Taf. III Fig. 4—7.)

Vor einiger Zeit veröffentlichte ich ein auf einer einfachen Verwendung des archimedischen Princips beruhendes Verfahren zur Bestimmung des spec. Gewichts von Flüssigkeiten, welche nur unter hohen Drucken bestehen können.¹⁾

In der vorliegenden Arbeit habe ich dasselbe auf Gemische von Aethylalkohol und Kohlensäure angewendet.

Die einzelnen Theile der Versuchsvorrichtung erlitten einige geringfügige Aenderungen: Der Schwimmer erhielt das aus der Abbildung ersichtliche Aussehen. Fig. 4. Der zweifach gebogene Neusilberdraht *W*, welcher um eine Axe bei *C* drehbar war, trug auf der einen Seite den von drei Federn gehaltenen Spiegel *S*, auf der anderen die an einem dünnen Drahte befestigte gläserne Hohl-Kugel *K* und das verschraubbare, mit einer Gegenmutter feststellbare Laufgewicht *L*, durch dessen passende Stellung dem Schwimmer jede erwünschte Anfangsstellung gegeben werden kann. Die Aichung des Schwimmers geschah mit Hülfe von Wasser-Alkoholmischungen von bekannter Dichte bei den Temperaturen, welche bei den Kohlensäuremischungen in Anwendung kamen. Die specifischen Gewichte dieser Vergleichsflüssigkeiten wurden bei der Zimmertemperatur be-

1) A. Blümcke, Wied. Ann. 23. p. 404. 1884.

Fig. 3.

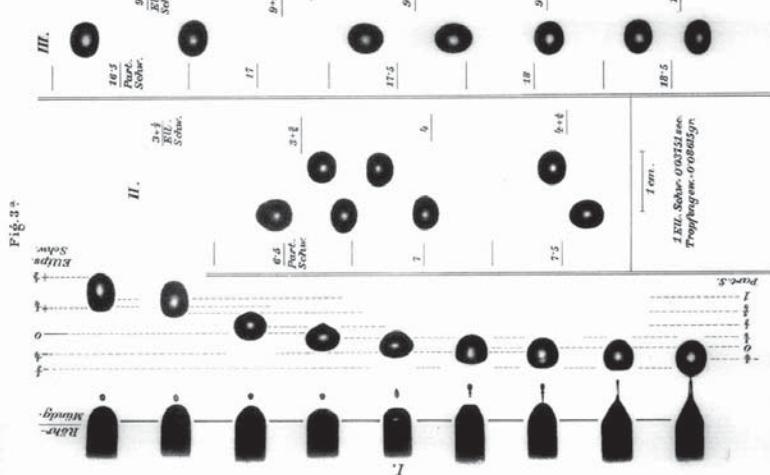


Fig. 4.

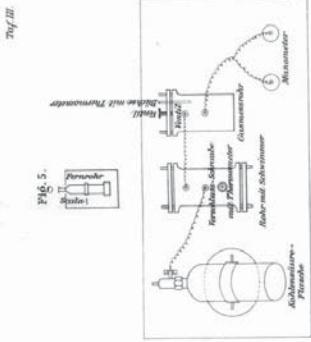


Fig. 5.

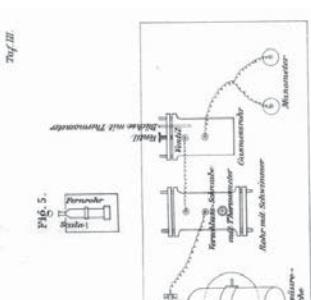


Fig. 6.

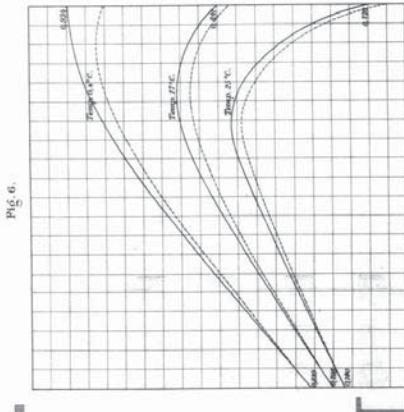
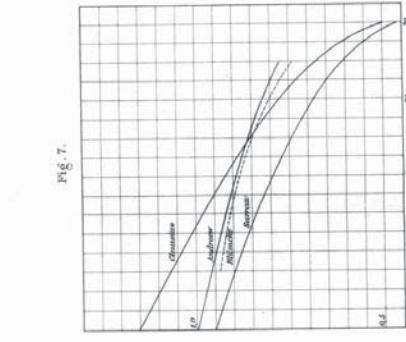


Fig. 7.



dadurch, dass dem Ueberwiegen der kurzwelligen Strahlen ein Verschieben der Maxima der Empfindungscurven nach rechts entspricht. Das erste Minimum der \sin^2 -Curve muss also ebenfalls nach rechts verschoben, d. h. β vergrössert werden.

5) Schliesslich sei hervorgehoben, dass nach dem Gesagten das Leukoskop auch für die Erkennung etwa vorhandener Violettblindheit ausserordentlich dienlich ist. Nach der Young-Helmholtz'schen Theorie müssten sich die Farbenkurven des Violettblindten durch Superposition der *R*- und *G*-Curve des Normalen darstellen lassen. Da diese beiden Curven bei den Leukoskopeinstellungen des Normalen allein in Betracht kommen, so müsste der Violettblinde ebenso wie der Normale einstellen mit dem Unterschied, dass der letztere bei seinen Einstellungen vollständige Gleichheit erhält. Ausserdem müsste er aber auch bei geringeren Quarzdicken vollkommene Gleichheit herstellen können, die dann für den Normalen ein rein gelbes und ein rein blaues Feld liefern würde. Für die Diagnose der Farbenblindheit ist mithin das Leukoskop ein ganz vorzüglicher Apparat.

Es bleibt mir übrig, für die bei dieser Arbeit gewährte Anregung und Unterstützung Hrn. Geheimrath v. Helmholtz, sowie Hrn. Dr. A. König meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

XI. *Luminescenz der Pyrogallussäure;* *von Philipp Lenard und Max Wolf.*

Legt man eine photographische Platte nach dem Entwickeln im Eder'schen Pottaschenentwickler (s. w. u.) oder im Sodaentwickler nach oberflächlichem Waschen in das Alaunbad, so sieht man im Dunkeln erst die Platte, dann bald das ganze Bad überraschend hell aufleuchten. Nach zwei Minuten ist die Erscheinung verschwunden. Eder und andere¹⁾ bemerkten dies Leuchten ebenfalls; wir fanden es,

1) Vgl. Photogr. Mitt. 1887. No. 344.

ohne Kenntniss davon zu haben, bei dem Hervorrufen einer Sternphotographie, und es erschien uns interessant genug, nach seiner Ursache zu suchen.

Man hielt nach Chandler¹⁾ die lichtempfindliche Schicht selbst für die Ursache der Erscheinung, dass dies jedoch nicht der Fall ist, davon überzeugten wir uns bald. Wir gossen frisch bereiteten Pottaschenentwickler (100 g Wasser, 1,35 g Pottasche, 0,86 g Natriumsulfit und 0,20 g Pyrogallol), eine Mischung, die sich an der Luft durch Oxydation der Pyrogallussäure sehr rasch bräunt, in ungefähr ebensoviel gesättigte Alaunlösung und fanden im Moment des Zusammengiessens und kurz nachher das Aufleuchten der Mischung.

Offenbar war also das Leuchten auch in der Gelatineschicht nur durch Mischung des zurückgebliebenen Entwicklers mit dem Alaun zu Stande gekommen.

Betrachtet man nach dem Leuchten die Mischung am Licht, so findet man die Thonerde des Alauns durch das kohlensaure Kali gefällt. Die kohlensaure Thonerde zersetzt sich alsbald in basisch kohlensaure Thonerde, während Kohlensäure entweicht.

Naturgemäss kamen wir auf den Gedanken, zu untersuchen, welche von den im Entwickler enthaltenen Substanzen mit Alaun zusammen das Leuchten bewirkt. Dieser Untersuchung stellten sich sehr grosse Schwierigkeiten entgegen. Vor allem ging uns zeitweise das Leuchten ganz verloren, da es, wie man sehen wird, von Umständen abhängt, die wir von vornherein unmöglich beachten konnten. Dazu kam noch, dass wir, weil die geringsten Spuren von Pyrogallol schon Leuchten hervorrufen können, durch einen Versuch zeitweilig auf die falsche Fährte geleitet wurden, als ob Pyrogallol überhaupt unnöthig sei.

Als eine Phosphorescenz im eigentlichen Sinne (wie man es bei Thonerde vermuten konnte) erwies sich die Erscheinung nicht, wir bezeichneten sie daher auch als Luminescenz.²⁾ Mehrere andere Vermuthungen erwiesen sich auch als un-

1) Chandler, Antony's Phot. Bull. 18. p. 97. 1887.

2) Vgl. Ueber diese Bezeichnung: E. Wiedemann, Phys.-med. Societät zu Erlangen 1887.

richtig, aber wir machten die immerfort bestätigte Beobachtung, dass die Thonerdefällung für das Leuchten nothwendig ist. Diese Fällung kann nämlich sowohl bei Ueberschuss von Alaun als auch von Pottasche in Lösung gehalten werden; und mit dem Fehlen der Fällung blieb jedesmal auch das Leuchten aus. Fällung andererseits war aber nicht jedesmal mit Leuchten verbunden. Wir brauchten nur Pyrogallol oder schwefigsaurēs Natron aus dem Entwickler wegzulassen, so erhielten wir wohl die schönste Fällung, aber kein Leuchten beim Zusammengießen mit Alaun.

Wir begannen nun, die Zusammensetzung des Entwicklers zu variiren, während die Alaunlösung immer bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt blieb und gleiche Volumina der beiden Flüssigkeiten verwendet wurden. Es zeigte sich, dass, sobald nur Fällung entsteht, die Quantität der Pottasche ziemlich gleichgültig ist. Von schwefigsaurem Natron dagegen durfte weder zu viel, über 1,25 Proc., noch zu wenig, unter 0,13 Proc., vorhanden sein, sonst leuchtete die Mischung nicht. Auch von Pyrogallol verhinderte ein Ueberschreiten über 0,3 Proc. die Erscheinung; aber schon die kleinste Spur dieser Substanz genügt. Schon 0,005 Proc. Pyrogallol im Entwickler geben helles Leuchten. Als passendsten Entwickler nahmen wir schliesslich 100 g Wasser, 4 g Pottasche, 0,75 g schwefigsaures Natron und 0,1 g Pyrogallol.

Die Pottasche liess sich mit gutem Erfolge durch eine äquivalente Menge Soda oder doppeltkohlensaures Natron ersetzen; ebenso der Alaun durch reines schwefelsaures Aluminium. Erwärmen einer der beiden Flüssigkeiten oder beider vor dem Zusammengießen begünstigte das Leuchten.

Aber auch mit diesem Entwickler hatten wir das Leuchten noch nicht vollkommen in der Gewalt. Offenbar war ausser den vier Substanzen Alaun, Pottasche, Pyrogallol und schwefigsaurem Natron noch etwas Fünftes nothwendig, das wir nicht kannten, und dessen Hinzuthun daher bislang dem Zufall überlassen war.

Wir beobachteten, dass, wenn sich der Thonerdeniederschlag nach einem Leuchtversuch abgesetzt hatte, der geklärte

Theil farblos blieb, und blos die Fällung selbst gelb war. Die Thonerde enthielt alles Pyrogallol, während in der Flüssigkeit keines mehr nachzuweisen war. Dass Thonerde gefärbte Substanzen an ihrer Oberfläche mit grosser Kraft verdichtet, ist bekannt; in dieser Eigenschaft dient sie ja in der Färberei als Beizmittel.

Wir stellten daher die Vermuthung auf, dass die Thonerde als höchst fein zertheilte Substanz auf ihrer grossen, frischen Oberfläche nicht nur die Pyrogallussäure, sondern zugleich auch Sauerstoff verdichte, und dass das Leuchten die Folge einer plötzlichen energischen Verbrennung des mit Sauerstoff verdichteten Pyrogallols sei. Sauerstoff wäre also der gesuchte nothwendige fünfte Körper. Dass dies in der That so ist, haben wir durch folgende Versuche bewiesen.

Wir füllten erwärmten Entwickler in einen hohen engen Standcylinder. Beinahe bis auf dessen Boden reichte ein langes Trichterrohr mit Hahn, ganz bis zur unteren Mündung mit Alaun gefüllt. Durch Oeffnen des Hahns floss der Alaun in den Entwickler. Durch ein anderes Glasrohr konnte beliebig Luft durch den Entwickler geblasen werden. Liessen wir den Alaun sich 1 Secunde nach dem Luftdurchblasen mit dem Entwickler mischen, so erhielten wir das Leuchten. Bei einem zweiten Versuche 18 Secunden nach dem Lufteintritt gab es kein Leuchten mehr. Der Entwickler hatte während dieser Zeit allen absorbierten Sauerstoff verbraucht.

Wir verfertigten uns ferner einen Glasapparat, der aus zwei getrennten Gefässen bestand, deren Hälse oben in eine einzige Röhre zusammenliefen. In das eine Gefäss füllten wir Entwickler, in das andere Alaun, sodass in beiden noch Luft genug übrig blieb; kehrten wir das Ganze um, so mischten sich beide Theile und leuchteten. Wir hätten ebenso gut ausgekochte Lösungen nehmen können, wie wir uns durch Versuche überzeugten. Nun beschickten wir den Apparat auf's neue, fügten aber zu beiden Flüssigkeiten noch Wasser hinzu, kochten dann beide so lange aus, bis das zugefüllte Wasser verdampft und zugleich alle Luft ausgetrieben war, und schmolzen in diesem Augenblick den Apparat zu. Wurde er nun, sauerstofffrei, umgekehrt und die Lösungen gemischt,

so entstand wohl Niederschlag, aber kein Leuchten. Ohne Sauerstoff also kein Leuchten des Pyrogallols.

Nun leiteten wir umgekehrt aus einem Gasometer Sauerstoff durch den Entwickler und gossen 5 Secunden später den Alaun hinzu. Das Leuchten war heller als je.

Sauerstoff in den Alaun eingeleitet, gab ein weniger gutes Resultat. Der in heftigem Oxydationsprocess begriffene, im Entwickler absorbierte Sauerstoff hat also eine stärkere oxydirende Wirkung als der im Alaun absorbierte, obwohl, wie wir uns durch besondere Versuche überzeugten, der Sauerstoff durch den Entwickler nicht ozonisirt wird.

Der Entwickler muss also freien Sauerstoff absorbiert enthalten — Schütteln kurz vor dem Zusammengiessen genügt — damit er Leuchten hervorbringen könne; und wenn wir bisher das Licht nicht hervorbringen konnten, so oft wir wollten, so war der Mangel an Sauerstoff die Ursache. Daher kommt es auch, dass Versuche, das kohlensaure Kali oder Natron des Entwicklers durch Aetzkali zu ersetzen, erfolglos blieben, indem diese Substanz zu raschen Sauerstoffverbrauch im Entwickler bedingt, was man an dem raschen Braunwerden erkennt. Ebendasselbe ist bei Ueberschuss von Pyrogallol oder Natriumsulfit der Fall. Ein solcher Entwickler leuchtet aus Sauerstoffmangel nicht.

Warum nun aber eine Substanz wie schweflighaures Natron, die bekanntlich so energisch Sauerstoff verbraucht, für die Lichterscheinung nöthig ist, blieb uns ein Räthsel.

Für photographische Zwecke wendet man schweflighaures Natron an, um die wässrige Pyrogallollösung, die zur Bereitung des Entwicklers dient, haltbarer zu machen. Wie man sich diese Wirkung des Natriumsulfits aber erklärt, darüber konnten wir nirgends einen Anhaltspunkt finden, stellten uns aber vor, dass das schweflighaure Natron allen Sauerstoff, der durch die Oberfläche des Entwicklers eindringt, sofort verbraucht und also die Pyrogallussäure gleichsam vor Berührung mit dem Sauerstoff schützt. In diesem Falle aber müsste der Entwickler, durch das Natriumsulfit von Sauerstoff befreit, gerade zum Leuchten untauglich werden.

Das Conserviren des Pyrogallols ist für das Leuchten

unwesentlich, wie folgender Versuch zeigt: Entwickler, aus dem das Natriumsulfit weggelassen war, wurde für den Leuchtvorversuch in einem Becherglas vorgewärmt, während dessen er stark braun — oxydirt — wurde; dann erst wurde die entsprechende Quantität Natriumsulfit zugesetzt, geschüttelt und sofort der Alaun zugegossen: schönes Leuchten. Dies Resultat war auch, weil die kleinsten Spuren Pyrogallol genügen, vorauszusehen.

Das Natriumsulfit muss also in den wenigen Secunden vom Zusetzen bis zum Fällen eine eigenthümliche Wirkung im Entwickler gehabt haben. Auf den Fällungsprocess nicht, denn Natriumsulfit, statt im Entwickler im Alaun enthalten, kam erst dann zur Wirkung, wenn durch Zugießen eines Theiles der Alaunlösung der Entwickler schon sulfithaltig geworden war.

Eine Verbindung mit Pyrogallol ist die Folge dieser Einwirkung des schwefligsauren Natrons auch nicht; denn einerseits ist bei den genauen Studien, denen man das Pyrogallol unterworfen hat, eine solche Verbindung bisher nicht beobachtet, und andererseits sind auch Pyrogallol und schwefligsaurer Natron im Entwickler beide wie in einem Gemisch nachweisbar.

Es blieb so nur mehr die einfachste, aber merkwürdige Annahme übrig, dass das Gemisch aus Wasser, Pyrogallol, Natriumsulfit sammt Pottasche — sagen wir kurz Pyro-Natriumsulfit-Pottasche — weniger rasch Sauerstoff verbrauchte, als Pyro-Pottasche allein, und also der Entwickler mit schwefligsaurem Natron sauerstoffreicher bleibt, als ohne solches.

In der That konnten wir dieses auf verschiedene Arten beweisen. Unter anderem durch folgenden Versuch: Wir vervielfältigten uns zwei genau gleiche Apparate. Jeder bestand aus einer 1,5 m langen, 12 mm weiten Glasröhre, die an einem Ende mit einem Glashahn, am anderen in einer kurzen Capillarröhre endete. Die Hähne der Röhren wurden mit einer Wasserluftpumpe verbunden und so die Luft ausgepumpt. Als dann wurden aus einem anderen luftleeren Gefäß durch die Capillarröhren bis zu einer angebrachten Marke genau je 10 ccm Entwickler eingelassen, und zwar in die eine

Röhre solcher ohne Natriumsulfit, in die andere mit Zusatz desselben, und die an den Capillarröhren befindlichen Schlauchstücke durch Quetschhähne geschlossen. Oeffnete man jetzt die Glashähne beider Apparate gleichzeitig, so füllten diese sich mit Luft. Die Glashähne wurden wieder geschlossen und beide Apparate von nun an einer ganz gleichmässigen Behandlung unterworfen, welche darin bestand, dass durch fortwährendes Umkehren der Apparate der Entwickler auf der ganzen Röhrenwand vertheilt erhalten wurde. Zu bestimmten Zeiten unterbrachen wir die Bewegung, verbanden die Glashähne mit nach abwärts führenden Röhren, die unter Wasser endeten, und konnten so beim Oeffnen der Hähne die verbrauchten Sauerstoffvolumina vergleichen.

Da ergab sich nun das oben erwartete Resultat. Ob wir auch die Röhren vertauschten, es blieb dasselbe. Jedesmal verbrauchte Pyro-Pottasche-Natriumsulfit weniger rasch Sauerstoff, als Pyro-Pottasche. Diese Conservirung des Sauerstoffes durch das schweflighaare Natron macht also das Leuchten möglich.

Daraus würde aber folgen, dass man auch bei Entwickler ohne Natriumsulfit die Sauerstoffzufuhr nur dem Verbrauch entsprechend vergrössern müsste, um auch hier Leuchten zu bekommen. Es zeigte sich in der That ein deutliches, wenn auch schwächeres Leuchten, wenn wir Pyro-Pottasche mit reinem Sauerstoff sättigten und zugleich Alaun zugossen.

Die Ursache dieser Luminescenzerscheinung ist daher ein Verbrennungsprocess: Die Thonerde wird gefällt; auf ihrer sich bildenden Oberfläche wird Pyrogallussäure — gleichzeitig wohl auch der Sauerstoff — verdichtet, und durch diese Verdichtung die Oxydation bis zum Leuchten beschleunigt. — Aehnliche Wirkungen auf andere Körper sind längst bekannt. Wasserstoff und Sauerstoff auf frischgeglühtem Platinschwamm verdichtet, vereinigen sich unter Erglühen. Knallgas, hohem Druck ausgesetzt, explodirt bei gewöhnlicher Temperatur u. s. f.

Bei der unerwarteten Art der Conservirung des Pyrogallols durch schweflighaures Natron kommen die stark reducirenden Wirkungen dieses Salzes gar nicht in Betracht.

Dieses verglichen damit, dass es auch sonst lauter antisep-
tische Mittel sind, welche — wenn sie überhaupt in der Pyro-
gallollösung angewandt werden können, ohne dieselbe zu zer-
stören — die Pyrogallussäure ebenfalls conserviren (Glycerin,
absoluter Alkohol, Säuren, Salicyl, Thymol etc. etc.)¹⁾, leitet
zu dem Schlusse, dass auch das schwefligsaure Natron hier
nur als Desinfectionsmittel wirkt. Die rasche Oxydation
der Pyrogallussäure könnte z. B. der Lebensprocess eines
Mikroorganismus sein, der die Oxydation in neutraler Lösung
bedingt, in alkalischer verstärkt. Aehnlich wie *Bacterium
aceti* im Alkohol.

Oder besteht überhaupt die Wirkung der Desinfections-
mittel in einer Verzögerung von Oxydationsproessen or-
ganischer Materie, die auf eine unbekannte Weise vor
sich geht?

Heidelberg, April 1888.

XII. *Beiträge zur Theorie der Luftelectricität;* *von L. Sohncke.*

(Aus dem ersten Theil einer gleichnamigen Abh. in den Sitzungsber. der
k. bayr. Acad. d. Wiss.; mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

1. In der vorliegenden Abhandlung suche ich auf experi-
mentellem Wege die Frage zu beantworten, ob die von einer
electrisirten Flüssigkeit aufsteigenden Dämpfe Electricität
mit sich nehmen, was bekanntlich in neuerer Zeit von Hrn.
F. Exner wieder behauptet und zur Grundlage einer Theorie
der atmosphärischen Electricität gemacht worden ist. Ich
komme auf Grund vieler Versuche zu dem Ergebniss, dass
eine solche Mitnahme der Electricität durchaus
nicht nachweisbar ist, dass also die Exner'sche Theorie
vorläufig jeder experimentellen Unterlage entbehrt.

Ueber die genannte Frage liegen aus den letzten Jahren
zwei Arbeiten vor, deren Ergebnisse einander direct wider-

1) Vgl. Eder, Handb. der Phot. 3. p. 96 ff.

dadurch, dass dem Ueberwiegen der kurzwelligen Strahlen ein Verschieben der Maxima der Empfindungscurven nach rechts entspricht. Das erste Minimum der \sin^2 -Curve muss also ebenfalls nach rechts verschoben, d. h. β vergrössert werden.

5) Schliesslich sei hervorgehoben, dass nach dem Gesagten das Leukoskop auch für die Erkennung etwa vorhandener Violettblindheit ausserordentlich dienlich ist. Nach der Young-Helmholtz'schen Theorie müssten sich die Farbenkurven des Violettblindten durch Superposition der *R*- und *G*-Curve des Normalen darstellen lassen. Da diese beiden Curven bei den Leukoskopeinstellungen des Normalen allein in Betracht kommen, so müsste der Violettblinde ebenso wie der Normale einstellen mit dem Unterschied, dass der letztere bei seinen Einstellungen vollständige Gleichheit erhält. Ausserdem müsste er aber auch bei geringeren Quarzdicken vollkommene Gleichheit herstellen können, die dann für den Normalen ein rein gelbes und ein rein blaues Feld liefern würde. Für die Diagnose der Farbenblindheit ist mithin das Leukoskop ein ganz vorzüglicher Apparat.

Es bleibt mir übrig, für die bei dieser Arbeit gewährte Anregung und Unterstützung Hrn. Geheimrath v. Helmholtz, sowie Hrn. Dr. A. König meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

XI. *Luminescenz der Pyrogallussäure;* *von Philipp Lenard und Max Wolf.*

Legt man eine photographische Platte nach dem Entwickeln im Eder'schen Pottaschenentwickler (s. w. u.) oder im Sodaentwickler nach oberflächlichem Waschen in das Alaunbad, so sieht man im Dunkeln erst die Platte, dann bald das ganze Bad überraschend hell aufleuchten. Nach zwei Minuten ist die Erscheinung verschwunden. Eder und andere¹⁾ bemerkten dies Leuchten ebenfalls; wir fanden es,

1) Vgl. Photogr. Mitt. 1887. No. 344.

ohne Kenntniss davon zu haben, bei dem Hervorrufen einer Sternphotographie, und es erschien uns interessant genug, nach seiner Ursache zu suchen.

Man hielt nach Chandler¹⁾ die lichtempfindliche Schicht selbst für die Ursache der Erscheinung, dass dies jedoch nicht der Fall ist, davon überzeugten wir uns bald. Wir gossen frisch bereiteten Pottaschenentwickler (100 g Wasser, 1,35 g Pottasche, 0,86 g Natriumsulfit und 0,20 g Pyrogallol), eine Mischung, die sich an der Luft durch Oxydation der Pyrogallussäure sehr rasch bräunt, in ungefähr ebensoviel gesättigte Alaunlösung und fanden im Moment des Zusammengiessens und kurz nachher das Aufleuchten der Mischung.

Offenbar war also das Leuchten auch in der Gelatineschicht nur durch Mischung des zurückgebliebenen Entwicklers mit dem Alaun zu Stande gekommen.

Betrachtet man nach dem Leuchten die Mischung am Licht, so findet man die Thonerde des Alauns durch das kohlensaure Kali gefällt. Die kohlensaure Thonerde zersetzt sich alsbald in basisch kohlensaure Thonerde, während Kohlensäure entweicht.

Naturgemäss kamen wir auf den Gedanken, zu untersuchen, welche von den im Entwickler enthaltenen Substanzen mit Alaun zusammen das Leuchten bewirkt. Dieser Untersuchung stellten sich sehr grosse Schwierigkeiten entgegen. Vor allem ging uns zeitweise das Leuchten ganz verloren, da es, wie man sehen wird, von Umständen abhängt, die wir von vornherein unmöglich beachten konnten. Dazu kam noch, dass wir, weil die geringsten Spuren von Pyrogallol schon Leuchten hervorrufen können, durch einen Versuch zeitweilig auf die falsche Fährte geleitet wurden, als ob Pyrogallol überhaupt unnöthig sei.

Als eine Phosphorescenz im eigentlichen Sinne (wie man es bei Thonerde vermuten konnte) erwies sich die Erscheinung nicht, wir bezeichneten sie daher auch als Luminescenz.²⁾ Mehrere andere Vermuthungen erwiesen sich auch als un-

1) Chandler, Antony's Phot. Bull. 18. p. 97. 1887.

2) Vgl. Ueber diese Bezeichnung: E. Wiedemann, Phys.-med. Societät zu Erlangen 1887.

richtig, aber wir machten die immerfort bestätigte Beobachtung, dass die Thonerdefällung für das Leuchten nothwendig ist. Diese Fällung kann nämlich sowohl bei Ueberschuss von Alaun als auch von Pottasche in Lösung gehalten werden; und mit dem Fehlen der Fällung blieb jedesmal auch das Leuchten aus. Fällung andererseits war aber nicht jedesmal mit Leuchten verbunden. Wir brauchten nur Pyrogallol oder schwefigsaurēs Natron aus dem Entwickler wegzulassen, so erhielten wir wohl die schönste Fällung, aber kein Leuchten beim Zusammengießen mit Alaun.

Wir begannen nun, die Zusammensetzung des Entwicklers zu variiren, während die Alaunlösung immer bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt blieb und gleiche Volumina der beiden Flüssigkeiten verwendet wurden. Es zeigte sich, dass, sobald nur Fällung entsteht, die Quantität der Pottasche ziemlich gleichgültig ist. Von schwefigsaurem Natron dagegen durfte weder zu viel, über 1,25 Proc., noch zu wenig, unter 0,13 Proc., vorhanden sein, sonst leuchtete die Mischung nicht. Auch von Pyrogallol verhinderte ein Ueberschreiten über 0,3 Proc. die Erscheinung; aber schon die kleinste Spur dieser Substanz genügt. Schon 0,005 Proc. Pyrogallol im Entwickler geben helles Leuchten. Als passendsten Entwickler nahmen wir schliesslich 100 g Wasser, 4 g Pottasche, 0,75 g schwefigsaures Natron und 0,1 g Pyrogallol.

Die Pottasche liess sich mit gutem Erfolge durch eine äquivalente Menge Soda oder doppeltkohlensaures Natron ersetzen; ebenso der Alaun durch reines schwefelsaures Aluminium. Erwärmen einer der beiden Flüssigkeiten oder beider vor dem Zusammengießen begünstigte das Leuchten.

Aber auch mit diesem Entwickler hatten wir das Leuchten noch nicht vollkommen in der Gewalt. Offenbar war ausser den vier Substanzen Alaun, Pottasche, Pyrogallol und schwefigsaurem Natron noch etwas Fünftes nothwendig, das wir nicht kannten, und dessen Hinzuthun daher bislang dem Zufall überlassen war.

Wir beobachteten, dass, wenn sich der Thonerdeniederschlag nach einem Leuchtversuch abgesetzt hatte, der geklärte

Theil farblos blieb, und blos die Fällung selbst gelb war. Die Thonerde enthielt alles Pyrogallol, während in der Flüssigkeit keines mehr nachzuweisen war. Dass Thonerde gefärbte Substanzen an ihrer Oberfläche mit grosser Kraft verdichtet, ist bekannt; in dieser Eigenschaft dient sie ja in der Färberei als Beizmittel.

Wir stellten daher die Vermuthung auf, dass die Thonerde als höchst fein zertheilte Substanz auf ihrer grossen, frischen Oberfläche nicht nur die Pyrogallussäure, sondern zugleich auch Sauerstoff verdichte, und dass das Leuchten die Folge einer plötzlichen energischen Verbrennung des mit Sauerstoff verdichteten Pyrogallols sei. Sauerstoff wäre also der gesuchte nothwendige fünfte Körper. Dass dies in der That so ist, haben wir durch folgende Versuche bewiesen.

Wir füllten erwärmten Entwickler in einen hohen engen Standcylinder. Beinahe bis auf dessen Boden reichte ein langes Trichterrohr mit Hahn, ganz bis zur unteren Mündung mit Alaun gefüllt. Durch Oeffnen des Hahns floss der Alaun in den Entwickler. Durch ein anderes Glasrohr konnte beliebig Luft durch den Entwickler geblasen werden. Liessen wir den Alaun sich 1 Secunde nach dem Luftdurchblasen mit dem Entwickler mischen, so erhielten wir das Leuchten. Bei einem zweiten Versuche 18 Secunden nach dem Lufteintritt gab es kein Leuchten mehr. Der Entwickler hatte während dieser Zeit allen absorbierten Sauerstoff verbraucht.

Wir verfertigten uns ferner einen Glasapparat, der aus zwei getrennten Gefässen bestand, deren Hälse oben in eine einzige Röhre zusammenliefen. In das eine Gefäss füllten wir Entwickler, in das andere Alaun, sodass in beiden noch Luft genug übrig blieb; kehrten wir das Ganze um, so mischten sich beide Theile und leuchteten. Wir hätten ebenso gut ausgekochte Lösungen nehmen können, wie wir uns durch Versuche überzeugten. Nun beschickten wir den Apparat auf's neue, fügten aber zu beiden Flüssigkeiten noch Wasser hinzu, kochten dann beide so lange aus, bis das zugefüllte Wasser verdampft und zugleich alle Luft ausgetrieben war, und schmolzen in diesem Augenblick den Apparat zu. Wurde er nun, sauerstofffrei, umgekehrt und die Lösungen gemischt,

so entstand wohl Niederschlag, aber kein Leuchten. Ohne Sauerstoff also kein Leuchten des Pyrogallols.

Nun leiteten wir umgekehrt aus einem Gasometer Sauerstoff durch den Entwickler und gossen 5 Secunden später den Alaun hinzu. Das Leuchten war heller als je.

Sauerstoff in den Alaun eingeleitet, gab ein weniger gutes Resultat. Der in heftigem Oxydationsprocess begriffene, im Entwickler absorbierte Sauerstoff hat also eine stärkere oxydirende Wirkung als der im Alaun absorbierte, obwohl, wie wir uns durch besondere Versuche überzeugten, der Sauerstoff durch den Entwickler nicht ozonisirt wird.

Der Entwickler muss also freien Sauerstoff absorbiert enthalten — Schütteln kurz vor dem Zusammengiessen genügt — damit er Leuchten hervorbringen könne; und wenn wir bisher das Licht nicht hervorbringen konnten, so oft wir wollten, so war der Mangel an Sauerstoff die Ursache. Daher kommt es auch, dass Versuche, das kohlensaure Kali oder Natron des Entwicklers durch Aetzkali zu ersetzen, erfolglos blieben, indem diese Substanz zu raschen Sauerstoffverbrauch im Entwickler bedingt, was man an dem raschen Braunwerden erkennt. Ebendasselbe ist bei Ueberschuss von Pyrogallol oder Natriumsulfit der Fall. Ein solcher Entwickler leuchtet aus Sauerstoffmangel nicht.

Warum nun aber eine Substanz wie schweflighaures Natron, die bekanntlich so energisch Sauerstoff verbraucht, für die Lichterscheinung nöthig ist, blieb uns ein Räthsel.

Für photographische Zwecke wendet man schweflighaures Natron an, um die wässrige Pyrogallollösung, die zur Bereitung des Entwicklers dient, haltbarer zu machen. Wie man sich diese Wirkung des Natriumsulfits aber erklärt, darüber konnten wir nirgends einen Anhaltspunkt finden, stellten uns aber vor, dass das schweflighaure Natron allen Sauerstoff, der durch die Oberfläche des Entwicklers eindringt, sofort verbraucht und also die Pyrogallussäure gleichsam vor Berührung mit dem Sauerstoff schützt. In diesem Falle aber müsste der Entwickler, durch das Natriumsulfit von Sauerstoff befreit, gerade zum Leuchten untauglich werden.

Das Conserviren des Pyrogallols ist für das Leuchten

unwesentlich, wie folgender Versuch zeigt: Entwickler, aus dem das Natriumsulfit weggelassen war, wurde für den Leuchtvorversuch in einem Becherglas vorgewärmt, während dessen er stark braun — oxydirt — wurde; dann erst wurde die entsprechende Quantität Natriumsulfit zugesetzt, geschüttelt und sofort der Alaun zugegossen: schönes Leuchten. Dies Resultat war auch, weil die kleinsten Spuren Pyrogallol genügen, vorauszusehen.

Das Natriumsulfit muss also in den wenigen Secunden vom Zusetzen bis zum Fällen eine eigenthümliche Wirkung im Entwickler gehabt haben. Auf den Fällungsprocess nicht, denn Natriumsulfit, statt im Entwickler im Alaun enthalten, kam erst dann zur Wirkung, wenn durch Zugießen eines Theiles der Alaunlösung der Entwickler schon sulfithaltig geworden war.

Eine Verbindung mit Pyrogallol ist die Folge dieser Einwirkung des schwefligsauren Natrons auch nicht; denn einerseits ist bei den genauen Studien, denen man das Pyrogallol unterworfen hat, eine solche Verbindung bisher nicht beobachtet, und andererseits sind auch Pyrogallol und schwefligsaurer Natron im Entwickler beide wie in einem Gemisch nachweisbar.

Es blieb so nur mehr die einfachste, aber merkwürdige Annahme übrig, dass das Gemisch aus Wasser, Pyrogallol, Natriumsulfit sammt Pottasche — sagen wir kurz Pyro-Natriumsulfit-Pottasche — weniger rasch Sauerstoff verbrauchte, als Pyro-Pottasche allein, und also der Entwickler mit schwefligsaurem Natron sauerstoffreicher bleibt, als ohne solches.

In der That konnten wir dieses auf verschiedene Arten beweisen. Unter anderem durch folgenden Versuch: Wir vervielfältigten uns zwei genau gleiche Apparate. Jeder bestand aus einer 1,5 m langen, 12 mm weiten Glasröhre, die an einem Ende mit einem Glashahn, am anderen in einer kurzen Capillarröhre endete. Die Hähne der Röhren wurden mit einer Wasserluftpumpe verbunden und so die Luft ausgepumpt. Als dann wurden aus einem anderen luftleeren Gefäß durch die Capillarröhren bis zu einer angebrachten Marke genau je 10 ccm Entwickler eingelassen, und zwar in die eine

Röhre solcher ohne Natriumsulfit, in die andere mit Zusatz desselben, und die an den Capillarröhren befindlichen Schlauchstücke durch Quetschhähne geschlossen. Oeffnete man jetzt die Glashähne beider Apparate gleichzeitig, so füllten diese sich mit Luft. Die Glashähne wurden wieder geschlossen und beide Apparate von nun an einer ganz gleichmässigen Behandlung unterworfen, welche darin bestand, dass durch fortwährendes Umkehren der Apparate der Entwickler auf der ganzen Röhrenwand vertheilt erhalten wurde. Zu bestimmten Zeiten unterbrachen wir die Bewegung, verbanden die Glashähne mit nach abwärts führenden Röhren, die unter Wasser endeten, und konnten so beim Oeffnen der Hähne die verbrauchten Sauerstoffvolumina vergleichen.

Da ergab sich nun das oben erwartete Resultat. Ob wir auch die Röhren vertauschten, es blieb dasselbe. Jedesmal verbrauchte Pyro-Pottasche-Natriumsulfit weniger rasch Sauerstoff, als Pyro-Pottasche. Diese Conservirung des Sauerstoffes durch das schweflighaare Natron macht also das Leuchten möglich.

Daraus würde aber folgen, dass man auch bei Entwickler ohne Natriumsulfit die Sauerstoffzufuhr nur dem Verbrauch entsprechend vergrössern müsste, um auch hier Leuchten zu bekommen. Es zeigte sich in der That ein deutliches, wenn auch schwächeres Leuchten, wenn wir Pyro-Pottasche mit reinem Sauerstoff sättigten und zugleich Alaun zugossen.

Die Ursache dieser Luminescenzerscheinung ist daher ein Verbrennungsprocess: Die Thonerde wird gefällt; auf ihrer sich bildenden Oberfläche wird Pyrogallussäure — gleichzeitig wohl auch der Sauerstoff — verdichtet, und durch diese Verdichtung die Oxydation bis zum Leuchten beschleunigt. — Aehnliche Wirkungen auf andere Körper sind längst bekannt. Wasserstoff und Sauerstoff auf frischgeglühtem Platinschwamm verdichtet, vereinigen sich unter Erglühen. Knallgas, hohem Druck ausgesetzt, explodirt bei gewöhnlicher Temperatur u. s. f.

Bei der unerwarteten Art der Conservirung des Pyrogallols durch schweflighaures Natron kommen die stark reducirenden Wirkungen dieses Salzes gar nicht in Betracht.

Dieses verglichen damit, dass es auch sonst lauter antisep-
tische Mittel sind, welche — wenn sie überhaupt in der Pyro-
gallollösung angewandt werden können, ohne dieselbe zu zer-
stören — die Pyrogallussäure ebenfalls conserviren (Glycerin,
absoluter Alkohol, Säuren, Salicyl, Thymol etc. etc.)¹⁾, leitet
zu dem Schlusse, dass auch das schwefligsaure Natron hier
nur als Desinfectionsmittel wirkt. Die rasche Oxydation
der Pyrogallussäure könnte z. B. der Lebensprocess eines
Mikroorganismus sein, der die Oxydation in neutraler Lösung
bedingt, in alkalischer verstärkt. Aehnlich wie *Bacterium
aceti* im Alkohol.

Oder besteht überhaupt die Wirkung der Desinfections-
mittel in einer Verzögerung von Oxydationsproessen or-
ganischer Materie, die auf eine unbekannte Weise vor
sich geht?

Heidelberg, April 1888.

XII. *Beiträge zur Theorie der Luftelectricität;* *von L. Sohncke.*

(Aus dem ersten Theil einer gleichnamigen Abh. in den Sitzungsber. der
k. bayr. Acad. d. Wiss.; mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

1. In der vorliegenden Abhandlung suche ich auf experi-
mentellem Wege die Frage zu beantworten, ob die von einer
electrisirten Flüssigkeit aufsteigenden Dämpfe Electricität
mit sich nehmen, was bekanntlich in neuerer Zeit von Hrn.
F. Exner wieder behauptet und zur Grundlage einer Theorie
der atmosphärischen Electricität gemacht worden ist. Ich
komme auf Grund vieler Versuche zu dem Ergebniss, dass
eine solche Mitnahme der Electricität durchaus
nicht nachweisbar ist, dass also die Exner'sche Theorie
vorläufig jeder experimentellen Unterlage entbehrt.

Ueber die genannte Frage liegen aus den letzten Jahren
zwei Arbeiten vor, deren Ergebnisse einander direct wider-

1) Vgl. Eder, Handb. der Phot. 3. p. 96 ff.

verschiedenen Methoden erhaltenen Werthe muss die von Stohmann gefundene Verbrennungswärme:

51,89 cal. sein,

woraus sich die Bildungswärme zu:

210,78 cal.

berechnet, als fehlerhaft bezeichnet werden.

Ich betrachte es als ein Hauptresultat dieser stellenweise recht mühsamen Experimentaluntersuchung, dass sich durchweg, soweit eine directe Vergleichung möglich war, eine Bestätigung der Thomsen'schen Versuchsdaten ergeben hat. Ich gestehe, dass ich dieses Resultat bei der vollendeten experimentellen Sicherheit und Umsicht des verdienstvollen dänischen Forschers vorhergesehen habe, und ich wäre erfreut, wenn diese bescheidene Untersuchung dazu beitrüge, die heftige Polemik, die man gegen seine Resultate beliebte, auf ihr richtiges Maass zurückzuführen, soweit sie sich auf die directen Versuchsergebnisse bezog.

Graz, im März 1889.

V. Zerstäuben der Körper durch das ultraviolette Licht; von Philipp Lenard und Max Wolf.

(Hierzu Taf. V Fig. 3.)

1. Hertz' Entdeckung einer Wirkung des ultravioletten Lichtes auf die Schlagweite electrischer Funken¹⁾ folgte eine Reihe von Untersuchungen, in denen diese Wirkung näher studirt wurde. Es fand sich, dass das Licht nicht auf das Gas zwischen den Electroden und nicht auf die Anode, sondern blos auf die Kathode wirkt (E. Wiedemann und Ebert²⁾), dass es also den Uebergang von negativer Electricität in die Luft veranlasst, wo er sonst nicht stattgefunden hätte. Man fand, dass auch negative Electricität von geringer Spannung durch ultraviolette Bestrahlung in die Luft entladen wird

1) Hertz, Wied. Ann. 31. p. 983. 1887.

2) Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. 33. p. 241. 1888.

(Hallwachs¹⁾ und sich nach den Leitern der Umgebung beibt. So kam man dazu, aus zwei durch Luft getrennten Metallen, deren eines bestrahlt wurde, eine „photoelectriche Zelle“ zusammenzusetzen (Stoletow).²⁾

Der letzte Fortschritt wurde von Hallwachs³⁾ und Righi gemacht, welche fanden, dass auch ein unelectrischer Körper durch blosse Bestrahlung zur Kathode wird, d. h. dass er negative Electricität von sich abgibt und also selbst positiv electricisch zurückbleibt. Righi hat diese Wirkung einer sehr genauen Untersuchung unterworfen, und man findet in seiner Abhandlung⁴⁾ auch die gesammte Literatur sorgfältig zusammengestellt. Er fand, dass ein Körper, der durch das ultraviolette Licht negative Electricität abgibt, dabei zurückgestossen wird, während die von ihm abfliegenden Träger der negativen Electricität längs der Kraftlinien nach den Leitern der Umgebung ziehen. Ueber die Natur dieser abgehenden Träger der Electricität sagt Righi: „Aus noch unbekannten Gründen veranlasst das ultraviolette Licht, wenn es auf ein Metall fällt, die Gastheilchen nächst dessen Oberfläche, oder die an dieser adhärierenden Gastheilchen, sich mit negativer Ladung zu entfernen, den Leiter positiv electricisch zurücklassend.“

2. Wir hatten uns, insbesondere aus Nahrwold's vorsichtigen Untersuchungen⁵⁾, die Meinung gebildet, Gase könnten niemals electricisch geladen werden, und auch kein Theilchen derselben wäre im Stande, irgend eine Quantität Electricität aufzunehmen. So oft in einer Gasmasse eine electrische Ladung gefunden wurde, liess sich nachweisen, dass sie Staub enthielt, und es war nicht möglich, eine Ladung anders hineinzubringen, als indem man Staub in dieselbe brachte. Staub kann electrisirt werden, ein Gas nicht.

So kamen wir dazu, zu denken, das was von dem ultravioletten Lichte veranlasst würde, ein bestrahltes Metall mit negativer Ladung zu verlassen, müsse das zerstäubte Metall

1) Hallwachs, Wied. Anu. **33**. p. 301. 1888.

2) Stoletow, Compt. rend. **106**. p. 1149. 1888.

3) Hallwachs, Wied. Ann. **34**. p. 731. 1888.

4) Righi, Mem. della Reale Acad. di Bologna. (4) **9**. p. 369. 1888.

5) Nahrwold, Wied. Ann. **31**. p. 448. 1887 u. **35**. p. 107. 1888.

sein, oder mit anderen Worten: das ultraviolette Licht zerstäube die Körper.

Unsere Vermuthung wurde durch die folgenden Versuche bestätigt.

3. Um das Weggehen von Metalltheilchen durch die ultraviolette Bestrahlung nachzuweisen, versuchten wir zuerst, dünne Metallschichten auf Glas in einer Bogenlampe längere Zeit zu beleuchten, um ein Dünnerwerden an den bestrahlten Stellen zu erzielen; das in der Durchsicht hätte wahrgenommen werden können. Eine Gewichtsabnahme nachzuweisen, konnten wir in einigermassen annehmbaren Zeiträumen nicht erwarten.

Wir klebten Goldblatt (etwa $70 \cdot 10^{-6}$ mm dick) mit einem zähen Fett auf Glas, beschatteten es an einigen Stellen durch in 2 mm Abstand übergelegte und mit dem Goldblatt leitend verbundene Stanniolstege und verschlossen das Ganze durch einen Gypsdeckel staubdicht. Ein zweites ähnliches Goldblatt war mit einem Glimmer bedeckt, welcher in einem Ausschnitt eine Quarzplatte trug, unter der sich wieder eine durch Stanniol beschattete Stelle befand. Ebenso waren noch viel dünnerne, niedergeschlagene Gold- und Silberschichten hergerichtet. Eine versilberte Platte war ferner zur Hälfte galvanisch verkupfert. Die Grenze zwischen Kupfer und Silber war genau markirt, und der davorstehende Quarz war so gerichtet, dass die Grenze zwischen Quarz und Glimmer gerade auf die von Kupfer und Silber projicirt wurde, das Silber also kein Ultraviolett erhalten konnte. Endlich war eine kreisförmige Goldplatte auch durch Glimmerblatt mit Quarzfenster bedeckt. Drähte, welche das Ganze zusammenhielten, gingen über den Quarz hinweg und beschatteten diesen an einzelnen Strichen.

Bei allen diesen Apparaten waren nach der Belichtung in der Bogenlampe, die ca. 50 Stunden dauerte, im wesentlichen zwei verschiedene Wirkungen zu bemerken: 1) Dort, wo die Schichten ultraviolettes Licht erhalten hatten, war im reflectirten Lichte ein Matt- oder Rauhwerden der Oberfläche zu constatiren, die Quarze und Stege also abgebildet. Im durchgehenden Lichte sah man nichts verändert. Dort, wo die Schichten kein ultraviolettes Licht erhalten hatten (es waren auch Glasstege angebracht), war kein Rauherwerden der Oberfläche eingetreten, sondern sie hatte ihr ursprüngliches Aus-

sehen bewahrt. Bei der kreisförmigen Goldplatte waren die Stellen, wo der Quarz selbst durch die Drähte von aussen be- schattet war, als unverändert gebliebene Striche abgebildet, während die übrigen Theile mit Staub bedeckt waren. 2) Die Grenze zwischen Kupfer und Silber war etwas gewandert, und zwar hatte sich das bestrahlte Kupfer auf die Seite des un- strahlten Silbers hinübergezogen.

Aus diesen Beobachtungen liess sich noch kein unmittel- barer Schluss ziehen; wir werden aber im Folgenden sehen, dass sich diese zwei Wirkungen nothwendig ergeben mussten.

4. Wir schlugen einen anderen Weg ein und suchten den Staub der bestrahlten Körper direct auf seinem Wege durch die Luft nachzuweisen, und dazu verwandten wir als handlichstes Reagenzmittel auf feinen Staub den Aitken- Helmholtz'schen Dampfstrahl.¹⁾

Unsere Lichtquelle hierbei bildeten bei den meisten Ver- suchen die Funken eines grossen Ruhmkorff-Inductors zwischen spitzen Zinkelectroden. Der Unterbrecher gab 32 Funken in der Secunde; zwei grosse Leydener Flaschen von zusammen 0,01 Mikrofarad Capacität waren eingeschaltet, und es wurde volle Schlagweite von 12 mm angewandt. Den primären Strom lieferten sechs Bunsenelemente. Wir haben aber eine Reihe unserer Versuche auch mit electrischem Lichte zwischen Zink und Kohle (nach Righi²⁾) ausgeführt, resp. wiederholt, welches eine mächtige ultraviolette Lichtquelle abgibt, während das gewöhnliche electrische Licht (ca. 65 Volt Klemmspannung in jedem Falle) ärmer an ultravioletten Strahlen als das Funken- licht ist. Magnesiumlicht enthält noch weniger dieser Strahlen. Das Funkenlicht enthält verhältnissmässig am wenigsten längere Wellen und ist dadurch sehr vortheilhaft, indem es weder das Auge blendet, noch nahestehende Apparate durch Strahlung erwärmt.

Die Lichtquelle befand sich immer vor einem genügend grossen Zinkschirm, in dessen Mitte ein Loch von 3 cm Durch- messer ausgeschnitten war, das wir durch verschiedene Quarz- linsen oder Platten, resp. Gyps staubdicht verschlossen, und

1) Aitken, Trans. Roy. Soc. Edinburgh. **30**. p. 337. 1881. — R. v. Helmholtz, Wied. Ann. **32**. p. 1. 1887.

2) Righi, l. c. p. 379.

durch welches das Licht zu den zu bestrahlenden Körper austrat. Bei Benutzung der Inductionsfunken bedeckten wir die Oeffnung ausserdem öfters noch mit einem Drahtgitter (wie der Schirm zur Erde abgeleitet), um uns zu überzeugen, ob etwa durch die Oeffnung dringende electrische Oscillationen von Einfluss waren, konnten aber nie etwas bemerken.

Zum Vergleiche der ultravioletten Intensitäten der verschiedenen Lichtquellen stellen wir den Hallwachs'schen Versuch¹⁾ mit denselben an. Eine blankgeputzte Zinkscheibe von 8 cm Durchmesser war verbunden mit Goldblattelectroskop und demselben ein Ausschlag von etwa —1000 Volts gegeben. Folgendes sind im Mittel die Zeiten, innerhalb deren sich dieser Ausschlag durch die Belichtung der Zinkplatte auf —200 Volts verringerte.

Zinkplatte in 30 cm Abstand von d. Lichtquelle.	Gew. Kohlenbogen	17*2
" " " " " "	Zink-Lichtbogen	2 3
" " " " " "	Funkenlicht	10 7
" " 10 cm " " " "		1 9

Mit dem Funkenlichte konnten wir einer viel kleineren unelectrischen Zink- oder Kupferplatte in 30—40 cm Abstand in einigen Secunden eine mit Säulenelectroskop stark bemerkbare positive Ladung ertheilen.

5. Bei unseren ersten Versuchen mit dem Dampfstrahl stiessen wir auf eine unerwartete Erscheinung. Befand sich nämlich hinter dem Zinkschirme mit dem Quarzfenster nichts als der Dampfstrahl, so erfolgte bei Belichtung Staubanzeige in demselben. Dieselbe wurde gänzlich verhindert durch Abschneiden des ultravioletten Lichtes mittelst eines zwischen Lichtquelle und Quarz geschobenen Glas- oder Glimmerstreifens. Es wurde also hier irgend ein Körper durch das ultraviolette Licht zerstäubt. Ob der Dampfstrahl vom Lichte getroffen wird oder nicht, war gleichgültig.

Wir versuchten nun, diesen Staub in einem grossen Glasballon, wie Aitken und Kiessling²⁾, nachzuweisen. Dazu war in den Hals des Ballons ein Kautschukstopfen eingesetzt,

1) Hallwachs, Wied. Ann. 33. p. 301. 1888.

2) Aitken, l. c. — Kiessling, Abhandl. d. Naturw. Vereins Hamburg-Altona. 8. Abth. I. 1884.

der eine weite Oeffnung zum Einlassen des Lichtes und zwei engere für zwei Glasröhren besass. In der weiten Oeffnung steckte ein kurzes Glasrohr, das an seinem inneren Ende luftdicht eine Quarzlinse angekittet trug. Durch die Röhren der engen Oeffnungen konnte man durch den Ballon Luft saugen, die vorher ein Wattefilter passirt hatte, und also ihn staubfrei machen. Im Ballon befand sich stets etwas Wasser. Um den Balloninhalt auf Staub zu prüfen, konnte man mit einer kleinen Druckpumpe staubfreie Luft hineinpressen und dann durch plötzliches Ausziehen eines Hahnkegels die Luft sich wieder ausdehnen lassen; der Wasserdampf der so übersättigten Luft condensirt sich dann an etwa vorhandenen Staubkernen und macht sie als Nebel sichtbar.

Nachdem der Ballon durch genügend langes Durchsaugen vollkommen staubfrei gemacht worden war, bedeckten wir die Oeffnung, durch die das Funkenlicht in den Ballon treten konnte, mit einer Glasplatte und liessen nun 10 m lang vor derselben die Inductionsfunken überspringen. Der Ballon erwies sich danach noch als vollkommen staubfrei. Nun wurde die Glasplatte, die bisher das ultraviolette Licht abhielt, weggenommen und das Licht 10 m lang wieder auffallen gelassen. Wurde jetzt der Ballon auf Staub geprüft, so zeigte sich starker Nebel. War bei diesem Versuche der Ballon durch einen zwischengesetzten Zinkschirm mit Gitter vor den electrischen Schwingungen geschützt, so war das Resultat dasselbe. (Wir prüften den Ballon vier Stunden nach diesem Versuche nochmals und fanden noch viel Staub darin.) In diesem Versuche wurde nichts an der inneren Oberfläche des Ballons vom Licht getroffen, ausser der Quarzlinse und der benetzten hinteren Glaswand des Ballons. Es erwies sich später, dass mit Wasser benetzte Körper keinen Staub abgeben, ausserdem zeigte eine noch näher der Lichtquelle als diese Glaswand im Ballon isolirt angebrachte Zinkplatte bei Bestrahlung durch die Quarzlinse kaum Spuren des Hallwachs'schen Effectes, sodass das ultraviolette Licht durch den gesättigten Dampf wohl ziemlich absorbirt war. Die Staubabgabe, die sich als Wirkung des ultravioletten Lichtes gezeigt hatte, konnte also blos von der inneren Quarzoberfläche ausgegangen sein. Ultraviolettdurchstrahlter Quarz zerstäubt also an seiner hinteren Fläche.

Die Quarzlinse war in jedem Fall vorher mit Alkohol sorgfältig gereinigt, und es war darauf geachtet, dass sie sich nicht mit Feuchtigkeit beschlug.

Unter diesen Umständen konnten wir die Staubabgabe bestrahlter Körper im Ballon nicht untersuchen und kehrten daher zum Dampfstrahl zurück.

6. Wir haben den Weg, den der Staub vom Quarze aus nimmt, durch einige Versuche verfolgt. Eine Quarzplatte war staubdicht auf das Loch einer kreisförmigen Pappe gekittet und dieser Pappschirm so hinter den schützenden Zinkschirm gestellt, dass der Quarz dem Schirm abgewandt war und durch das Loch des Zinkschirms bestrahlt werden konnte. Diese Anordnung trafen wir, um den Quarz von den im Zinkschirm verlaufenden electricischen Schwingungen (man konnte Funken von 1 mm Länge aus ihm ziehen, trotzdem er zur Erde abgeleitet war) zu entfernen und zugleich den Funkenstaub vom Dampfstrahl abzuhalten. Wurde der Quarz nun belichtet, so reagirte der Dampfstrahl überall hinter¹⁾ den Schirmen in der Umgebung des Quarzes. Ein Glasplättchen, ein wenig grösser als der Quarz, hinter diesen angelegt, verhinderte das Staubabgeben gänzlich.

Je weiter der Dampfstrahl vom Quarz entfernt war, um so später begann er nach Eintreten der Belichtung zu reagiren, und um so länger zeigte er nach Beendigung der Belichtung noch Staub an. Indem wir den Dampfstrahl hart am Schirm hinführten, fanden wir z. B. folgende Zeiten (Mittel):

Entfernung vom Quarz nach links	Zeit bis zum Eintritt d. Reaction	Dauer der Nachwirkung
0 cm	0,3*	0,5*
2	0,3	0,6
5	0,6	1,0
8	1,4	2,4
13	2,4	3,4
20	5,6	8,8
26	9,4	12,4

Indem wir den Dampfstrahl an verschiedene Orte hinter dem Schirm brachten, bemerkten wir oft deutlich die Richtung, von der her der Strahl zu reagiren begann. So reagirte er z. B. an einem Punkte unmittelbar hinter¹⁾ dem Quarz im

1) Siehe die Richtungen: links, vorn u. s. w. in der Fig. 3.

ersten Moment blos an der dem Quarz zugekehrten Seite. Befand er sich links von dieser Stelle und weiter vom Schirm entfernt, so reagirte er von der rechten Seite her, und befand er sich links, nahe am Schirm, so trat die Reaction von der dem Schirm abgekehrten Seite ein. Daraus war zu entnehmen, dass sich der Quarzstaub erst vom Quarz entfernte und dann erst seitlich in krummlinigen Bahnen gegen den Zinkschirm hin umbiegt. Diese Bahnen erinnern an den Verlauf der Kraftlinien, die von einem an der Stelle des Quarzes befindlichen electrischen Körper nach dem zur Erde abgeleiteten Zinkschirm gehen; sie werden nach den obigen Zahlen mit Geschwindigkeiten von 4—10 cm/sec durchlaufen.

Durch einen zwischen Quarz und Dampfstrahl passend eingeschobenen schmalen Glasstreifen konnten die Bahnen des Quarzstaubes abgeschnitten und der Dampfstrahl vor dem Staub geschützt werden. Dies Mittel wandten wir in allen späteren Versuchen an, um unabhängig vom Quarzstaub das Zerstäuben anderer Körper durch die Bestrahlung nachweisen zu können.

Die erste der bei unseren Versuchen mit den dünnen Schichten (3.) gefundenen zwei Wirkungen ist damit durch den Quarzstaub völlig erklärt.

Vielleicht steht die Wirkung des ultravioletten Lichtes auf einen so wenig absorbirenden Körper mit dem von Warburg und Tegetmeier¹⁾ fast erwiesenen Vorhandensein einer kleinen Menge von kieselsaurem Natron im Quarz in Zusammenhang. Diese glasartige Verbindung absorbirt wohl Ultraviolet, ihre Moleküle, die sich im Quarz wie in einer Lösung vertheilt befinden, müssten daher durch die Bestrahlung in Bewegung gesetzt werden und könnten sich so sehr wohl als Staub aus dem Quarz entfernen. Dass Spuren absorbirender Körper in einer grossen Menge indifferentem Lösungsmittel vertheilt, durch Bestrahlung in heftige Schwingungen versetzt werden können, beweisen die phosphorescirenden Körper, von denen in vielen Fällen nachgewiesen worden ist, dass sie solche äusserst verdünnte Gemenge sind.

Wir haben seither den von der Quarzplatte abgehenden

1) Warburg und Tegetmeier, Gött. Nachr. Mai 1888. p. 210.

Staub kurz „Quarzstaub“ genannt, ohne natürlich damit etwas über seine Zusammensetzung aussagen zu wollen.

Es fiel uns auf, dass die Quarze, je länger sie schon bestrahlt waren, desto weniger unsere späteren Versuche mit dem Dampfstrahl durch ihren Staub störten. Als wir die Quarzlinse, nachdem sie am Ende unserer Versuche stundenlang in kleiner Entfernung dem Funkenlicht ausgesetzt gewesen war, wieder an den Ballon brachten, konnten wir in der That nicht mehr annähernd so viel Staub bekommen, wie vorher. Diese Abnahme würde im Obigen auch erklärt sein.

Parallel und senkrecht zur Axe geschnittene Quarze gaben in gleicher Weise Staub ab. Auch Gyps zerstäubte stark.

7. Um das Zerstäuben der Metalle nachzuweisen, nutzten wir die Anordnung der Fig. 3. Vor dem Schirm *Z* mit dem Quarzfenster *Q* stand die Lichtquelle *L*, dahinter zunächst der vor dem Quarzstaub schützende Glasstreifen *G*, von dem in der Figur nur die schmale Kante sichtbar ist, dann der Dampfstrahl *D* und endlich die zu bestrahlende Metallplatte *P* an isolirendem Stiele befestigt und verbunden mit einem Goldblattelektroskop *E*. Gewöhnlich war dies mit einer grossen Leydener Flasche (oder einer Zamboni'schen Säule) in Verbindung, sodass die Ladung, wenn negativ, trotz ultravioletter Belichtung constant blieb.

Der Dampfstrahl übte gar keine ableitende Wirkung aus. Er erhielt durch ein nahestehendes Fenster von rechts helles Tageslicht, während das Auge (*a*) von links nach einem an dem Rande des Fensters aufgehängten schwarzen Tuch visirte. Die empfindlichste Stelle des Dampfstrahls, d. i. wo er sich über der Ausströmungsöffnung eben zu verbreitern beginnt, wurde in die Höhe der ultravioletten Stelle der Metallplatte gebracht.

Liessen wir nun das ultraviolette Funkenlicht auf eine gut geschmirgelte und sorgfältig abgestaubte kreisförmige Zinkplatte *P* von 8 cm Durchmesser fallen — sie sei negativ elektrisiert —, so trat starke Staubreaction im Dampfstrahl ein, indem er sein durchsichtiges, duftiges Aussehen verlor und dicht und weiss wurde.

Die Wirkung des Zinkstaubes auf den Dampfstrahl ist bedeutend stärker als die des Quarzstaubes. Beim Bogenlicht

zeigte sich dieselbe Erscheinung. Hier besonders war es sehr schön zu beobachten, wie der Dampfstrahl von der Seite der Zinkplatte her zu reagiren anfing, bis sich die Wirkung nach kurzer Zeit über den ganzen Dampfstrahl verbreitete.

Eine zwischen Lichtquelle und Zinkplatte eingeschobene Glas- oder Glimmerplatte hob die Wirkung wieder vollkommen auf, gerade so, wie wenn die Zinkplatte selbst entfernt wurde. Ebenso verschwand die Wirkung im Moment, in dem die Zinkplatte zur Erde abgeleitet wurde. Mit positiver Ladung der Zinkplatte war auch nie Staubreaction zu erhalten. Je stärker die negative Ladung, desto stärker war die Staubreaction.

Trennten wir die negativ electriche Zinkplatte und das Electroskop von der Electricitätsquelle, so konnten wir, indem wir die Spannung durch die Belichtung continuirlich abnehmen liessen, verfolgen, bis zu welchem Potential noch Wirkung auftrat. Wir konnten noch bei -300 Volts eine deutliche Staubwirkung sehen. Ueber ± 4000 Volts Spannung wandten wir nie an, meist sehr viel geringere.

Möglicherweise hätte die Staubreaction bei negativ electricischer Platte dadurch hervorgerufen sein können, dass die Wege des Quarzstaubes durch die Ladung der Platte nach dem Dampfstrahl gelenkt wurden. Wir befestigten deshalb auf der bestrahlten Fläche der Zinkplatte ein dünnes Glimmerblatt, welches dieselbe ganz bedeckte, und wiederholten den Versuch bei negativ electricher Zinkplatte. Dann zeigte sich keine Staubreaction. Dieser Versuch beweist nicht nur, dass der Staub vom Zink herrührte, sondern auch, dass Glimmer bei Bestrahlung keinen wahrnehmbaren Staub abgibt. Glas zeigt ebenfalls keine Staubabgabe. Ebenso gab mit Fett oder Wasser bedecktes Zink keine Wirkung. Durch eine so dünne Wasserschicht musste das Ultraviolett (vgl. die Versuche von Bichat und Blondlot¹⁾) bis zum Zink gelangt sein; aber die Wasserschicht hielt den Zinkstaub zurück.

8. Wie mit Zink, versuchten wir die Wirkung des ultravioletten Lichtes auf eine Reihe anderer negativ electricher Metalle.

Zink, Quecksilber (Kupferplatte, vollkommen mit Queck-

1) Bichat und Blondlot, Compt. rend. 106. p. 1349. 1888.

silber bedeckt), Platin, Messing, Kupfer, Zinn, Blei, Eisen, Gold, Silber zerstäubten alle, und soweit hier eine Schätzung möglich ist, in dieser Reihenfolge, sodass die besser reagirenden zuerst genannt sind.

Alle Metalle waren blank geschmiegelt und gut abgestaubt. Beim Platin versuchten wir, ob längeres heftiges Glühen im Gebläse die Wirkung verminderte; es war aber nicht der Fall. An keinem dieser Metalle konnten wir, wenn sie positiv geladen waren, eine Zerstäubung bemerken. Nur bei Anwendung des Zinkbogenlichtes gaben Gold und Silber positiv electricisch (+ 1000 Volts) der der Platte zugekehrten Seite des Dampfstrahles einen weissen Saum, welcher aber ziemlich unsicher auftrat.

9. Bei sehr empfindlichem Dampfstrahl konnten wir auch die Zerstäubung an unelectrischen Metallen nachweisen. Am stärksten zeigte dieselbe bei Funkenlicht eine dünne Kupferplatte von 5 cm Durchmesser. Auch hier wurde die Controle mit dem aufgesetzten Glimmerblatt ausgeführt, welche die Wirkung verhinderte, ebenso wie das Abschneiden des ultravioletten Lichtes mit Glas. Es war sehr nöthig, dem Kupfer eine völlig blanke Oberfläche zu geben; wurde unsere Platte nur durch eine Flamme gezogen, sodass eine kaum merkliche Oxydirung entstand, so zerstäubte sie erst dann wieder, nachdem sie frisch geschmiegelt (und gereinigt) war.

Hier wurden noch einige bemerkenswerthe Beobachtungen gemacht. Wurde die Scheibe von links nach rechts¹⁾ an dem Dampfstrahl vorbei langsam durch den ultravioletten Lichtkegel durchgeschoben, so zeigte sich die stärkste Wirkung schon, wenn auch nur ein kleiner Theil des rechten Randes der Scheibe beleuchtet war. In dieser Stellung stand der Dampfstrahl ungefähr vor der Mitte der Kupferscheibe. War die Platte so weit geschoben, dass das Licht nur noch auf den folgenden (linken) Rand der Scheibe fiel, so war keine Wirkung mehr zu bemerken. Dies Verhalten deutet darauf hin, dass der Staub vom belichteten Theile aufsteigend sich zum unbelichteten hinbewegte²⁾, wobei er also in der ersten Stellung

1) Siehe die Richtungen: links, vorn u. s. f. in der Fig. 3.

2) Vgl. unser zweites Resultat mit den dünnen Schichten (3.).

durch den Dampfstrahl gehen musste, in der letzten nicht. Mit grossen (unelectrischen) Kupferplatten konnten wir keine Wirkung sehen, vermutlich deshalb, weil der Staub sich alsbald über einen zu grossen Raum verbreitete. — Diese Erscheinungen deuten darauf hin, dass der Staub die Platte electrisch verlässt und dann, indem er von derselben angezogen wird, sich zum unbelichteten Theile derselben hinbewegt.

Auch Eisen und Gold schienen im Funkenlichte unelectrisch ziemlich zu zerstäuben, während Zink, Zinn und Blei keine Wirkung zeigten.

Im Zinkbogenlichte dagegen sahen wir bei unelectrischem Silber und Gold sehr starke Wirkung, und wieder war dieselbe Eigenthümlichkeit, wie oben bei Kupfer, zu beobachten. Zink gab auch hier keine Wirkung.

10. Es erschien uns anfangs sehr zweifelhaft, ob das Ultraviolett auch eine Flüssigkeitsoberfläche zu zerstäuben im Stande sei. Da jedoch auch bei einigen stark absorbirenden Flüssigkeiten die electrische Wirkung des ultravioletten Lichtes nachgewiesen worden ist (Stoletow¹) und Wiedemann und Ebert²), so versuchten wir sie auch auf Zerstäubung, indem wir, wie es Stoletow gethan, Filtrirpapierscheiben auf eine Metallscheibe legten, sodass sie die letztere vollkommen überdecken, und sie dann mit den betreffenden Flüssigkeiten so stark tränkten, dass diese abtropften. Wir konnten so den Flüssigkeitsoberflächen leicht eine electrische Ladung ertheilen. Die Isolation war immer vollkommen, wenn nicht Feuchtigkeit an den isolirenden Halter der Metallplatte kam.

Dass das Filtrirpapier selbst keinen Staub abgab, überzeugten wir uns vorher.

Concentrirt wässerige Fuchsinslösung gab negativ electrisch (-2500 Volts) vortreffliche Staubwirkung. Unelectrisch und positiv electrisch gab Fuchsins keinen Staub ab.

Concentrirt wässerige Methylviolettlösung zeigte auch negativ electrisch ganz vortreffliche Staubwirkung im Ultraviolett.

Wasser gab keine Wirkung, auch mit Zinkbogenlicht nicht, gleichgültig ob electrisch oder unelectrisch.³) Ebenso gaben

1) Stoletow, Compt. rend. **106**, p. 1593. 188.

2) E. Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. **35**, p. 211. 1888.

3) Einigemal brachten wir an den vor Quarzstaub schützenden Glas-

Nigrosin in concentrirter etwas alkoholischer und in ganz verdünnter Lösung, sowie Eosin in concentrirter Lösung keine wahrnehmbare Zerstäubung.

Bei solchen Versuchen überzeugten wir uns immer von der Empfindlichkeit des Dampfstrahls dadurch, dass wir eine Kupfer- oder Zinkscheibe, die an einem seitlich an ihnen angebrachten Stiel gehalten wurden, für einen Moment auf die bestrahlte Flüssigkeitsscheibe auflegten, und nahmen nur dann ein negatives Resultat an, wenn bei dieser Controle starke Staubwirkung auftrat. War das nicht der Fall, so mussten wir die Versuche unterbrechen und den Raum einige Zeit lüften, worauf wieder volle Empfindlichkeit eintrat.

Frische Luft ist die Hauptbedingung für eine brauchbare Empfindlichkeit des Dampfstrahls. Auch die Temperatur ist von einem Einfluss, wir fanden 18—25° C. als passend. Sehr störend wirkte beim Zinkbogenlicht der Zinkoxydrauch, der auch eine schmerzhafe Augenentzündung hervorruft.

11. Mit denselben Lösungen auf Filtrerpapierscheiben, mit denen die Zerstäubungsversuche gemacht waren, stellten wir dann auch den Hallwachs'schen Versuch an. Entfernung der Scheibe von den Funken 30 cm. Wir geben die Zeiten (Mittel), in denen Platte und Electroskop von —1000 auf —200 Volts entladen wurden.

	Funkenlicht	Zinkbogenlicht
Fuchsin	94°	16,4°
Methylviolett	79	—
Wasser	∞	∞
Nigrosin	∞	—
Eosin	∞	—
Zink	11	2,3

Es zerstäubten also nur die Flüssigkeiten im Ultraviolett, die auch den Hallwachs'schen Effect gaben. Bemerkenswerth ist es, dass nur an der Oberfläche eben dieser beiden streifen ein Stanniolblättchen, welches entgegengesetzt der bestrahlten Platte electrisirt wurde, in der Absicht an, den von der belichteten Platte abgehenden Staub nach dem Dampfstrahl zu concentriren. Hier erhielten wir mit Wasser eine sehr schwache, aber ganz regelmässige Staubwirkung, und zwar bei negativer wie positiver Electrisirung. — Eine der Staubreaction ähnliche, aber sehr viel schwächere Wirkung trat bei feuchten, negativ electrischen Metallen, wenn sie bestrahlt waren, dann auf, wenn sie entladen wurden.

Flüssigkeiten Metallglanz (Oberflächenfarbe) zu sehen war. Jedoch wurde z. B. Nigrosin im Hertz'schen Versuch von Wiedemann und Ebert¹⁾ bei allerdings viel höheren Spannungen auch sehr wirksam gefunden.

12. Wir haben also nachgewiesen, dass Körper durch ultraviolette Bestrahlung zerstäubt werden. Metalle gut, Isolatoren schlecht oder unmerkbar; bei Metallen begünstigt negative Electrisirung die Erscheinung. Auch Flüssigkeiten geben Staub ab, wenn negativ electrisch.

Die Annahme, dass Theilchen des umgebenden Gases — d. h. eines Körpers, dem man noch nie eine electrische Ladung beibringen konnte — durch Licht veranlasst würden, mit negativer Ladung den Körper zu verlassen, ist dadurch überflüssig geworden, und man braucht nur anzunehmen, dass der von uns beobachtete Staub mit negativer Ladung den Körper verlässt, um durch die Zerstäubung im ultravioletten Licht auch dessen electrische Wirkungen verstehen zu können.²⁾

Auch in allen übrigen uns bekannten Fällen, wo ein Körper zerstäubt wird, geht der Staub mit negativer Electricität von ihm weg. So zeigte Nahrwold³⁾, dass der Staub eines durch Glühen zerstäubenden, reinen, zur Erde abgeleiteten Platindrahtes negativ electrisch ist. Wasserstaub, mechanisch durch Bewegung, z. B. in Wasserfällen, entstanden, wurde immer negativ electrisch gefunden.⁴⁾ Andere Wege, Körper ohne chemische Processe oder directe electrische Einwirkung fein zu zerstäuben, sind unseres Wissens nicht von einem derartigen Gesichtspunkt aus untersucht.

Es sei uns schliesslich gestattet, Hrn. Prof. Quincke für seine liebenswürdige Unterstützung, und Hrn. Carl Fuchs, der uns in seiner Eisenbahnwagenfabrik in aufopfernder Weise electrisches Licht zur Verfügung stellte, unseren herzlichen Dank auszusprechen.

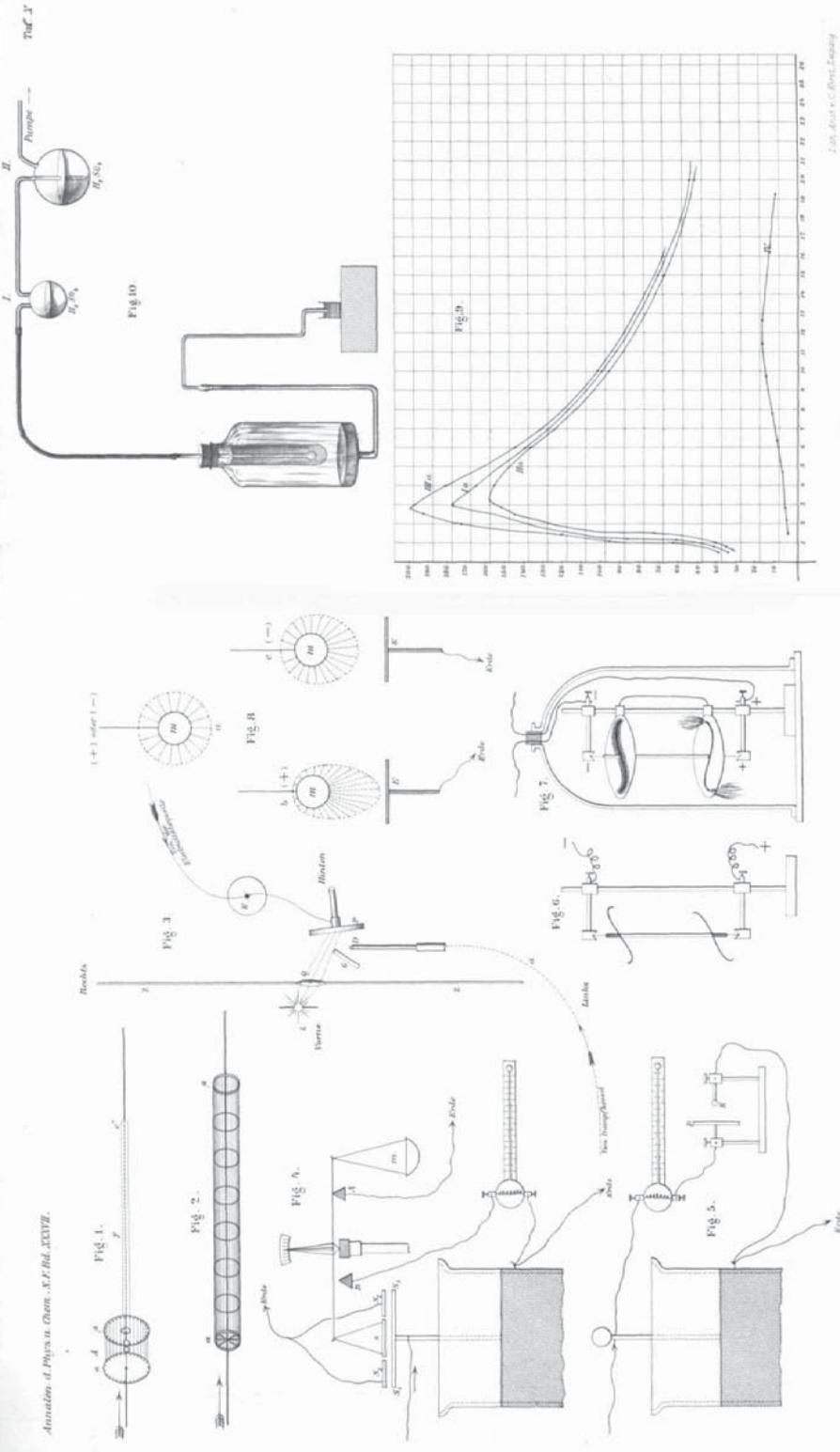
Heidelberg, Phys. Inst., März 1889.

1) Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. 35. p. 212. 1888.

2) Angenommen, dass die Sonne eine ultraviolette Lichtquelle und negativ electrisch sei, so erscheint die Schweifbildung des Kometen in Zusammenhang mit dem Zerstäuben durch ultraviolettes Licht. Dass vom Kern ausgehender electrischer Staub sich in Form der Kometenschweife fortbewegen wird, hat schon Bessel berechnet.

3) Nahrwold, Wied. Ann. 35. p. 107. 1888.

4) Riess, Reibungselectricität 2. p. 525. 1853.

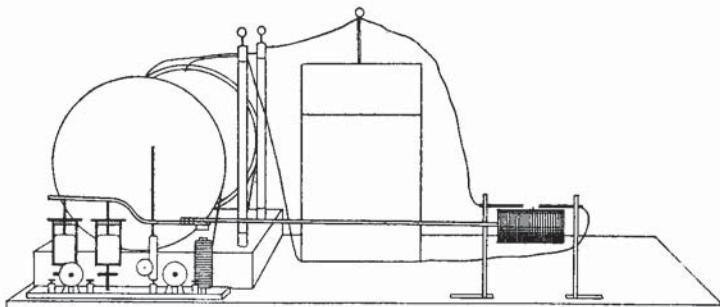


Hecht, Fig. 1-2, Leonard u. Wolf, Fig. 3, Wachler Fig. 4-6, v. Hofe Fig. 7, Dohr Fig. 8, Dohr Fig. 9, Dohr Fig. 10.

V. Notiz über ein Phosphoroskop mit Funkenlicht: von Philipp Lenard.

Die Funken der Leydner Flaschen eines Ruhmkorff-Inductors sind reich an ultraviolettem Lichte. Es liegt nahe, dieses Funkenlicht zu Phosphorescenz-Beobachtungen zu benutzen und es soll im Folgenden eine sehr einfache Vorrichtung beschrieben werden, die, an dem Funkenapparate angebracht, ihn in ein sehr handliches und wirksames Phosphoroskop verwandelt.

Die primäre Rolle eines grossen Ruhmkorff-Inductors sei mit Quecksilberunterbrecher und Batterie verbunden, an



die secundäre Rolle sei eine Leydner Flasche von passender Grösse geschaltet, sodass statt der sonst 15 oder 30 cm langen Funken nun kräftige Flaschenentladungen mit 5 oder 10 mm Schlagweite eintreten. Um recht viel ultraviolettes Licht zu erhalten, wählen wir als Funkelectroden schmale Streifen von Zinkblech oder nicht zu dünnen Zinkdraht. Um nun aus diesem Apparate ein Phosphoroskop zu machen, befestigen wir an dem schwingenden Balken des Quecksilberunterbrechers einen leichten, doch möglichst steifen Arm, etwa einen Holzstab, so, dass jener Balken um etwa 50 cm über den Magneten hinaus verlängert wird (vgl. die Figur). Das freie Ende des Armes trage in seiner Schwingungsebene ein Stück steifen, schwarzen Papiers, etwa $4 \times 8 \text{ cm}^2$ gross. Wird der Interruptor in Gang gesetzt, so oscillirt das Papierstück in seiner

eigenen Ebene vertical um fast 1 dm auf und ab. Möglichst dicht hinter dieses Papierstück stellen wir die Funkenstrecke so auf, dass sie sich in der Höhe des oberen Papierrandes befindet (vgl. die Figur) und reguliren dann den Quecksilbernapf des Unterbrechers so, dass die Funken gerade dann überspringen, wenn das schwingende Papier durch seine Ruhelage geht, wenn also der obere Papierrand, nach abwärts gehend, eben an der Funkenstrecke vorbeipassirt. Die rechter Hand liegende Funkenelectrode wird zweckmässig zur Erde abgeleitet. Das Phosphoroskop ist nun fertig zum Gebrauche.

Um einen Versuch zu machen, sei das Zimmer verdunkelt und es befindet sich das Auge des Beobachters vor dem oscillirenden Papier, in solcher Höhe, dass die Funken hinter demselben eben noch verdeckt bleiben. Das Papier erscheint dann bei der kurzen Dauer des Funkenlichtes unbeweglich ruhend und hebt sich schwarz von der etwas erhellten Umgebung ab; die Funken und die von ihrem Lichte getroffenen Electroden sind unsichtbar. Bringt man nun hinter das Papier und die Funken einen phosphorescirenden Körper, etwa ein Stück Glasrohr, so ist der Anblick ein überraschender: Das Glasrohr wird von dem schwarzen Papier nicht verdeckt, sondern es erscheint hinter demselben hell in seinem grünen Phosphorescenzlichte strahlend. Die Erscheinung ist vollkommen die, als wäre dem schwarzen Papiere die Eigenschaft gegeben, allein nur für Phosphorescenzlichter durchlässig zu sein. — In Wirklichkeit verdeckt das oscillirende Papier die Gegenstände hinter demselben, während sie vom Funkenlichte beleuchtet werden, um sie gleich darauf wieder aufzudecken und so alles, was nachleuchtet, erscheinen zu lassen.

Ein besonderer Vorzug dieses Phosphoroskopes ist seine Handlichkeit. Grössere zu prüfende Körper können einfach mit der Hand an die Funken gehalten werden; kleinere mit einer Elfenbeinpincette, oder mittels Kautschukring an das Ende eines schmalen Holzbrettchens befestigt. Für pulverige Substanzen, wie es manche Erdalkaliphosphore sind, die frei in der Nähe der Funken zerstrieben würden, legte ich auf das Brettchen erst ein kleines Stück Pappe mit einem Loche von einigen Millimetern Radius; das Loch wird mit dem Pulver ausgefüllt und eine Quarzplatte darüber gedeckt; Kautschuk-

ringe halten das Ganze zusammen. Der Quarz selbst phosphorescirt kaum merklich und lässt das wirksame Licht bis ans Pulver gelangen. Wünscht man statt der gleich nach Belichten auftretenden Luminescenz das längere Nachleuchten zu beobachten, so hat man nur den Arm mit der Hand nach abwärts gedrückt festzuhalten.

Die Empfindlichkeit der Beobachtung kommt etwa der in einem Becquerel'schen Phosphoroskop gewöhnlicher Construction gleich (ein solches von Dubosq mit Handkurbel und zweifacher Zahnradübersetzung erlaubt Beobachtung bis etwa $\frac{1}{2400}$ Sec. nach Belichtung) oder übertrifft sie etwas, wobei für das Becquerel'sche Phosphoroskop Sonnenlicht mit einer grossen Linse concentrirt angewandt gedacht ist. Natürlich ist zu erwarten, dass einige Körper sich in den beiden Apparaten verschieden verhalten werden, wegen der Verschiedenheit des erregenden Lichtes. Kalkspath, Kreide, Marmor, Tropfstein in verschiedenen Proben leuchteten in beiden mit ungefähr derselben Helligkeit und Farbe; ebenso verschiedene Flusspathe, Topas, Diamant. Ein Stück Uranglas erscheint im Funkenphosphoroskop oben sehr hell, grün, nach unten zu matter, entsprechend der sehr kurzen Dauer seines hellen Leuchtens. Auch die Platincyanüre waren gut zu beobachten, ebenso Eosingelatine¹⁾), letztere indess hier ausnahmsweise lange nicht so hell wie im Becquerel'schen Phosphoroskop, durch Sonnenlicht erregt. Sehr reine Arragonitkristalle, im Becquerel'schen Apparate unsichtbar, gaben, in die Funken gehalten, schwaches rothes Licht. Es gelingt auch leicht Phosphorescenzspectra zu beobachten, wenn ein Spectroskop mit seinem Spalte dicht vor das oscillirende Papier gestellt wird.

Eines der prachtvollsten Objecte im neuen Phosphoroskop ist das von Prof. Krafft dargestellte, schon von E. Wiedemann²⁾ untersuchte Pentadecylparatolylketon; es leuchtet intensiv und auch hier mit derselben grünen Farbe, wie beim Zerbrechen. Intensiv leuchten natürlich auch die Erdalkaliphosphore, zu deren Beobachtung ich den Apparat seit zwei

1) Vgl. E. Wiedemann, Wied. Ann. **34**. p. 449. 1888.

2) E. Wiedemann, Wied. Ann. **37**. p. 229. 1889.

Jahren benutze. Die einzige feste Substanz mit ausgesprochenen Lumineszenzeigenschaften, die keine Spur von Leuchten erkennen liess, war Asaron. Ich verdanke eine Probe dieser merkwürdigen Substanz Hrn. Prof. Fabinyi in Klausenburg, der mich auch auf ihre Eigenschaft, beim Zerbrechen und Zerquetschen hell zu leuchten, aufmerksam machte. Die Triboluminescenz des Asarons ist violett, noch heller als die grüne des obigen Ketons. Mit derselben violetten Farbe strahlt die Substanz auch in Crookes'schen Röhren, und ebenso, wenn sie in den ultravioletten Theil des (mit Quarzapparaten entworfenen) Funkenspectrums gehalten wird; doch weder im Beequerel'schen noch im Funkenphosphoroskop war eine Spur von Nachleuchten aufzufinden. Der sehr kurzen Dauer des Leuchtens entsprechend, ist auch beim Asaron ein Sprühen der wegfliegenden Theilchen nie zu bemerken, wenn man es im Dunkeln zertrümmert — im Gegensatz zu jenem Ketone mit seinem andauernden Nachleuchten.

Die gute Wirksamkeit des Funkenphosphoroskops ist dem grossen Reichthum des Funkenlichtes an ultravioletten Strahlen und dem Umstande zu verdanken, dass man die Objecte ohne Schaden bis in die Lichtquelle selbst bringen kann. Die Bewegung des Papierschirmes ist ja keine sehr rasche. Aus der Oscillationsdauer (etwa $1/5$ Sec.) und der Amplitude (ca. 9 cm) folgt, dass der Schirm beim Durchgang durch die Gleichgewichtslage etwa $1/600$ Sec. braucht, um sich um 2 mm weiterzubewegen — ungefähr diese Zeit muss also zwischen Belichtung und Beobachtung vergehen. Wie reich das Zinkfunkenlicht an unsichtbaren, Phosphorescenz erregenden Strahlen ist, kann folgender Versuch illustrieren: Von einem aus Cu-haltigem Ca S präparirten Leuchtsteine¹⁾ sind zwei gleichmässige Schichten auf je einem Uhrglase ausgebreitet; die eine Schicht ist mit einer Quarzplatte (etwa 3 mm dick) bedeckt, die andere mit einer (gleichdicken) klaren Glasplatte. Beide so vorgerichtete Proben werden nun gleichzeitig dem Funkenlichte ausgesetzt und die Intensität des von 50 Funken erregten Nachleuchtens der beiden miteinander verglichen. Es ergab sich, dass man die mit Quarz bedeckte Probe in 13 mal so

1) Vgl. Klatt u. Lenard, Wied. Ann. 38. p. 96. 1889.

grosser Entfernung unter den Funken aufstellen muss, als die mit Glas bedeckte, damit beide gleich hell nachleuchten. Daraus folgt, dass die Wirksamkeit des gesamten (durch Quarz gehenden) Funkenlichtes $13^2 = 169$ mal so gross ist, als die des sichtbaren (durch Glas gehenden) Theiles desselben; der allergrösste Theil der von den Funken ausgestrahlten Lichtennergie ist also unsichtbar.

Der beschriebene Apparat dürfte sich auch zu Demonstrationszwecken gut eignen, denn das aus ihm austretende Phosphoreszenzlicht ist in einer durch die Funken gelegten Horizontalebene innerhalb eines Winkels von etwa 130° überallhin gleichgut sichtbar. Vielleicht würde man für diesen Zweck passend einen grossen schwarzen Schirm dicht vor das ~~schwingende~~ Papier setzen, mit einem Ausschnitte, etwas kleiner als das Papier selbst, um seitliches Licht abzuhalten.

Bonn, October 1891.

IV. *Ueber die Electricität der Wasserfälle;* *von Philipp Lenard.*

(Hierzu Tafel III Fig. 1—9.)

Es ist lange bekannt, dass Wasserfälle die Luft in ihrer Umgegend mit negativer Electricität beladen.

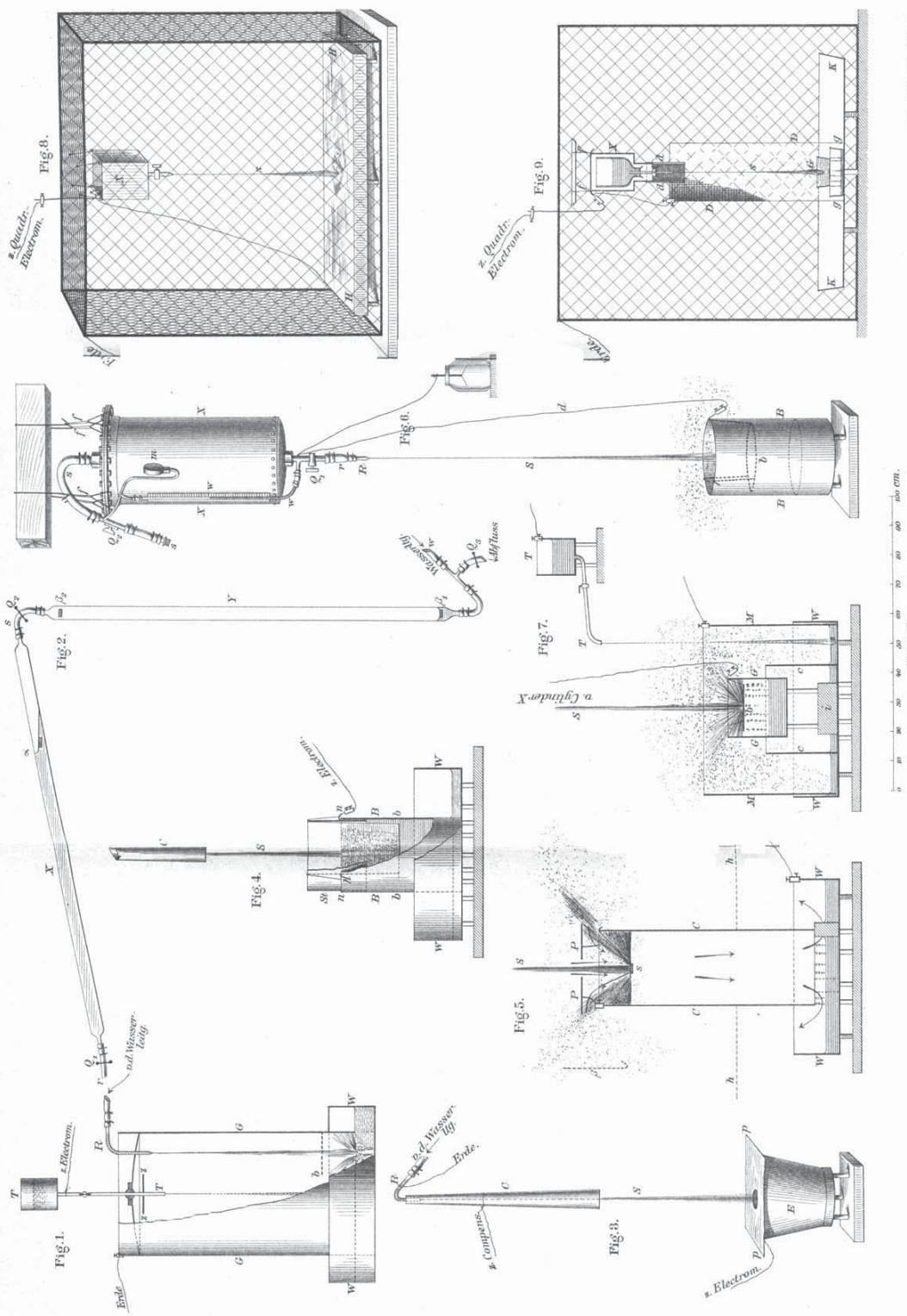
Die Aehnlichkeit dieser merkwürdigen Erscheinung mit den electricischen Vorgängen, welche das Fallen der atmosphärischen Niederschläge begleiten, verleiht ihr besonderes Interesse. Es soll daher im Folgenden über Beobachtungen berichtet werden, welche zeigen, dass dieser Electricitätsentwicklung eine ganz unerwartete Erscheinung zu Grunde liegt.

Beobachtungen an Wasserfällen; das Erdpotentialgefälle ist ohne Einfluss.

1. Bei Gelegenheit ihrer electricischen Beobachtungen auf dem hohen Sonnblick¹⁾ theilen die Hrn. Elster und Geitel die interessante Thatsache mit, dass die negative Luftelelectricität sogar bis zu Höhen von 500 m über Wasserfällen bemerkbar ist und sie sprechen (nach Hoppe) die Vermuthung aus, dass die Erscheinung eine Wirkung des normalen Erdpotentialgefälles auf das zerstiebende Wasser sei. Die Stäubchen trennten sich unter der Influenz dieses nach oben hin positiven Gefälles mit negativer Ladung ab und führten sie mit sich in die Luft, während die positive Electricität mit den grösseren Wassermassen zur Erde gehe. Eine gewisse Art von Selbstinfluenz verstärke weiterhin die so erregte Wirkung.

Hierdurch wurde ich kurz vor einer Reise durch die an Wasserfällen so reichen Gegenden der Alpen zu ähnlichen Beobachtungen aufgemuntert. Wollte man jene Vermuthung prüfen, so kam es darauf an, zu sehen, wie sich in tiefen engen Schluchten, also vor dem Endpotentialgefälle geschützt fallendes Wasser verhält.

1) Elster und Geitel, Wien. Ber. 99. 1890; Exner's Rep. 27. p. 419. 1891.



Eine kleine metallene Petroleumlampe (Rundbrenner, deren Glascylinder durch einen ganz kurzen aus Metall ersetzt war) die sich an einen isolirenden Ebonitstab (40 cm lang) stecken liess, diente hierbei als Collector für die Luft-electricität. Sie war durch blanken Draht mit dem vorzüglichen Exner'schen Electroskope zu verbinden, dessen Divergenz dann den Potentialunterschied zwischen dem Ort der Flamme und der Erde angibt.¹⁾ Sein Vorzeichen wurde nach Lostrennen der Lampe mit Hülfe eines geriebenen Ebonitstückes geprüft.

2. Wird die Flamme bei schönem Wetter auf freiem Felde hochgehoben, so erscheint eine positive Divergenz am Electroskop: die bekannte Wirkung des normalen Erdpotentialgefälles. Befinden wir uns aber in der Nähe eines Wasserfalles, so ist das Zeichen der Divergenz umgekehrt und sie ist im allgemeinen auch bedeutend stärker.

An wasserreichen, tosenden, selbst nur wenige Meter hohen Fällen war die Luftelectricität so stark, dass der Flammencollector weggelassen werden musste; ein Stück Draht von 30 oder 10 cm Länge wurde dann am Knopfe des Electroskopes befestigt, worauf es, in der ausgestreckten Hand gehalten, meist bis zum Anschlagen der Blätter an das Gehäuse divergierte. Schwächer war die Luftelectricität an kleinen Sturzbächen, es wurden hier nur mit Hülfe des Flammencollectors starke Divergenzen erhalten. Auch plätschernde Bäche mit schwach geneigtem Bett zeigten noch Wirkung, doch nur, wenn die Flamme der Wasseroberfläche ganz nahe gebracht wurde. Glatte Wasserläufe gaben gar keine Anzeichen am Electroskop.

Die Stärke der Wirkung richtete sich also ganz nach der Heftigkeit mit der das Wasser fiel und darin machten auch Wasserfälle in tiefen Schluchten keine Ausnahme; sie wirkten nicht schwächer als solche, die mit ungefähr der gleichen Macht frei an Bergwänden herabfielen. Die ersteren mussten dem Erdpotentialgefälle sehr viel weniger ausgesetzt sein, als die letzteren, denn schon in einem Hohlwege von nur

1) Eine Divergenz von 60° entspricht, an der Scale dieses Electroskopes abgelesen, etwa 200 Volt.

7 m Tiefe war dieses Gefälle, mit hochgehaltener Flamme und Electroskop geprüft, unmerklich. Man muss hieraus schliessen, dass die Erscheinung unabhängig vom Erdpotentialgefälle ist.

Von den an zehn grossen und vielen kleinen Wasserfällen gesammelten Beobachtungen sei im Einzelnen das Folgende bemerkt (3, 4, 5).

3. Nach Aussen hin am vollkommensten abgeschlossen war der grosse Fall in der Liechtensteinklamm, bei St. Johann i. Pongau. Schon der obere Lauf der wasserreichen Grossarler Ache, vor dem Falle, ist von hohen, meist sehr steilen Bergwänden eingeschlossen; zwischen fast senkrechten, an 100 m hohen Wänden fällt sie dann in mehreren Abtheilungen in eine noch tiefere Klamm hinab, die electricisch so gut wie geschlossen ist, denn die Felswände, an 200 m hoch und nur 2 bis 10 m voneinander abstehend convergiren nach oben sogar theilweise bis zur Berührung. In diesem Theile der Klamm verlaufen die zwei unteren Drittel des etwa 70 m hohen Falles und dort zerstiebt das Wasser beim Auffallen auf die Felsen um dann in einer Reihe von kleineren Stürzen weiter abzufließen.

Am Electroskope ergab sich Folgendes: Vor dem Falle — in der oberen Klamm — ist Luftelectricität nur mit Hülfe der Flamme und ganz nahe der Oberfläche der Ache nachzuweisen, dort ziemlich starke negative Divergenz ergebend. In der Nähe des Falles aber, und im ganzen unteren Theile der Klamm, divergirt das Electroskop schon mit 10 cm Draht an seinem Knopfe überall sehr stark mit negativer Electricität, wenn es gegen das Innere der Schlucht gehalten wird; ganz nahe an die Felswand gebracht, gehen die Blätter zusammen. Berührt man das Electroskop, während es von der Wand weggehalten wird, ableitend, und bringt es dann gegen die Wand, so divergirt es, wie zu erwarten, mit positiver Electricität. Am stärksten war die Electrisirung über dem Orte, wo der Fall an den Felsen zerstiebt (an diesen Ort selbst zu gelangen war nicht möglich); die Luft war dort voll von durcheinanderwirbelnden Wassertröpfchen. Entfernte man sich längs der abfließenden Ache (auf dem an der Felswand befestigten Steige) von dieser Stelle, so nahm die Divergenz langsam ab;

bemerkenswerth aber war es, dass die in der Luft sichtbare Menge von Wasserstaub sehr viel rascher und insbesondere in gewisser Entfernung vom Falle plötzlich abnahm, ohne dass sich dort ein entsprechender Abfall der Divergenz hätte bemerken lassen. Starke Divergenzen zeigten sich auch dort noch, wo kein Wasserstaub mehr zu sehen war.

4. Dass die Electricität vom *Fusse des Falles* ausgeht, wo auch der feine Sprühregen im Auffallen des Wassers seinen Ursprung nimmt, und dass Electricität und Wasserstaub sich von dieser Stelle aus mit der heftig bewegten Luft auf gleichem Wege weiter verbreiten, war besonders gut an zugänglichen Fällen mittlerer Stärke zu beobachten (z. B. dem in der „Lötz“ bei Landeck oder den Fällen des bei Erys mündenden kleinen Zuflusses der Etsch). Es wurden hier bei Annäherung an den Fuss des Falles stets umso stärkere Divergenzen erhalten, je mehr man vom Wasserstaube durchnässt wurde. Trotzdem durfte nach den Beobachtungen in der Liechtensteinklamm der Wasserstaub — mindestens der sichtbare — nicht als Träger der negativen Electricität betrachtet werden. Aehnliches zeigte sich auch an dem grossen Falle in der Kitzlochklamm, bei Lend-Gastein: Es waren dort die Ladungen an dem Rande des mit sichtbaren Tröpfchen erfüllten Bezirkes am stärksten, selbst in geringer Entfernung von den Felswänden; nicht stärker, eher schwächer waren sie in demselben, ohne dass die Isolation dort gelitten hätte.

5. Ein Wasserfall, den ich bei sehr wechselndem äusseren Potentialgefälle zu beobachten Gelegenheit hatte, war der vom Stilfser Joch und dem Madatschferner herab gespeiste Klammfall bei Trafoi. Der 22. und 23. August waren regnerische Tage mit stark electricischem Wolkentreiben bis ins Thal hinab. Das Potentialgefälle war überall im Thale so aussergewöhnlich stark, dass schon beim Hochheben des mit 30 cm Kupferdraht versehenen Electroskopes starke Ausschläge erfolgten, im Zeichen schnell, oft minutenweise, wechselnd (ohne dass dieser Wechsel von einer bemerkbaren Änderung im Wetter begleitet gewesen wäre.) An diesen zwei Tagen untersuchte ich jenen Wasserfall, an den man bis auf ungefähr 2 m herantreten kann, besonders häufig, während vergleichsweise abwechselnd das Wolkenpotential von einem ca. 200 Schritt

entfernten Felsblocke aus mit dem obigen Resultat geprüft wurde. Die Wolken trieben auch dicht bis an den am Ausgange der Klamm in den Thalkessel befindlichen Fall heran und er war daher zu dieser Zeit einer ausserordentlich verstärkten und im Zeichen wechselnden Influenzwirkung ausgesetzt. Trotzdem war die Luftelelectricität in seiner Nähe stets nur negativ und etwa ebenso stark wie früher und später bei schönem Wetter. Ebensowenig zeigten die zwei grossen, am Ende des Trafoier Thales befindlichen Fälle eine Aenderung in diesen Tagen.

Offenbar wird die Electricitätserregung der Wasserfälle durch eine *innere* Ursache bewirkt.

Wasserstrahlen die auf ein Hinderniss treffen, verbreiten
negative Electricität in der Luft.

6. Es musste demnach möglich sein, Wasserfallelectricität auch in den geschlossenen Räumen eines Hauses zu erhalten. Strahlen der Wasserleitung konnten hierzu benutzt werden.

Der erste Versuch, in Heidelberg angestellt, hatte einen überraschenden Erfolg. In einem kleinen Raume befand sich eine mit der Wasserleitung verbundene Brause etwa 2 m hoch über einer Badewanne aus Zink. Es wurde die Brause in die anfangs leere Wanne laufen gelassen und währenddessen die Luftelelectricität im Zimmer mit Flamme und Electroskop, wie in den Alpen, fortwährend geprüft. Es erschien eine stetig zunehmende Divergenz mit negativem Zeichen; sie war überall zu finden, näher oder ferner den Wänden, längs dem fallenden Wasser, am stärksten aber in der Mitte des Zimmers. Nachdem die Brause 4 Min. lang gelaufen war, begann das Electroskop sich regelmässig, durch Anschlagen der Blätter, etwa alle 4 Sec.. von selbst zu entladen. Die Brause wurde jetzt abgestellt und es nahm die Luftelelectricität nun langsam ab, doch selbst 5 Min. später war sie noch sehr stark, um von neuem zuzunehmen, wenn das Wasser wieder lief. Es wurden nun die Fenster geöffnet und innerhalb einer Minute waren alle Anzeichen von Electrisirung verschwunden. Die Petroleumflamme hatte die Zimmerluft stark verunreinigt, es wurde deshalb der Versuch nach langerem Lüften mit einer

Kerzenflamme als Collector wiederholt; der Erfolg war der gleiche. Weiter konnte statt der Brause ein starker, ca. 1,5 cm dicker Strahl schief in die nun halb voll gewordene Wanne geleitet werden; er riss sehr viel Luftblasen mit sich bis auf den Boden der Wanne hinab. Luftelelectricität war am Exner'schen Electroskope innerhalb 3 Min. nicht nachzuweisen. Fiel dagegen derselbe Strahl, statt in das Wasser, gegen einen in die Wanne gestellten eisernen Schirm, so trat die negative Electricität wieder auf, doch nicht ganz so stark, als wenn wieder die Brause in die nun volle Wanne lief. Die Strahlen der Brause trieben nur wenig Luft, und nur einige Centimeter tief, unter die Wasseroberfläche.

7. Um die Untersuchung in Bonn fortzusetzen, wurde der eben beschriebene Versuch hier wiederholt. Doch der erwartete Erfolg blieb fast gänzlich aus. Am Exner'schen Electroskop war keine Divergenz zu erhalten. Nur mit einem Hankel'schen Electrometer gelang es schliesslich, die negative Luftelelectricität wieder aufzufinden. Trotz mehrfachen Variirens der Versuchsbedingungen blieb freilich zwischen Heidelberg und Bonn der grosse Unterschied in der Beschaffenheit des Leitungswassers bestehen. Das Heidelberger Wasser ist fast so rein wie destillirtes, das Bonner so unrein, dass jedes verdunstende Tröpfchen eine starke Salzkruste hinterlässt. Die Vermuthung, dass nur reines Wasser starke Wirkung ergibt, hat sich später bewährt.¹⁾

8. Zu dieser Zeit fand ich eine Notiz der Hrn. Maclean und Makita Goto auf, über folgenden Versuch: Es sollte der electrische Zustand von Luft geprüft werden, die unter einer grossen Gasometerglocke abgesperrt war und es lief hierzu der Strahl eines Thomson'schen Wassertropfcollectors durch die Glocke. War nun die abgesperrte Luft ursprünglich un-electrisch, so wurde sie durch das blosse Rinnen des Tropfers allmählich electrisch und zwar negativ; das Potential stieg bis auf etwa — 5 Volt. Die Erscheinung änderte sich nicht, wenn die ursprünglich aus rostigem Eisen bestehende Innenfläche der Glocke mit Oelfarbe gestrichen wurde, sie trat aber

1) Unreinheit des angewandten Wassers dürfte auch den Misserfolg verschuldet haben, den die Hrn. Elster und Geitel bei einem ganz ähnlichen Versuch hatten; l. c. Exner's Rep. p. 426.

sehr zurück, nachdem eine Zeit lang staubfreie Luft durch die Glocke gesaugt worden war.¹⁾

Offenbar bestand zwischen dieser schwachen Wirkung des Tropfers und der starken der Wasserfälle oder der Brause nur ein gradueller Unterschied.

Hiervon ausgehend wurde der in Fig. 1 dargestellte Apparat construirt, der sich für das schwach wirksame Bonner Wasser als brauchbar erwies. In eine Wanne *W* ist die Gasometerglocke *G* gestellt ²⁾, in deren obere Oeffnung das Messingrohr des Tropfers *T* mit Siegellack isolirend eingekittet ist. Die an das Rohr geschobene Blechscheibe *z* schützt die Isolation vor Bespritzwerden und schirmt zugleich das Innere der Glocke vor der Influenz des etwa electrischen Isolators. Die Glocke ist zur Erde geleitet, der Tropfer mit dem Electro-skop oder dem Electrometer verbunden; sein Reservoir, sowie die Wanne enthalten Leitungswasser. Das zweite Rohr *R*, mit dem starken Wasserstrahl ist ein zur Spitze von 1,5 mm Weite ausgezogenes Glasrohr, ganz bis zur Mündung mit zur Erde geleitetem Stänniol umwickelt und mit der Wasserleitung verbunden.

Läuft zunächst der starke Strahl dieses Rohres noch nicht, so kann die von Maclean und Makita Goto gefundene Eigenwirkung des Tropfers beobachtet werden: Während etwa 15 Min. langem Laufen desselben entsteht am Hankel'schen Electrometer ³⁾ eine Verschiebung von -1 Sc. ($4,5$ Sc. = 1 Volt). Diese schwache Wirkung wird im Folgenden vernachlässigt; es genügt, den Tropfer für $\frac{1}{2}$ Min. in Gang zu setzen, um das volle Potential des Inneren zu erfahren.

9. Schiesst nun der Strahl der Wasserleitung bei vollem Drucke durch das Rohr *R* in die Glocke, so ist sofort starke negative Luftelektricität zu beobachten; wie stark sie ist, hängt jedoch ganz davon ab, *wie der Strahl im Gasometer auffällt*.

1) Maclean und Makita Goto, Phil. Mag. (5) **30.** p. 148. 1890.

2) Alle Apparate bestehen, wo nichts anderes bemerkt, aus blankem Zinkblech. Für die Dimensionen vgl. den Maassstab der Tafel.

3) Das Aluminiumblatt des Instrumentes war mittels Mikroskop und Ocularscale zu beobachten; die Wasserbatterie war durch eine Zamboni'sche Säule ersetzt.

Je höher *erstens* die Wanne W anfänglich schon gefüllt ist — je tiefer also die Wasserschicht, in die der Strahl fällt — desto geringer die Wirkung. Ist beispielsweise die Wanne anfangs fast leer, so steigt das Luftpotential beim Loslassen des Strahles erst rasch an, nimmt dann aber — in dem Maasse als sich die Wanne mehr und mehr füllt — wieder ab, wie die folgende Zusammenstellung zeigt, aus welcher auch ersichtlich ist, dass die Electricität nach Abstellen des Strahls ziemlich rasch wieder aus der Luft verschwindet.

Tabelle I.

Zeit, v. Losl. d. Strahles an:	0	1,5	4	7	9 (Strahl abgest.)	10	13,5	18 Min.
Potential, bei fortlaufendem Tropfer am Hankel'schen Electrometer abgelesen:	0	-60	-49	-42	-37	-31	-16	-5 Schtl.
	0	-12	-9,8	-8,4	-7,4	-6,2	-3,2	-1 Volt
Wasserhöhe in der Wanne:	1	2,7	5,4	8,7	11	11	11	11 cm

Wird *zweitens* das Rohr R schief gestellt, so dass der Strahl — statt auf das Wasser — etwas oberhalb desselben an die Innenwand der Glocke schlägt (ohne den Strahl des Tropfers zu stören), so ist die Wirkung ausserordentlich verstärkt. Schon $\frac{1}{2}$ Min. nach Loslassen des Strahls geht sie bis ins Messbereich des Exner'schen Electroskopos, an welchem sich nach 8 Min. eine Divergenz von mehr als -100 Volt ergibt, die bei weiterem Fortlaufen des Strahls constant bleibt. Die später folgende Tab. II gibt den vollständigen Verlauf des Luftpotentiales in ähnlichen Versuchen; ein Vergleich derselben mit Tab. I zeigt, dass beim Auffallen des Strahles auf Zinkblech 10 mal so hohe Luftpotentiale entstehen, als wenn er in Wasser von 2,7 cm Tiefe fällt und fast 20 mal so hohe, als wenn er auf eine 11 cm tiefe Wasserschicht fällt.¹⁾ Die bis auf etwa 1 Stunde nach Abstellen des Strahls ausgedehnte „Reihe 3“ dieser Tabelle zeigt, dass diese stärkeren Ladungen sich auch länger in der Luft erhalten, als die schwächeren der Tab. I, die schon nach 8 Min. fast verschwunden waren.

Drittens ist auch die Länge des Strahls von Einfluss. Wird das nun wieder senkrecht gestellte Ausflussrohr weiter

1) Vgl. dasselbe Resultat im Heidelberger Versuche (6.).

ins Gasometer hinein verlängert, sodass seine Mündung statt 70 cm nur 10, 20 oder 30 cm von der Wasserfläche absteht, so ist die Wirkung auf etwa den zehnten Theil verringert.

Der continuirliche Theil des benutzten Strahles war 30 bis 60 cm lang, wie Momentbeleuchtung durch electrische Funken erkennen liess.

Staubgehalt der Luft ist unwesentlich.

10. Fast alle festen Körper werden in Berührung mit Wasser negativ electrisch. Es war daher die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, dass es der Staub der Luft sei, der von fallendem Wasser electrisirt wird. Die ausserordentliche Reinheit der Luft an den Wasserfällen der Alpen machte dies allerdings nicht sehr wahrscheinlich.¹⁾

Um die Gasometerglocke mit staubfreier Luft füllen zu können, wurden zwei Messingrohre von unten, durch das Sperrwasser, in dieselbe eingeführt. Das eine Rohr endete innen dicht über der Wasserfläche, das andere reichte längs der Innenwand der Glocke bis an deren Decke hinauf. An das äussere Ende des kürzeren Rohres schloss ein grosses Wattefilter, an das des längeren ein Schlauch, der zu einer grossen Flasche führte, welche ihrerseits mit einer Wasserluftpumpe verbunden war. Alles schloss luftdicht, so dass die von der Pumpe angesaugte Luft erst das Wattefilter, dann die Glocke, zuletzt die Flasche passiren musste. Nach 12 bis 14 Stunden langem Saugen waren in der Flasche — durch Comprimiren ihres feuchten Luftinhaltes und rasches Expandirenlassen — keine Nebelkerne mehr nachzuweisen; war so die Flasche staubfrei, so musste es auch die Glocke sein.

In der so gereinigten Luft wurde nun die Wirksamkeit von Wasserstrahlen wie eben zuvor geprüft, sowohl beim Auffallen auf Wasser als auf Zinkblech. Wieviel Sorgfalt und

1) So war es z. B. in Trafoi trotz grosser Luftfeuchtigkeit und niedriger Temperatur nicht möglich, auch nur die Spur einer sichtbaren Hauchwolke aus dem Munde zu erzeugen — offenbar wegen Mangel an Condensationskernen. Dichte Hauchwolken erschienen, sobald man über eine brennende Cigarre oder ein glimmendes Streichholz athmete oder wenn man in die Richtung des Rauchzuges einer der wenigen dort befindlichen Schornsteine kam; ebenso innerhalb der Häuser. Eine Tasse heisse Milch hörte sofort zu dampfen auf, wenn man sie ins Freie brachte.

Zeit aber auch auf das Entfernen des Staubes verwandt worden war, die Wirkung war doch unverändert dieselbe, wie wenn vergleichsweise wieder gewöhnliche Zimmerluft unter die Glocke gebracht wurde, die, in der Flasche geprüft, dicken Nebel ergab.

Die folgende Tabelle gibt drei so erhaltene Beobachtungsreihen, bei welchen der Strahl auf die horizontale Zinkblechbrücke *b* (Fig. 1) fiel, die jetzt in der Glocke angebracht war.

Tabelle II.

Zeit, vom Loslassen des Strah- les an	Reihe 1.		Reihe 2.		Reihe 3.		
	Staubfreie Luft. Luftpotentiale		Laboratoriumsluft. Luftpotentiale		Luftpotentiale		
	Min.	Scalenth. a. Electro- skop	Volt	Scalenth. a. Eleetro- skop	Volt	Scalenth. a. Electro- skop	Volt
0	0	0	0	0	0	0	0
1	4,8	-102	5,6	-114	3,6	- 80	
2	5,6	-114	-	-	4,6	- 98	
3	6,4	-122	6,6	-126	-	-	
4	7,0	-130	6,8	-128	5,2	-109	
5	7,2	-133	6,8	-128	5,2	-109	
6	7,2	-133	7,0	-130	5,6	-114	
7	7,2	-133	7,0	-130	5,6	-114	
8	7,2	-133	7,0	-130	5,8	-115	
9	7,2	-133	7,2	-133	6,0	-117	
10	Strahl abgestellt						
11	4,2	- 88	4,6	- 98	4,8	-102	
12	3,0	- 65	3,2	- 69	3,6	- 80	
13	2,8	- 61	3,0	- 65	3,0	- 65	
14	-	-	-	-	2,8	- 61	
19	-	-	-	-	1,8	- 40	
24	-	-	-	-	-58 *	- 23	
49	-	-	-	-	-10 *	- 5	
63	-	-	-	-	-2,9*	- 1,5	

Die durch * gekennzeichneten Ablesungen wurden am Hankel'schen Electrometer genommen, alle übrigen am Exner'schen Electroskop.

Für die erste Reihe war die Luft, nach dem Filtriren, noch durch 15 Minuten langes Einleiten eines kräftigen Dampfstrahles in die Glocke von den etwaigen letzten Spuren Staubes befreit worden. Die zweite wurde unmittelbar nach der ersten erhalten, als die Luft aus der Glocke durch Wasser verdrängt und durch unfiltrirte ersetzt worden war. Man sieht die so gut

wie vollkommene Uebereinstimmung der beiden Reihen. Sie enthalten die grössten, Reihe 3 dagegen die kleinsten mit derselben Versuchsanordnung erhaltenen Potentiale; für den Unterschied gibt der zwischen 3,7 und 2,8 Atm. schwankende Druck der Wasserleitung ausreichende Erklärung.

11. Es ist somit jeder Anteil des gewöhnlichen Staubes der Luft an der electricischen Wirkung ausgeschlossen. Dennoch zeigte sich in den oben (8.) erwähnten Versuchen von Maclean und Makita Goto Abnahme der Wirkung nach dem Filtriren der Luft. Versuche mit absichtlich verunreinigter Luft gaben Aufklärung über diesen scheinbaren Widerspruch.

Wurde eine Wolke von Tabaksrauch in die Glocke geblasen, oder eine Bunsen-Flamme einige Secunden lang in derselben brennen lassen und dann der Versuch mit dem Wasserstrahle angestellt, so ergaben sich bis dreimal so starke Wirkungen wie unter sonst gleichen Umständen ohne diese Verunreinigungen. Es ist indessen keine nothwendige Annahme, dass Rauch oder Flammengase die *Erregung* der Electricität begünstigen, sondern es genügt zur Erklärung des höheren Ansteigens der Luftpotentiale die sehr auffallende Wirkung jener Verunreinigungen, die Electricität in der Luft zu *conserviren*. Die zweite und dritte Zeile der folgenden Zusammenstellung zeigen vergleichsweise den Verlauf des Verschwindens der Luftelectricität nach dem Abstellen des Strahls, wenn sie ohne und mit Rauch erregt worden war; der Strahl war beidermal in Wasser gefallen.

Tabelle III.

Zeit	0 ^m	1 ^m	5 ^m	6 ^m	10 ^m	16 ^m	27 ^m	58 ^m	2 ^h 19 ^m
Luftpotent. { Gewöhnl. Luft	- 6,2	- 4,8	-	- 1,8	-	- 0,2	-	-	-
in Volt { Tabaksrauch	- 13,0	-	- 9,6	-	- 8,6	-	- 6,2	- 4,2	- 1,0

Während also bei gewöhnlicher Luft das Potential in 16 Minuten von 6,2 Volt auf 0,2 sank, brauchte es bei rauchhaltiger Luft 112 Minuten, um von derselben Höhe nur auf 1,0 Volt zu fallen. Ganz ähnlich war das Verhalten von Flammengasen.

Es wurde von jetzt ab die Luft des Arbeitszimmers sorgfältig von Verunreinigungen freigehalten; später noch öfter

wiederholte Vergleichung mit staubfreier Luft liess nie einen Unterschied erkennen.

12. Es ist zu den Versuchen mit staubfreier Luft noch zu bemerken, dass die Wasserstrahlen selbst so anhaltenden Staub in der Glocke erzeugten, dass er die electrische Ladung um das 20- bis 40fache überdauerte. So war in einem der Versuche der Strahl 7 Min. lang in die staubfreie Glocke (in Wasser von einigen cm Tiefe) gelaufen und hatte ein Luftpotential von — 34 Sc. am Electrometer erzeugt (4,5 Sc. = 1 Volt). 2 Min. nach Abstellen des Strahles wurde eine Probe der Luft aus der Glocke in die staubfreie Flasche (10.) gesaugt (während neue Luft durch das Wattefilter in die erstere eintreten konnte), um sie auf Nebelkerne zu prüfen. Es ergab sich dichter, langsam zu Boden sinkender Nebel mit schön ausgebildeten Farbenringen um eine Kerzenflamme. Im Gasometer war mittlerweile das Potential auf — 7 Sc. gefallen. In der 13. Minute nach Abstellen des Strahles wurde eine neue Luftprobe in die wieder staubfrei gemachte Flasche entnommen und die Nebelbildung noch ungeschwächt gefunden, ebenso in der 28. und 48. Minute, während das Potential der Luft schon in der 20. Minute auf — 0,5 Sc. gesunken und in der 38. Minute unmerklich geworden war. Ja sogar nach 1 St. 13 Min. und nach 13 St. 45 Min. war die Luft der Glocke noch fähig, Nebel zu erzeugen, wenn auch jetzt deutlich schwächer als anfangs.

Diese solange schwebend bleibenden Nebelkerne sind Wasseraustaub; dies ist bei der grossen Unreinheit des Bonner Wassers leicht zu zeigen. Wurde die abgesperrte Luft, statt in der Staubflasche, durch Einleiten in eine Bunsen-Flamme geprüft, so zeigte sie sich noch lange nach Abstellen des Strahles natronhaltig. Es stand hierzu die Gasometerglocke statt in der Wanne in dem ursprünglich zu ihr gehörenden hohen Gefässen, sodass ihr Luftinhalt durch Wasser herausgedrängt und in passendem Strome der Flamme zugeleitet werden konnte. Ein Hülfsgasometer lieferte zum Vergleiche einen Strom stets staubfreier Luft von derselben Stärke. Beide Luftströme konnten in beliebiger Abwechslung in das eine Luftloch des Bunsen-Brenners geleitet werden, dessen zweites verstopft war, während gleichzeitig seine Flamme mit freiem Auge oder Taschen-

spectroskop beobachtet wurde. Beim Zuleiten staubfreier Luft war der Flammenmantel rein blau, im Spectroskop blitzte auf dunklem Grunde nur zeitweilig — beim Eintreten von Staubtheilchen aus der äusseren Luft — die Natriumlinie auf. Die Luft aus der Gasometerglocke dagegen, durch die der Strahl — wie im letzten Versuche in Wasser von einigen cm Tiefe fallend — 7 Min. lang gelaufen war, färbte den Flammenmantel gelb bis röhlich und liess die Na-Linie continuirlich stark erscheinen. So war es 3, 14, ja 18 Stunden nach Abstellen des Strahles und erst in der 27. Stunde war die Luft von staubfreier nicht mehr zu unterscheiden, wie sie es vor dem Laufen des Strahles gewesen war. Die electrische Ladung dagegen konnte sich nicht 38 Min. lang in der Luft erhalten haben, denn sie war unter genau denselben Umständen erregt wie im vorigen Versuche (vgl. auch die ähnlichen Versuche Tab. I oder Tab. III, obere Z.).

Electricität und Wasserstaub zeigen sich daher hier ebenso unabhängig voneinander, wie an den Wasserfällen (4). Da so die Annahme, der Wasserstaub sei Träger der Luftelectricität, zu Schwierigkeiten führt¹⁾, stellen wir — zu späterer Prüfung — die Vermuthung auf, *die Luft selbst werde durch herabfallendes Wasser electrisirt.*

Reinheit des Wassers ist wesentlich.

13. Versuchen wir nun die Wirkung von Strahlen destillirten Wassers. Um eine beliebige Flüssigkeit unter hohem Drucke ausströmen zu lassen, waren zwei Glasröhren, *X* und *Y*, so miteinander verbunden, wie es Fig. 2 zeigt. Das Schlauchstück *r* am tieferen Ende von *X* ist mit der Ausflussröhre *R*

1) Man müsste im obigen Versuche annehmen, dass der Wasserstaub seine Ladung an grössere Tröpfchen oder die feuchte Innenwand der Glocke abgegeben habe, ohne dabei festgehalten zu werden. Dies ist aber nur unter besonderen Umständen möglich. Wenn zwei Wassermassen zur Berührung kommen, so folgt dem electrischen Contact sogleich Zusammenfliessen (Lord Rayleigh, Roc Roy Soc. 34. p. 145. 1882); nur bei raschem Aneinandervorbeibewegen der Wassermassen kann das Zusammenfliessen unterbleiben (Elster und Geitel, Wied. Ann. 25. p. 129. 1885). Sehr kleine Potentialdifferenzen zwischen den Wassermassen begünstigen das Zusammenfliessen ausserordentlich (Lord Rayleigh, l. c.; Boys, Phil. Mag. (5) 25. p. 417. 1888).

an dem Gasometer (Fig. 1) verbunden zu denken, der Quetschhahn Q_1 ist geschlossen und X bis zur Marke α mit der Flüssigkeit gefüllt, deren Strahl untersucht werden soll. Lässt man nun in das untere Ende von Y , durch W , Wasser aus der Leitung von β_1 bis β_2 einströmen, so wird der Luftinhalt des Rohres bis zu einem bestimmten Drucke, von etwa 3,5 Atm., nach X hinübergepresst. Der Apparat ist damit zum Versuche bereit. Wird Q_1 vom Electrometer aus plötzlich geöffnet, so schiesst der Strahl in die Glocke und seine Wirkung kann beobachtet werden. Das Ausflussrohr stand schief gegen den unteren Theil der Gasometerwand gerichtet (9).

Destillirtes Wasser, Leitungswasser und nahezu gesättigte Kochsalzlösung (22,9 Proc.) werden so vergleichend versucht. Destillirtes Wasser erzeugte *40 mal so hohe* negative Luftpotentiale als Leitungswasser¹⁾, die Kochsalzlösung gab schwache Ladungen mit positivem Zeichen. Folgendes sind die Mittelwerthe der Electrometerangaben:

Tabelle IV.

bei	Luftpotentiale	
	abgelesen	in Volts
Dest. Wasser .	8 Sc. Exner	- 140
Leitungswasser	- 17 Hankel	- 3,4
Kochsalzlösung	+ 7,5 , ,	+ 1,5

Es ist hierzu zu bemerken, dass das Luftpotential während des Ausströmens der Flüssigkeit, das 35 Sec. dauerte, anfangs anstieg, dann gegen Ende wieder etwas abnahm, was leicht erklärlich ist, da der Strahl unter abnehmendem Drucke stand; die Zahlen geben die höchsten Werthe der Potentiale. Bei der Kochsalzlösung waren die Ladungen etwas schwankend, einmal traten gegen Ende des Ausströmens auch geringe negative Werthe auf. Wurde der Tropfer, der gewöhnlich, wie auch die Wanne, Leitungswasser enthielt, ebenfalls mit Kochsalzlösung gespeist, so änderte das nichts.

1) Vgl. hier die Versuche mit der Brause in Heidelberg und Bonn (6, 7).

Durch Luft herabfallendes Wasser wird positiv electrisch.

14. Haben wir bisher festgestellt, dass herabfallendes Wasser negative Electricität in die Luft treibt, so entsteht jetzt die Frage nach dem Verbleib der gleichen Menge der positiven Electricität. Es ist das Nächstliegende, sie im Wasser zu suchen.

Die bisher benutzte, mit der Wasserleitung verbundene Ausflussspitze ist hierzu, etwa in halber Zimmerhöhe, senkrecht nach abwärts weisend befestigt (R , Fig. 3); unter derselben steht, auf Siegellackstiften isolirt, der Blecheimer E , von dem ein Draht zum Electroscop oder Electrometer führt. Der Strahl s ergiesst sich in den Eimer, und es ist die Absicht, in ihm die Ladungen zu sammeln, die das Wasser etwa im Herabströmen erhält. In dieser einfachsten Form wirkte der Apparat aber zugleich als Tropfcollector und wir erhalten auch die Electricitätsmengen gesammelt, die in jedem Tropfen des Strahles durch die Umgebung inducirt werden; dies könnte die gesuchte Wirkung leicht fälschen. Es wurden deshalb die obersten 60 cm des Strahles, innerhalb deren er zerfiel, mit einem Messingrohre C umgeben, dessen Durchmesser sich von oben nach unten von 23 mm auf 45 mm erweiterte, sodass der Strahl überall sicher frei hindurchfallen konnte. Das Potential dieses Rohres konnte — durch Abzweigung vom Stromkreise eines Daniell-Elementes — so eingestellt werden, dass dem auffangenden Eimer durch ganz schwache, tropfende Strahlen schwache *negative* Ladungen zugeführt werden, das heisst so, dass jeder Tropfen des Strahles negative Ladung aus dem Röhre mit sich bringt. Es wurde gerade diese Einstellung gewählt, damit *positive* Ladung des Eimers niemals der Influenzwirkung zugeschrieben werden könne.¹⁾ Das Rohr soll Compensationsrohr heissen. Fügen wir noch hinzu, dass das gläserne Ausflusrohr R bis zur Mündung mit zur Erde geleitetem Stanniol umwickelt ist und dass der Eimer mit einem Stück Pappe p bedeckt ist, in dessen Mitte ein Loch den Strahl frei eintreten lässt, so ist die Versuchsanordnung vollständig beschrieben. Zum Beweise ihrer Unempfindlichkeit

1) Wurde das Rohr einfach zur Erde geleitet, so ergaben sich stets nur positive Ladungen im Eimer.

gegen äussere Störungen kann es dienen, dass eine in der Nähe des Strahles befestigte, geriebene Siegellackstange ohne wesentlichen Einfluss auf den Gang des Electrometers war. Wir können nun eine Reihe einfacher Versuche anstellen.

15. Zunächst überzeugen wir uns davon, dass kräftige Strahlen in der That *positive* Ladungen im Eimer ansammeln. Er sei — zu einem ausführlichen Versuche — etwa 80 cm unter der Mündung des Compensationsrohres aufgestellt und wir öffnen den Hahn der Wasserleitung vorerst nur soweit, dass ein ganz schwacher Strahl entsteht. Wie es nach Obigem sein soll, geht dann das Electrometer langsam nach der negativen Seite. Gehen wir nun stufenweise zu stärkeren und stärkeren Strahlen, so finden wir, dass die negativen Ausschläge verschwinden, dass positive entstehen, dass diese rascher und rascher anwachsen und dass schliesslich bei vollem Strahl das Electroskop — welches an Stelle des Electrometers treten musste — in kurzer Zeit bis zum Anschlagen der Blätter mit positiver Ladung divergiert. Vermindern wir die Stärke des Strahles wieder, so wiederholt sich alles in umgekehrter Reihenfolge, nur eins hat sich geändert. Bei einem gewissen, ziemlich schwachen Strahle finden wir nämlich zu Anfang des Versuches das Electrometer nahezu in Ruhe bleiben, zu Ende aber ziemlich grosse positive Ablenkungen ergeben. Dieser eine, besondere Strahl hat aber zugleich die Eigenthümlichkeit, continuirlich aus dem Compensationsrohre auszutreten und sich erst 10 oder 12 cm tiefer in Tropfen aufzulösen; er muss also die Electricität der Umgebung angezeigt haben, und den positiven Ablenkungen zufolge ist sie nach dem längeren Laufen der starken Strahlen negativ geworden. Nehmen wir hinzu, dass diese Ablenkungen nach kurzem Lüften des Zimmers wieder verschwinden, so haben wir die früher studirte negative Luftelectricität hier wiedergefunden.

Gegen den Schluss, dass das Wasser der starken Strahlen, mit negativer Ladung aus dem Compensationsrohre austretend, erst im weiteren Herabfallen positiv electricisch werde, muss allerdings noch der Verdacht bestehen, dass vielleicht die positiven Ladungen sich schon durch Reibung des Wassers aus der Ausflussspitze entwickelt hätten. Die weiteren Versuche werden ihn indessen bald beseitigen.

16. Es war bisher für nahezu constanten, mittleren Wasserstand im auffangenden Eimer gesorgt worden. Lassen wir diese Vorsicht ausser Acht, so bemerken wir, dass die Wasserothe von Einfluss auf die Stärke der Ladungen ist. Ist z. B. der Eimer anfangs ganz leer und fällt der volle Strahl hinein, so wächst der positive Ausschlag erst sehr rasch an, bald aber gerät er ins Stocken in dem Maasse, als sich der Boden des Eimers mehr und mehr mit Wasser bedeckt. Wir werden so darauf geführt, zunächst den Einfluss der Tiefe der Wasserschicht zu untersuchen, auf die der Strahl fällt. Um dieselbe constant halten und stufenweise verändern zu können, wurde dem Auffangegefasse die Form gegeben, welche Fig. 4 zeigt. Die Wanne *WW* ruht auf Siegellackstützen und in der Mitte derselben ist ein 40 cm hoher cylindrischer Behälter *B* aufgestellt, in welchen von oben ein etwas engerer Stutzen *St* (ebenfalls aus Zinkblech) eingeschoben ist. Der Stutzen wird von drei Haken *h* gehalten und schliesst nicht dicht an den Behälter, sodass sich der letztere nicht über das Niveau *nn* füllen kann, sondern das überschüssige Wasser über seinen Rand in die Wanne abfliesst, die auch oben etwa herauspritzendes Wasser zum grösseren Theile auffängt. Die Tiefe der Wasserschicht in *B* wird durch die horizontale Zinkblechscheibe *bb* begrenzt, die an drei Drähten in beliebige Tiefe unter *nn* aufgehängt werden kann.

Betrug die Länge des Strahles von der Ausflussöffnung bis zum Niveau *n* 107 cm, so wurden bei verschiedenen Wassertiefen *nb* (Fig. 4) innerhalb einer Minute die folgenden Potentiale (Mittelwerthe) am Electrometer erhalten.

Tabelle V.

Wassertiefe	0	2	4	7	10	15	20	30	40 cm	Volts
In 1 Min. entst. Ladung	$+99$	$+48$	$+26$	$+14,2$	$+9,9$	$+6,1$	$+5,3$	$+6,4$	$+7,3$	Min.

Je tiefer also das Wasser, desto geringer die Wirkung — aber nur bis zu einer Tiefe von etwa 20 cm; von da ab steigt sie wieder etwas an. Es ist dies dieselbe Tiefe, bis zu welcher Luftblasen vom Strahle unter die Wasseroberfläche getrieben wurden. Wir können daher das Resultat auch so aussprechen: Dass *umsoweniger Electricität gewonnen wird, je tiefer der Strahl*

Luft unter das Wasser hinabtreibt. In dieser Form erinnert es sofort an den Heidelberger Versuch (6) mit der Brause, die nur wenig Luft und nur einige Centimeter tief hinabführte und gut wirkte, während der Strahl, solange er Luft bis auf den Boden der Wanne treiben konnte, unwirksam erschien. Wir kommen später auf dies Resultat zurück.

17. Eine weitere interessante Versuchsreihe erhalten wir durch Variiren der Höhe, in der der Eimer (Fig. 3) aufgestellt ist, also der Länge des Strahles, während seine Stärke und die Wassertiefe constant bleiben. Wir bemerken, dass sich umsoweniger positive Electricität im Eimer sammelt, je höher er aufgestellt wird. Dicht unter dem Compensationsrohre können wir sogar bei vollem Strahle negative Ladungen erhalten, während derselbe Strahl, tiefer unten aufgefangen, die bisher beobachteten positiven Ladungen ergibt.

Es ist dies ein deutlicher Beweis dafür, dass die Tropfen auch der starken Strahlen mit negativer Ladung aus dem Compensationsrohre kommen und *dass sich die positive Electricität erst im weiteren Herabfallen* irgendwo auf dem Wege vom Compensationsrohr bis in den Eimer *entwickelt*. Schon die Abhängigkeit der gesammelten Ladungen von der Wassertiefe spricht hierfür.

In der folgenden Tabelle ist der Versuch mit variirter Strahlänge bei drei verschiedenen Wassertiefen durchgeführt (Col. 2, 3, 4).

Tabelle VI.

Länge des Strahls	In 1 Min. entwickelte Ladungen bei einer Wassertiefe von		
	10 cm	5 cm	0 cm
cm	Volts Min.	Volts Min.	Volts Min.
100	- 44	- 36	+ 28
120	- 30,5	- 23	+ 45
140	- 12	0	+ 59
160	+ .2	+ 16,7	+ 86
180	+ 6,7	+ 29	+ 87
200	+ 9,8	+ 33	+ 100
220	+ 21	+ 32	+ 114
240	+ 26	+ 41	+ 143

Das Auffanggefäß war diesmal, statt des Eimers, der unbedeckte Zinkbehälter *B* aus dem Apparate Fig. 6. Für

Spalte 2 der Tabelle war vor jedem Versuche schon eine 10 cm hohe Wasserschicht in dem Behälter; für Spalte 3 war die horizontale Zinkscheibe b 30 cm tief in demselben aufgehängt und auf diese eine grosse, flache, 5 cm tiefe Glasschale, gefüllt mit Wasser, gestellt; für Spalte 4 endlich fiel der Strahl auf die blosse Zinkscheibe, die sich stets gut benetzt hielt. Das Wasser sammelte sich in den beiden letzten Fällen unterhalb dsr Zinkscheibe im Behälter.

Man sieht aus der Tabelle erstens — wenn man sie spaltenweise überblickt —, dass der Behälter unter allen Umständen durch längere Strahlen positiver electricisch wird als durch kürzere, und zweitens findet man — beim Betrachten einzelner Zeilen — das frühere Resultat, dass umso mehr positive Electricität gewonnen wird, je seichter das Wasser, in das der Strahl fällt, bei allen Strahllängen wieder.

18. Vergleicht man die an der positiven Electricität des Wassers gemachten Beobachtungen (15, 16, 17) mit den über die negative der Luft erhaltenen (6, 8, 9), so findet man vollkommene Uebereinstimmung insofern, als alle Umstände, welche die eine stärker oder schwächer erscheinen liessen, bei der anderen dasselbe bewirkten: Nur starke Wasserstrahlen electricirten die Luft stark negativ und nur das Wasser solcher Strahlen wurde stark positiv electricisch; je weniger tief die Strahlen Luft unter das Wasser trieben, bez. je seichter das Wasser, in das sie fielen, je länger die Strahlen selbst, um so stärker die negative Electricität der Luft, die positive des Wassers. Es kann daher kaum mehr bezweifelt werden, dass die der negativen Luftelectricität an Quantität gleiche positive sich am Wasser befindet.

Wasserstaub und Luft sind entgegengesetzt electricisch.

19. Bei den zuletzt beschriebenen Versuchen (16, 17) entwich aus dem Auffangegefasse ausser einem fühlbaren Luftstrom stets mehr oder weniger Wasserstaub. Ist es, wie früher (12) vermutet, die *Luft*, welche die negative Electricität fortführt, so muss der Wasserstaub, der sich unter ihrer Influenz ablöste, *positiv* electricisch sein, sein Entweichen also nur Verlust an gesammelter Ladung bedeuten.

Um dies zu prüfen, könnte man versuchen, ob bei be-

decktem Gefässen (vgl. Fig. 3) mehr positive Electricität erhalten wird, als bei offenem. Es würde aber dabei mit dem Wasserstaube auch die Luft am Austritte gehindert werden und in der That verringert Bedecken die Ladungen.

Um den Versuch in entscheidender Weise auszuführen, müsste man im Stande sein, Luft und Wasserstaub auf gesonderten Wegen aus dem Auffangegefäß herauszuleiten, um dann entweder nur die erstere oder nur den letzteren nach Belieben zurückzuhalten.

Dies gelingt bis zu einem gewissen Grade mit folgender Vorrichtung (Fig. 5). In der isolirt aufgestellten Wanne *W* steht auf drei leitenden Unterlagen der hohe und weite, oben und unten offene Blechcylinder *C*. In der Axe desselben kann in beliebiger Höhe das horizontale Messingscheibchen *s*, von 1 cm Durchmesser, an drei Drähten aufgehängt werden. Oben auf dem Cylinder ruht, von drei Stützen getragen, die Blechplatte *PP* mit centraler Oeffnung für den Eintritt des Strahles; in einer Höhe von 107 cm über derselben befindet sich die Ausflussspitze, an die sich das Compensationsrohr anschliesst. Der Strahl *S* trifft auf das Scheibchen *s* und breitet sich dort zu einer feinen, spiegelnden Wasserlamelle aus, die dann ihrerseits radial in feinste Tröpfchen zerfahrt. Nur wenig Wasser tropft von *s* ab, weitaus das meiste fliegt als Staub rings auseinander und wird (bei der gezeichneten Stellung des Scheibchens) grösstentheils von der Wand des Cylinders aufgefangen, längs welcher es dann in die Wanne hinabrieselt; ein kleiner Theil entweicht unter *P* aus dem Apparate. Indem wir das Scheibchen tiefer oder höher im Cylinder befestigen, haben wir es in der Gewalt, kleinere oder grössere Mengen von Wasserstaub austreten zu lassen. Unberührt davon nimmt die Luft einen anderen Weg durch den Apparat. Starke Wasserstrahlen treiben stets einen sehr fühlbaren Luftstrom mit sich¹⁾; derselbe tritt hier mit dem Strahl durch die obere Oeffnung ein, setzt seinen Weg über *s* hinaus nach abwärts fort und bläst schliesslich zwischen Cylinder und Wanne hinaus, wie es die Pfeile der Figur andeuten. Unter der Platte *P*

1) Blässt man z. B. Rauch oben gegen die Ausflussspitze, so führt ihn der Strahl sogleich hinab, sodass es aussieht als fiele er mitten in einer Rauchsäule.

tritt keine Luft aus, es wird dort im Gegentheil Luft hereingesogen. Der Luftstrom führt nur wenig Wasserstaub mit sich aus dem Apparate heraus, nur im Sonnenlicht bemerkt man, dass er feinste Tröpfchen enthält, deren Menge aber gegen die, welche man unter P austreten lassen kann, gänzlich verschwindet. Die Stärke des Luftdurchzuges kann nun leicht mit dem Wasserniveau der Wanne variiert werden; steigt dieses bis an den Cylinderrand oder darüber, so ist die Ventilation des Apparates darauf beschränkt, dass die oben hineingetriebene Luft oben auch wieder herausblasen muss.

20. Mit dieser Vorrichtung zeigt sich nun, dass 1. vermehrter Austritt von Wasserstaub die gesammelten Ladungen vermindert, 2. verstärkter Luftdurchzug dieselben vermehrt. Beides ist in vollkommener Uebereinstimmung damit, dass die negative Ladung in der Luft selbst enthalten ist.

Die beiden folgenden Tabellen enthalten die genauen Daten von je einem der Versuche, aus denen diese beiden Resultate hergeleitet sind.

Tabelle VII.
Versuch mit variirtem Wasserstaubaustritt.

Abstand des Scheibchens s. v. ob. Ende d. Cylinders cm	In 1 Min. gesammelte Ladung Volts Min.	
17	+ 158	wenig feiner Sprühregen unter P austretend
11	+ 140	mehr feiner Sprühregen unter P austretend (vgl. hier die Figur)
7	+ 123	sehr viel feiner Sprühregen unter P austretend
1	+ 90	die Hälfte des Wassers tritt aus; Ueberschwemmungsring.

Wurde das Messingscheibchen mit Leinen überzogen oder durch ein Stückchen Marmor oder eine grössere Scheibe aus Zinkblech ersetzt, so blieb der Erfolg im Wesentlichen derselbe. Ersetzen der Platte P durch ein weitmaschiges Drahtgitter, sodass noch mehr Wasser austreten konnte, verringerte die Ladungen noch mehr. Der Wasserstand in der Wanne war bisher stets auf einer nahezu constanten Höhe, 6 cm unter dem Cylinderrande erhalten.

Tabelle VIII.
Versuch mit variirtem Luftaustritt.

Abstand d. Wasserfläche vom unteren Cylinderrand	In 1 Min. gesammelte Ladung	
cm	Volts Min.	
Cylinder-Rand über Wasser	4,3 2,8 1,5 0,5	+ 57 + 53 + 46 + 41
Wasser unter	1,5 3,5	+ 34 + 34

Die Luft bläst unten schwächer und schwächer heraus

Die Luft kann nur am Rande der oberen Oeffnung und durch die Fugen unter P herausblasen

Der Strahl fiel in diesem Versuche auf eine Messingscheibe von 6,5 cm Durchmesser, die 57 cm unter dem oberen Cylinder-rande befestigt war, ausserdem war die Platte P , statt auf die drei Stützen, unmittelbar auf den Cylinder aufgelegt, beides um die austretende Luft möglichst frei von Wasserstaub zu erhalten. Auch ohne diese Abänderungen war indessen der Gang der Erscheinung derselbe wie in der Tabelle. Wurde jetzt die Platte P entfernt oder durch das weitmaschige Drahtgitter ersetzt, was nur wenig Herausspritzen zur Folge hatte — da jetzt die Scheibe so tief unten angebracht ist — aber der Luft einen viel weiteren Weg eröffnete, so vergrösserten sich die Ladungen bedeutend; Änderung des Wasserstandes in der Wanne hatte dabei noch immer denselben Erfolg, wie in der Tabelle.

21. Die negative Electricität der Luft und die positive des Wasserstaubes liessen sich übrigens auch direct nachweisen. Ein Tropfcollector, in der Nähe des nun zur Erde geleiteten Apparates aufgestellt, zeigt negative Electricität an, wenn nicht viel Wasser herausspritzt. Wird rings um den Cylinder, in der Höhe h , Fig. 5, ein grosses Tuch ausgespannt, so nimmt der Tropfer oberhalb desselben keine negative Ladung mehr an; er sammelt dagegen kleine positive Ladungen, sobald man viel Wasserstaub oben austreten lässt. Ersetzt man den Tropfer durch ein isolirtes, unten zur Rinne umgebogenes Stück Blech, β Fig. 5, das einen Theil des Sprühregens auffängt, so nimmt es positive Ladung an.

Alle Versuche stimmen also darin überein, dass an Wasserfällen und Strahlen eine *Scheidung der Electricitäten zwischen Wasser und Luft* vor sich gehe. Es bleibt die Frage, wo sie stattfindet; wir haben gewissermaassen an unserer Electrisirmaschine noch den Sitz des Reibzeuges aufzusuchen.

Isolirte Strahlen; einzeln fallende Tropfen.

22. Um hierzu die Erscheinung in recht klarer Form zu erhalten, wurde von jetzt ab Anwendung gemacht von einem sehr einfachen Versuchsprinzip, darin bestehend, dass der zu untersuchende Strahl aus einem isolirten Reservoir austritt und in einem ebenfalls isolirten Gefäss aufgefangen wird, welches mit dem Reservoir leitend verbunden ist.

Fig. 6 zeigt die wesentlichen Bestandtheile eines nach diesem Prinzip construirten Apparates: das Reservoir *X* aus welchem der Strahl *s* ausfliesst, das Auffanggefäß *B* und den verbindenden Draht *d*. Es befindet sich hier gleichsam ein Wasserfall in allen seinen Theilen auf dem Isolirschemel; alles Feste und Flüssige wird zusammengehalten, nur die Luft strömt frei zu und ab.

In anderer Weise betrachtet, kann unsere Vorrichtung als ein Thomson'scher Wassertropfer aufgefasst werden, bei dem die abtropfende Influenzelectricität erster Art und die gesammelte zweiter Art durch den verbindenden Draht immer wieder neutralisiert werden. Nach Bekanntem schliessend, würde man dann erwarten, dass beim Ablaufen des Wassers keinerlei Electricitätsentwicklung bemerkbar wird, oder, sieht man etwas Wasser verspritzen, dass der Apparat schwach negativ electrisch würde, wie alle von Wasser geriebenen Körper (Eis ausgenommen) oder endlich, dass er infolge Spritzens die der Umgebung gleiche Electricität annehmen wird. Ganz das Gegentheil von alledem zeigten sämmtliche noch zu beschreibende Versuche: Der Apparat wird electrisch, und zwar *positiv* und er selbst ladet die Luft der Umgebung mit der *entgegengesetzten* Electricität.

Der erste Apparat dieser Art unterschied sich von Fig. 6 nur dadurch, das als Reservoir das Glasrohr *X*, Fig. 2, verwandt war. Dasselbe war jetzt mit Stanniol bekleidet und ruhte auf Siegellackstützen; an seinem tieferen Ende, bei *r*,

trug es eine nach abwärts gerichtete gläserne Ausflussspitze. Etwa 1 m unter derselben stand das Auffangegefäß mit der Zinkscheibe (B, Fig. 6), ein Draht verband es mit der Stanniolbekleidung des Rohres und mit dem Exner'schen Electro-
skope. Es sei das Rohr X mit destillirtem Wasser beschickt, die Luft darüber comprimirt (13), Q_2 geschlossen und der Schlauch s von Y abgenommen.

Lassen wir nun den Strahl durch Oeffnen von Q_1 los, so entsteht langsam eine Divergenz am Electro-
skope und wenn nach 30 Sec. die etwa 1 l betragende Füllung abgeflossen ist, hat sie den ganz bedeutenden Betrag von 220 Volt erreicht; das Zeichen ist positiv.¹⁾

Ein neben dem Apparate aufgestellter Tropfcollector, vor dem Versuche am Hankel'schen Electrometer nur kleine Ablenkungen von wechselndem Zeichen gebend, zeigt nachher starke negative Luftelectricität an. Wird während des Versuches Luft von der Mündung des strahlaufliegenden Behälters gegen den Tropfer geblasen, so erhält dessen negative Ladung einen raschen Zuwachs; ein kleiner Centrifugalventilator, dessen Luftstrom an sich unelectrisch gefunden wurde, war hierzu sehr brauchbar.

Umgekehrt finden wir auch, dass solches Ventiliren die positive Electricität des Strahlapparates bedeutend — bis aufs Doppelte, 400 Volt — verstärkt. Es erinnert dies an den früheren Versuch (20, Tab. VIII), wo die ventilirende Wirkung des Strahles selbst eine solche Verstärkung bewirkte. Offenbar wird durch das Ventiliren eine vollständigere Trennung der negativ electrischen Luft vom positiv electrischen Wasser bewirkt.

23. Es war zunächst von Interesse, diejenigen Flüssigkeiten vergleichend zu versuchen, an denen früher (18) die

1) Der Versuch gelang auch sehr gut mit einem kleinen messingernen Heronsball an Stelle des Glasrohres, sein inneres Rohr war entfernt, die Ausflussspitze nach unten gerichtet; ein gewöhnliches Aluminiumblatt-Electroskop wurde zu stärkster Divergenz geladen. Die Blechscheibe darf bei diesen Versuchen weder zu hoch (Spritzverlust), noch zu tief (erschwerter Luftaustritt) im Gefäss aufgehängt sein (10 bis 20 cm, je nach der Weite) und soll seinen ganzen Querschnitt ausfüllen (damit die Luft sich nicht nach unten verirrt).

Ladungen der Luft beobachtet wurden und sich ergeben hatten (Tab. IV.):

(Ladungen der Luft.)			
bei	dest. Wasser, Leitungswasser, conc. NaCl-Lös.		
im Verhältniss stehend wie	- 140	:	- 3,4 : + 1,5

Wurde das Glasrohr successive mit diesen drei Flüssigkeiten beschickt und der Versuch jedesmal angestellt, a) beim Auffallen des Strahles auf die stets gut benetzende Zinkscheibe, b) wenn auf derselben die flache Glasschale von 5 cm Tiefe (17) gefüllt mit der betreffenden Flüssigkeit, stand, so ergaben sich die Endpotentiale (Mittelwerthe):

Tabelle IX.

(Ladungen der Flüssigkeiten.)

bei	dest. Wasser, Leitungsw., conc. NaCl-Lös.		
Tiefe der Flüssigkeitsschicht	a) 0 cm	+ 223	+ 35 - 6 Volt
	b) 5 „	+ 55	+ 9,5 - 8,5 „

Die *Ladungen aller drei Flüssigkeiten* sind also *der der Luft an Zeichen entgegengesetzt und an Grösse entsprechend*. Ausserdem bemerkt man in der Tab. IX wieder die Verringerung der Wirkung beim Auffallen auf eine Flüssigkeitsschicht, in welche Luft hinabgetrieben wird (6, 16, 17). Eine Ausnahme scheint hierbei die Kochsalzlösung zu machen, die indessen, ganz wie bei den Gasometerversuchen (13), überhaupt sehr schwankende Zahlen ergab.

24. Das gläserne Reservoir wurde nun durch den eisernen Cylinder *X*, Fig. 6, ersetzt, der den grossen Vortheil hatte, lang anhaltende, fast gleichmässig starke Strahlen zu geben. Er hängt an Seidenschnüren *f* und ist mit Manometer *m* und Wasserstandsrohr *w* versehen. Die Verbindungsstücke *r* und *s* mit den Hähnen *Q₁* und *Q₂* entsprechen den gleichbezeichneten Theilen der Fig. 2 und bedürfen daher keiner Erläuterung. Ein zweiter eiserner Cylinder trat an Stelle des Glasrohres *Y* zum raschen Comprimiren der Luft.

Die positiven Ladungen, die sich beim Fortlaufen des Strahles in diesem Apparate sammelten, steigerten sich so weit, dass man millimeterlange Fünkchen aus ihm ziehen konnte. War er mit destillirtem Wasser beschickt¹⁾ und floss dieses

1) Es war eine grosse Flasche mit abgesprengtem Boden in den Cylinder gesetzt worden, um das Wasser vor Verunreinigung zu schützen.

unter einem Drucke von 3 Atm. durch eine gläserne oder messingene Ausflussspitze R von 0,98 mm Weite aus, so stieg die Spannung innerhalb 1 Min. um 390 Volt, und wenn dabei die Mündung des Auffangegefäßes mit dem Munde beblasen wurde, um 600 Volt¹); sie wuchs aber nie weit über 4000 Volt hinaus (nach geaichtem Stanniolblattelektroskop und in Ueber-einstimmung mit obiger Funkenlänge). Man muss annehmen, dass bei dieser Spammung die Electricitätsverluste durch Ausströmen an Ecken und Kanten und durch Verspritzen des Wassers sehr rasch zu überwiegen begannen, denn auch mit Leitungswasser wurde diese Grenze, wenn auch langsamer, erreicht. Die Verluste durch Spritzen waren hierbei stets durch Bedecken des Auffangegefäßes mit einem Drahtgitter, mit centraler Oeffnung für den Strahl, gemindert worden; die Zinkscheibe befand sich 10 cm tief unter dem oberen Rande im Gefäß.

Je weitere Ausflussöffnungen gewählt wurden, desto weniger Electricität entwickelte sich bei gleichem Wasserverbrauche:

Tabelle X.

Weite der Ausflussöffnung	Spannung nach Ablaufen von 10 l Leitungswasser
mm	Volts
0,8	4000
1,7	2500
3,0	1800

Alle Strahlen waren schon im obersten Drittel ihrer Länge in Tropfen zerfallen. War statt einer einfachen Ausflussspitze eine dreifache angebracht, sodass drei Strahlen zugleich liefen, so wurden dieselben Spannungen etwa dreimal so rasch erreicht. Eine Brause mit vielen Oeffnungen gab keine guten Resultate; es war schwer, das Zusammentreffen mehrerer Strahlen dauernd zu vermeiden, was viel Electricitätsverlust durch Verspritzen zur Folge hatte.

1) Dieses Resultat wird später benutzt werden (Tab. XVI). Capacität des Apparates Fig. 6 = $0,78 \cdot 10^{-10}$ Farad (durch electrostatische Vergleichung mit sorgfältig geaichtem Luftcondensator bestimmt). Mittlerer Durchmesser der Tropfen des Strahles, bei Funkenbeleuchtung gemessen, = 2 mm; es flossen 0,95 l Wasser in der Minute ab; Länge des Strahles = 120 cm.

25. Die Wirkung blieb auch dann nicht aus, wenn statt der Strahlen ihre Elemente, einzelne fallende Tropfen, versucht wurden.

Aus einer isolirt aufgestellten, unten tubulirten Flasche mit geeignetem Ausflussrohr fielen regelmässige Tropfen destillirten Wassers 3 m tief in den Behälter *B*, Fig. 6, hinab; das Wasser der Flasche war wieder leitend mit dem Behälter verbunden. Während des Tropfens zeigt sich am Quadrant-electrometer (100 Sc. = 1 Volt), das jetzt an Stelle des Electroskopes treten musste, ein langsamer Gang nach der positiven Seite. Es fielen zwei Tropfen in der Secunde, ihr Durchmesser betrug 4,4 mm.

26. Diese einzeln fallenden Tropfen treiben, im Gegensatz zu den Strahlen, keine Luft unter Wasser; es war daher von besonderem Interesse, ihre Wirkung beim Auffallen auf Wasser und benetztes Zinkblech zu vergleichen. Die 5 cm tiefe grosse Glasschale voll destillirten Wassers wurde daher abwechselnd auf die Zinkscheibe des Auffangegefäßes gestellt und wieder weggenommen und jedesmal von 15 zu 15 Sec. Electrometerablesungen notirt. Eine sichere Verschiedenheit der Wirkung war nicht festzustellen, sie schwankte in beiden Fällen um 0,5 Volt/Min. herum. Wassertropfen entwickeln also gleichviel Electricität, ob sie auf Wasser oder auf benetztes Zinkblech fallen.

Dass bei dichten Reihen von Tropfen — den Strahlen — viel weniger Electricität gewonnen wird, wenn sie auf Wasser fallen (16, 17, 23), und zwar um so weniger, je tiefer sie Luft hinabführen konnten, wird daher nicht verringter Entwicklung von Electricität, sondern nur dem Verluste an schon entwickelter Ladung zuzuschreiben sein, der beim Mischen der — electricischen Luft mit dem + electricischen Wasser eintritt und der in der That um so grösser sein muss, je tiefer die Luft hinabgetrieben wird, je länger sie im Wasser verweilt.¹⁾

1) Ein Versuch, Luft durch ein isolirendes Rohr unter das Wasser eines isolirten Behälters zu treiben, sodass sie in Blasen aufstieg, gab keine electriche Wirkung. Dass die Wirkung der Strahlen in Tab. V sich wieder etwas vergrösserte, wenn die Wassertiefe grösser wurde als die grösste, zu welcher noch Luft hinabstieg, kann dadurch erklärt werden, dass sich dann die kreisenden Bewegungen des Wassers in verticalen Bahnen besser ausbilden konnten, wodurch die Luftblasen wieder rascher an die Oberfläche gelangen.

27. Wie bei den Strahlen (22) erhöht auch bei den Tropfen Ventiliren des Auffangegefäßes die Wirkung ungefähr auf das Doppelte, 1,0 Volt/Min.¹⁾

Nach Unterbrechen des Tropfens (ohne vorhergehendes Ventiliren) machte sich das allmähliche Fortströmen der negativ electricischen Luft aus dem Auffangegefäß und seiner Umgebung dadurch bemerkbar, dass der positive Gang des Electrometers noch etwa 2 Min. lang in abnehmender Stärke anhielt. Diese Nachwirkung hörte sogleich auf, wenn das Auffangegefäß vom übrigen Apparate losgeschaltet wurde.

28. Je grösser die Fallhöhe der Tropfen war, um so stärker die Wirkung:

Tabelle XI.

Fallhöhe m	Endgeschwindigkeit der Tropfen ²⁾		Wirkung Volts Min.
	m. Sec.	m. Sec.	
1	4,2	0,23	
2	5,8	0,60	
3	6,8	0,79	

Tropfendurchmesser bisher stets 4,4 mm; sie fallen immer zu zweien in der Secunde.

Mit zunehmender Tropfengrösse nahm die Wirkung ebenfalls zu:

Tabelle XII.

Tropfen- gewicht g	daraus Durchm. d. Trpf. mm	Fallhöhe m	Wirkung Volts Min.
0,0069	2,36	3,0	0,056
0,0182	3,26	2,6	0,30
0,0439	4,40	2,4	0,53
0,0814	5,38	2,3	0,57

Die Fallhöhen (Col. 3) waren hierbei nicht gleich, sondern so gewählt, dass alle Tropfen mit der gleichen Endgeschwindigkeit, 6,2 m/Sec., unten ankamen. Bei gleicher Fallhöhe

1) Später benutzt in Tab. XVI; Capac. des App. = $1,07 \cdot 10^{-10}$ Farad.

2) Für die Berechnung der Tropfengeschwindigkeiten mit Berücksichtigung des Luftwiderstandes vgl. Lenard, Wied. Ann. 30. p. 224. 1887.

war die Wirkung der grossen Tropfen, wie zu erwarten, nur um so mehr eine grössere.

Die Electricitäten trennen sich beim Auffallen des Wassers.

29. Es wurde nun versucht, die Tropfen in einem anderen (gleichfalls aus Zinkblech gefertigten) Gefässen aufzufangen, dessen Mündung oben so eng war, dass sie nur eben sicher hineinfallen konnten. Mit diesem Gefässen wurden fast gar keine Ladungen erhalten ($< 0,01$ Volt/Min.). Offenbar blieb die gesammte negativ electriche Luft darin zurückgehalten und hob die positive Electricität des Wassers auf. Haben nun die Tropfen die Luft im Herabfallen electrisirt und ins Gefäss mitgeführt, oder ist sie erst dort, beim Auffallen der Tropfen, electricisch geworden? Entziehen wir den Tropfen die mitgeführte Luft vor dem Eintritte ins Gefäss, indem wir den kräftigen, $4 \times 4 \text{ cm}^2$ breiten Luftstrom des Ventilators, dicht über der Mündung des Gefässes, quer durch ihre Bahn blasen lassen. Es zeigt sich nicht die geringste Verstärkung der Wirkung: Die Luft wird also beim Auffallen des Wassers — sei es auf Wasser oder auf benetztes Zinkblech — electricisch. Hiermit in Uebereinstimmung ist die Beobachtung, dass die Luftelelectricität vom Fusse der Wasserfälle ausgeht (4).

30. Auch bei starken Strahlen gab Abventiliren der Luft vom fallenden Wasser keine Verstärkung der Wirkung. Der Ventilator war hierzu am Auffangegefäß des Apparates Fig. 6 so aufgestellt, dass sein Luftstrom dicht über dessen Mündung quer durch den Strahl blies. Das Gefäss war mit einem Stück Blech bedeckt, das den Strahl durch eine Oeffnung in seiner Mitte frei eintreten liess, den Luftstrom des Ventilators aber vom Inneren abhielt; derselbe lenkte den Strahl nur wenig ab. Es ergab sich (mit Leitungswasser):

Tabelle XIII.

	Electricitätsentwickelung beim Auffallen des Strahles	
	auf die Zinkscheibe	auf 25 m tiefes Wasser
Ohne Ventilation Luft vom Strahle abventilirt	Volts Min. + 77,4 + 42,4	Volts Min. + 26,7 + 20,3

Die Ladungen waren also in diesem Falle durch das Ventiliren sogar verringert, wohl deshalb, weil dabei dem Strahle sein eigener Luftstrom entzogen und zur Seite weggeblasen wurde, während er „ohne Ventilation“ mit ihm ins Gefäss eintrat und *dieses* ventilierte.

31. Eine andere hierher gehörige Beobachtung wurde gelegentlich der Versuche mit dem gläsernen Strahlapparate (22) gemacht. Es ergab ein Strahl destillirten Wassers sehr verschiedene Wirksamkeit, wenn er einmal auf destillirtes Wasser, das andere mal auf conc. Kochsalzlösung fiel. Wären Strahl und Luftstrom schon im Hinabfallen electricisch geworden, so wäre es schwer einzusehen, wie die Natur der unten befindlichen Flüssigkeit von so grossem Einfluss sein könnte. Es war die Electricitätsentwicklung:

Tabelle XIV.

1. Beim Auffallen v. dest. Wasser auf dest. Wasser	+ 55 Volts
2. " " " " " conc. NaCl-Lösg.	+ 9 bis + 26 "
3. " " " conc. NaCl-Lösg. auf conc. NaCl-Lösg.	- 8,5 "

Die Wirkung im Falle 2 liegt also etwa in der Mitte zwischen den beiden in 1 und 3, sodass *beide* im Auffallen zusammen treffende Flüssigkeiten ungefähr gleichen Anteil an derselben haben.¹⁾

Zerlegen wir den Vorgang beim Auffallen eines Tropfens auf eine andere Flüssigkeit — der hier nur soweit in Betracht kommt, als er an den Grenzflächen gegen Luft abläuft — in zwei Theile.²⁾ Der erste Theil sei vom ersten Contact bis zum gänzlichen Untertauchen des Tropfens gerechnet, er betrifft die Oberflächen *beider* Flüssigkeiten; der zweite Theil umfasst dann die nachfolgenden Deformationen der getroffenen

1) Die unten befindliche NaCl-Lösung ist zwar im Falle 2 durch den Wasserstrahl verdünnt worden, doch werden spätere Versuche zeigen (Tab. XVII), dass die Wirkung bis aufs tausendfache verdünnter NaCl-Lösung stets negativ bleibt und nicht zwischen der von concentrirter und Wasser liegt.

2) Vgl. die schönen Abbildungen Worthingtons, Proc. Roy. Soc. 34. p. 219 ff. 1882, welche zeigen, dass der auffallende Tropfen untertaucht, ohne zu zersprühen. Der untergetauchte Tropfen kommt im Falle eines Strahles nicht mehr an die Oberfläche, daran verhindert ihn der nächstfolgende Tropfen, der lange vorher auf dieselbe Stelle fällt.

Oberfläche und geht nur diese allein an. Würde die Electricitätsentwickelung im zweiten Theile stattfinden, so müsste sie unabhängig sein von der Natur der auftreffenden Flüssigkeit, abhängig allein von der der getroffenen. Dem widerspricht der obige Versuch; die Scheidung der Electricitäten erfolgt also, der Hauptsache nach wenigstens, *beim ersten Auftreffen der Tropfen auf die Flüssigkeitsoberfläche*. Die Luft — zwischen den in Contact kommenden Oberflächen hinweggetrieben — nimmt die Electricität der einen Art mit sich fort, während die entgegengesetzte an den Flüssigkeiten verbleibt.

32. Es wurde nun die Electricitätsentwickelung beim Auffallen von (Leitungs-)Wasser auf verschiedene feste Körper vergleichend untersucht, indem dieselben in Plattenform auf die Zinkscheibe im Behälter *B* des Apparates Fig. 6 successive aufgelegt wurden. Das Ergebniss lässt sich folgendermaassen zusammenfassen: Gleich starke Wirkungen ergaben alle vollkommen benetzbarer Substanzen: Tannenholz, Eichenholz, Marmor (glatt und rauh), Leim, Kupfer, Platin und die blosse Zinkscheibe; ebenso auch die weniger gut benetzbarer (nach abnehmender Benetzung geordnet): Kautschuk, Glas, Leder, Zinn, Siegellack, Hartgummi. Ganz anders verhielten sich nur Wachs, Paraffin und Schellack, von deren unbenetzbarer Oberfläche das auffallende Wasser sofort in Tropfen hinwegrollte, sodass sie nach dem Versuche vollkommen trocken gefunden wurden: Bei Wachs und Paraffin wurden nur ganz kleine positive Ladungen erhalten, bei Schellack sehr grosse negative.

Nur die Körper also, die den auftreffenden Wassertropfen ihre eigene unveränderte Oberfläche boten — zu welchen auch die Kochsalzlösung gehört — gaben einen Einfluss ihrer Substanz zu erkennen, die übrigen wirkten sämmtlich wie die benetzte Zinkscheibe, oder, wenn wir ein früheres Resultat hinzunehmen (26), wie Wasser, was auch nur natürlich erscheint, da sie beständig mit einer Wasserschicht überzogen waren.

33. Eine eigenthümliche, scheinbare Ausnahme unter den gut benetzbarer Körpern machte Tuch, welches, auf die Zinkscheibe aufgelegt, die Wirkung von 10 auf etwa 2 verringerte.

Tuch ist für Luft leicht durchlässig. Bedeckt man ein mit Wasser vollgefülltes Becherglas mit einem Stück gut be-

netzten Tuches und lässt auf dieses den Strahl fallen, so wird das Wasser im Becherglase alsbald von einer grossen Menge feinster Luftbläschen milchig getrübt; die auffallenden Tropfen pressen Luft durch das Tuch. Dass dabei die electrische Wirkung so sehr vermindert ist, erscheint in vollkommener Uebereinstimmung damit, dass sie beim Auftreffen der Tropfen erfolgt, sodass die dabei hinweggequetschte Luft die gesamtheit entwickelte negative Ladung enthält. Wird sie zurückgehalten, so gleicht sich ein grosser Theil der Electricitäten wieder aus, die Wirkung erscheint klein. Aehnliches hatte sich schon beim Auffallen der Strahlen auf Wasser gezeigt (26), wo die Luft ebenfalls verhindert war, von der Stelle des Auffallens aus frei zu entweichen. Aufleimen des Tuches auf Holz half nichts; es wurde dort, wo der Strahl auffiel, in Blasen abgehoben und die Wirkung blieb klein.

Aehnlich verhielt sich Pappe. Der Strahl durchbohrte sie in ganz kurzer Zeit und fiel dann auf das darunter befindliche Zinkblech, wobei die Luft zwischen diesem und der Pappe hindurchgetrieben wurde, was daran zu erkennen war, dass sie am Rande der feuchten Pappe in Blasen hervortrat. Dabei resultierte wieder nur eine sehr geringe Electricitätsentwicklung.

34. Einige der soeben (32, 33) untersuchten festen Körper werden durch Reibung mit Wasser stark electrisch.¹⁾ Dass solche Reibungselectricität, trotz Verspritzens von Wasser, an der beobachteten Wirkung keinen wesentlichen Anteil hat, beweist schon das Zeichen der Ladungen, welches sonst in allen Fällen hätte das negative sein müssen (nur bei Schellack wurden negative Ladungen erhalten), ausserdem, dass Glas und Marmor z. B. sich ganz gleich verhielten. Wir könnten daher die Reibung ganz ausser Acht lassen. Doch schien es interessant, festzustellen, ob bei fortgesetzt gesteigertem Austritt von Wasserstaub solche Reibungselectricität durch einen Zeichenwechsel der gesammelten Ladung wirklich bemerkbar würde.

1) In Versuchen von Elster (Wied. Ann. 6. p. 578. 1879) entstanden durch Reibung von Wasser an

Marmor, Kautschuk, Wachs, Glas, Schellack
die Potentialdifferenzen 0 47 67 70 102;
das Wasser lud sich an allen untersuchten Körpern positiv.

Es wurde hierzu der Apparat Fig. 7 unter dem Cylinder X , Fig. 6, aufgebaut. Man erkennt als wesentliche Bestandtheile: 1. Das Auffangegefäß G mit der Zinkscheibe b , welches isolirt auf der Unterlage i steht und wie stets durch Draht mit dem Cylinder X verbunden ist, 2. den Blechmantel M mit der Wanne W , welche das Gefäß umgeben und dazu bestimmt sind, den grösseren Theil des herausstäubenden Wassers aufzufangen; sie sind ebenfalls isolirt; 3. den Tropfcollector T . Der kleine Mantel c schützt die Isolation von G vor Bespritztwerten. Wird nun der Reihe nach je einer der drei für sich isolirten Theile G, M, T mit dem Hankel'schen Electrometer verbunden, während die beiden anderen zur Erde geleitet sind, so kann der electrische Zustand des aufgefangenen Wassers (bez. des vom Strahl getroffenen Körpers), des verspritzten Wassers und der Luft gesondert geprüft werden.

Zunächst fiel der Strahl (Leitungswasser) auf die blosse Zinkscheibe und sie wurde höher und höher in G befestigt, sodass mehr und mehr Wasser nach M verspritzte. Wie schon ein früherer Versuch erwarten liess (20), wurde dabei die gewöhnliche positive Ladung von G allmählich schwächer; neu ist nur, dass sie sich schliesslich in eine negative umkehrte, wenn die Zinkscheibe im Niveau der Mündung des Gefäßes, oder darüber, befestigt war, wobei fast alles auffallende Wasser nach M entwich. In diesem extremen Falle hatte also Reibungselectricität zwischen Zink und Wasser (Zink, $G, -$; Wasser, $M, +$) die Wasserfallelectricität (Wasser, $G, +$; Luft, $T, -$) überwunden. Der Mantel M , stets positiv gefunden, ergab dann die stärksten Ladungen. Sie übertrafen an Grösse die entgegengesetzten des Gefäßes G , sodass M und G zusammengekommen unter allen Umständen die gewöhnliche positive Ladung (Wasserfallelectricität) gezeigt hätten¹⁾ und von Reibungselectricität nichts bemerkbar geworden wäre. Der Tropfer ergab in allen Fällen negative Electricität. Charakteristisch ist es wieder, dass *Luft und Wasserstaub stets entgegengesetzt electricisch waren*.

Ganz ebenso war alles, als der Strahl statt auf die Zinkscheibe, auf eine daraufgelegte Marmorplatte fiel. Eis dagegen,

1) Die Capacität von M wurde grösser gefunden als die von G (mit dem Cylinder X).

der einzige bekannte Körper der von Wasser gerieben positiv electrisch wird, ergab dementsprechend auch dann noch positive Ladungen in G , wenn sich seine Fläche über dem Niveau der Mündung befand; M war dabei ebenfalls stets positiv, die Luft negativ. Wachs und Schellack, die ich ursprünglich zu untersuchen beabsichtigte, verhielten sich sehr unregelmässig, vielleicht weil sie nach einiger Zeit anfingen in wechselndem Grade Benetzung anzunehmen.

Zu der obigen Angabe, dass M immer positive Potentiale ergab, ist noch zu bemerken, dass diese erst nach Abstellen des Strahles zu constanter Grösse anwuchsen und erst dann als die wahren Ladungen betrachtet wurden. Solange der Strahl lief, waren häufig sogar negative Ausschläge zu beobachten, die aber beim Abstellen sofort abnahmen und in die positiven übergingen; Anfächeln von M oder Anblasen mit dem Munde beschleunigte das Erreichen der constanten positiven Einstellung. Offenbar ist die in M sich sammelnde negativ electrische Luft die Ursache dieser Eigenthümlichkeit. Eine ähnliche Erscheinung wurde schon früher bemerkt (27).

35. In Uebereinstimmung mit dem Resultate, dass erst beim Auffallen des Wassers die Electricitäten entwickelt werden, misslangen alle Versuche, solche an freien Wasserstrahlen nachzuweisen. Schoss ein Strahl der Wasserleitung horizontal durchs Zimmer und zum Fenster hinaus, so war weder durch Tropfcollectoren, noch durch isolirte Blechstreifen oder Diaphragmen mit enger Oeffnung, die in verschiedener Weise (auch stark positiv geladen) am Strahl angebracht wurden, ein sicheres Anzeichen von negativer Luftelelectricität zu erhalten, obgleich auch das empfindliche Quadrantelectrometer benutzt wurde. Ebensowenig gelang es, positive Electricität am Wasser aufzufinden, wenn dem Strahle erst sein Luftstrom seitwärts abventilirt wurde und er dann einen langen Blechtunnel passirte, in welchem ihm eine kleine Flamme seine Ladung entziehen sollte.

36. Hielt man aber dem freien Strahle einen beliebigen Gegenstand, nicht zu nahe der Ausflussöffnung, als Hinderniss entgegen, so war die negative Luftelelectricität sogleich wieder vorhanden.

Um diesen Versuch in reinerer Form zu erhalten, wurde

die Ausflussspitze innerhalb eines cubikmetergrossen, zur Erde geleiteten Drahtkäfigs angebracht, sodass der Strahl durch den Käfig schoss und zwischen den Drahtmaschen seiner Hinterwand (und weiterhin durchs Fenster) frei austrat; etwa mitten im Käfig lag die Stelle, wo der Strahl in Tropfen zerfiel. Ein Tropfcollector, dessen Ausflussrohr im Käfig mündete, erlaubte das Potential seines Innern am Hankel'schen Electrometer (1 Sc. = 0,5 Volt) zu prüfen.

Bei freiem Strahl wurde kein Anzeichen am Electrometer bemerkbar; traf er dagegen auf eine an der Hinterwand des Käfigs befestigte, 2 cm breite Holzplatte, so ergab sich das Folgende: Sogleich nach Oeffnen des Wasserhahnes wird die Luft in und ausserhalb des Käfigs weithin mit Wassernebel erfüllt, am Electrometer entsteht ein positiver Ausschlag. Er wächst in 3 Sec. auf + 3 Sc. an, kehrt sich dann aber in einen negativen um, der in der 5. Sec. — 4 Sc. beträgt. Jetzt wird der Wasserhahn geschlossen. Sogleich beginnt der Wassernebel sich zu senken und innerhalb 3 Sec. wird die Luft wieder klar; innerhalb derselben 3 Sec. vergrössert sich der negative Ausschlag auf — 25 Sc., worauf er dann langsam abnehmend gänzlich verschwindet.

Zur Erklärung dieses Electrometerganges werden wir den ersten, positiven Ausschlag dem Wasserstaube zuschreiben dürfen (20, 21, 34). Die in der Luft befindliche Menge desselben wird, wie der Anblick zeigt, sehr rasch constant (er ist in beständigem Herabsinken begriffen): daher kein weiteres Anwachsen des positiven Ausschlages. Die negative Electricität in der Luft dagegen ist noch in stetem Zunehmen: der positive Ausschlag geht in einen negativen von wachsender Grösse über. Wird dann der Strahl abgestellt, so verschwindet mit dem Wasserstaube die positive Electricität rasch aus der Luft: das Electrometer geht ebensorasch nach der negativen Seite, um dann mit allmählicher Abnahme der negativen Luftelelectricität langsam gegen Null zurückzukehren.

Man erhält dementsprechend gar keine negativen Ausschläge, wenn während des Versuches kräftig Luft durch den Käfig gefächelt wird. Die negative electrische Luft wird dann aus dem Käfig fortgetrieben und kann nicht auf den Tropfer wirken; nur der Wasserstaub bleibt, und mit ihm die positiven

Ausschläge, die jetzt bis zu + 10 Sc. gehen und solange anhalten als der Strahl läuft, um 3 Sec. nach Abstellen desselben wieder ganz gleichzeitig mit dem Wasserstaube zu verschwinden.

Bringen wir die Holzplatte näher an die Ausflussöffnung heran, sodass sie den Strahl auffängt, bevor er in Tropfen zerfallen ist, so finden wir alles wie vorher, nur die Grösse des negativen Ausschlages ist sehr vermindert; er beträgt jetzt im Maximum 12 Sc., der grösste positive Ausschlag 4 Sc. Dabei zerstiebt das Wasser noch ebenso reichlich wie vorher, nur das Auffallen getrennter Tropfen ist vermieden; freilich nicht ganz, denn es finden noch Zusammenstösse zwischen den Tröpfchen, in die der Strahl an der Holzplatte zerfährt, und dieser statt. Halten wir aber dem Strahle eine scharfe Messerklinge entgegen, so zerspaltet er sich in zwei Wasserlamellen, die an ihren Rändern ganz frei in feinen Wasserstaub zerfahren, der den Käfig dicht erfüllt. Dabei ist keine Spur eines negativen Ausschlages am Electrometer zu bemerken, weder während der Strahl läuft, noch nachher; nur unregelmässiges Zucken nach der positiven Seite war zu beobachten; vermutlich Reibungselectricität zwischen Wasser und Messerklinge. Ganz ebenso ist alles, wenn die Messerklinge in grösserer Entfernung vom Ausflussrohr befestigt wird.¹⁾

Blosses Zerstieben des Wassers ist also ebenso unwirksam wie das Hindurchfahren von Strahlen durch die Luft; nur Auf-treffen getrennter Tropfen auf ein flaches Hinderniss gab stets electrische Wirkung.

37. Räthselhaft musste es dabei nur noch erscheinen, dass Wasserstrahlen, die schon vollständig in Tropfen zerfallen waren, immer noch umso stärker wirkten, je länger sie ge-

1) Eine ähnliche Beobachtung wurde am Neptunsbrunnen im Heidelberger Stadtgarten gemacht. Der nach aufwärts gerichtete Strahl dieses Brunnens zerstiebt — durch Bäume und die Statue vom Erdpotential gefalle geschützt — frei und erfüllt viele Cubikmeter Luft mit feinem Wasserstaub. Es war in seiner Nähe mit Flammencollector und Exner'schem Electroskop kein Anzeichen von Electricität zu erhalten, während an manchem kaum mehr stäubenden Wasserfalle die Luftelelectricität so stark war, dass es zu ihrem Nachweis des Flammencollectors gar nicht bedurfte.

macht wurden (17, Tab. VI), trotz ihrer durch den Luftwiderstand verzögerten Geschwindigkeit. Die einzige Vermuthung war, dass die längeren Strahlen nur deshalb besser wirkten, weil sie das Auffangegefäß besser ventilierten als kurze. Von der Richtigkeit des letzteren überzeugt man sich schon, wenn man den aus dem Gefäss blasenden Luftstrom mit der Hand prüft; auch neigt sich eine Kerzenflamme überall gegen den Strahl, anzeigennd, dass er immer noch mehr Luft heransaugt und mitführt, je länger er wird. Um daher untereinander vergleichbare Angaben über die Wirksamkeit verschiedenen langer Strahlen zu erhalten, musste für stets gleich guten Luftabzug gesorgt werden.

Es wurde hierzu der kleine Ventilator an dem Gefäss *B* des Apparates Fig. 6 so aufgestellt, dass sein kräftiger Luftstrom schräg nach abwärts in dasselbe hineinblies, dorthin wo der Strahl auf die Zinkscheibe *b* auffiel. Ausserdem war zwischen der Ausflussspitze *R* und dem Hahn *Q*₁ ein 2 m langer, mit Stanniol bekleideter Kautschuckschlauch eingefügt, sodass *R* an einer vom Cylinder *X* herabreichenden Eisenstange in beliebiger Höhe zwischen 0 und 140 cm über *b* befestigt werden konnte.

Die Wirksamkeit verschieden langer (Leitungswasser-) Strahlen wurde nun, jedesmal mit und ohne Beihilfe des Ventilators, am Hankel'schen Electrometer beobachtet und gefunden wie folgt:

Tabelle XV.

Länge des Strahles. cm	Ladung entwickelt in 1 Min.		Beobachtung bei Funkenlicht
	ohne Ventilator Volts Min.	mit Ventilator Volts Min.	
0,1	1,2	16,0	
10	31,2	78,4	
20	50,0	152,7	
40	89,4	206,2	
60	96,5	247,9	
80	110,7	273,9	
100	133,7	258,6	
120	141,4	240,0	
140	160,2	226,4	
			Strahl durch dünner und dünner werdende Einschnürungen mehr und mehr zertheilt
			Strahl in Tropfen zerfallen.

Ohne Beihilfe des Ventilators ergibt sich also wieder stetige Zunahme der Wirkung mit zunehmender Strahllänge. Ganz anders ist es dagegen bei den mit künstlicher Ventilation erhaltenen Ladungen, die als getreues Bild der Wirksamkeit verschieden langer Strahlen gelten können. Diese zeigen erst eine Zunahme und dann, bei den in Tropfen zerfallenen Strahlen, wieder eine allmähliche Abnahme. Die Zunahme geht parallel mit der zunehmenden Zertheilung des Strahles, welche sich ausser bei Momentbeleuchtung (letzte Columne der Tabelle) auch dadurch zu erkennen gibt, dass der Eigenton der Blechscheibe infolge vermehrter Häufigkeit der Zusammenstösse von 0,1 bis 30 cm Strahllänge in zunehmender Stärke hörbar wird. Doch ist nicht zu erkennen, dass die Wirkung sogar noch über den Punkt des vollständigen Zerfallens (30 cm Strallänge) hinaus zunimmt; es ist, als brauchte die frischgebildete Tropfenoberfläche Zeit um in den Zustand voller Wirksamkeit zu kommen. Bei 0,1 cm Strahllänge hört man den Ton der Blechscheibe garnicht; das Wasser schiesst von der Ausflussöffnung aus radial an der Blechscheibe entlang bis es an die Wände des Behälters stösst, wobei vermutlich der beobachtete kleine Effect entsteht. Dass endlich die Wirkung der zerfallenen Strahlen bei grösserer Länge wieder abnehmen wird, war zu erwarten, denn ihre Geschwindigkeit ist eine abnehmende. Die Geschwindigkeit an der Ausflussöffnung, aus deren Durchmesser (0,9 mm) und der ausfliessenden Wassermenge (0,9 l/Min.) berechnet, ergibt sich nämlich zu 25 m/Sec., während die Endgeschwindigkeit durch Luft fallender Wassertropfen von 2 mm Durchmesser, wie sie der Strahl enthält, nur 7,3 m/Sec. ist.

38. Der folgende Versuch wurde geplant, um zu sehen ob entsprechende Electricitätsentwicklung auch dann bemerkbar wird, wenn Wasser so auf Wasser fällt, dass Zerstieben oder Verspritzen so gut wie irgend möglich vermieden ist.

Aus dem an Seidenfäden isolirt aufgehängten Reservoir *X*, Fig. 8, fliesst ein mattes Strählchen destillirten Wassers, *s*, in die grosse flache Wanne *H* von $90 \times 90 \text{ cm}^2$ Fläche und 5 cm Tiefe. Diese Wanne ist auf Siegellackstützen isolirt und

bis zum Rande mit destillirtem Wasser vollgefüllt.¹⁾ Reservoir, Ausflussspitze und Wanne bestehen ganz aus Metall und sind miteinander und mit dem Quadrantelectrometer durch Drähte verbunden. Der cubikmetergrosse Drahtkäfig bedeckt das Ganze, er ist, wenn nicht das Gegentheil bemerkt, zur Erde geleitet. Es fällt hier Wasser nur auf Wasser; das Strählchen, welches 5 cm unter der Ausflussöffnung in Tropfen zerfällt, treibt wohl einige Luftblasen unter das Wasser, doch nur bis zu einer Tiefe von etwa 1,5 cm, also längst nicht bis auf den Boden der Wanne.

Aus diesem Apparate geht keine bemerkbare Menge flüssigen Wassers verloren. Füllen wir, um dies zu zeigen, erstens *X* mit Methylviolettlösung und stellen statt der grossen Wanne eine kleine, ebenfalls 5 cm tiefe, mit der Lösung gefüllte Glasschale darunter, deren Umgebung mit weissem Papier belegt ist. Nachdem das Strählchen 5 Min. lang gelaufen ist, können wir auf dem Papiere ersehen, bis zu welcher Entfernung noch Tröpfchen fortspritzen. Es finden sich in 15 cm Entfernung vom Punkte des Auffallens 14 Tropfchen am Quadratcentimeter, in 25 cm Entfernung nur 1,9 am Quadratcentimeter; ausserhalb eines Kreises von 35 cm Radius im ganzen nur 76 Tröpfchen und kein einziges ist ausserhalb eines Kreises von 45 cm Radius zu finden, welchen aber die grosse Wanne noch ganz umschliesst. Ersetzen wir zweitens die Methylviolettlösung durch conc. Kochsalzlösung und untersuchen die ganze Umgebung des Strahls mit einer Bunsen-Flamme, so finden wir Natriumreaction nur in dem Raume, der nach der vorherigen Probe von den Tröpfchen durchflogen werden musste.

Der Apparat (Fig. 8) functionirte mit grosser Regelmässigkeit und zeigte in wenigen Versuchen die wesentlichsten der früher an heftigen Strahlen beobachteten Erscheinungen. Im ersten Versuche (2 Stunden nach Füllung der grossen Wanne) ergab sich eine Electricitätsentwickelung von 0,333 Volts/Min. (positiv, wie immer — 81,1 Sc. Quadrantelectrometer = 1 Volt); wurde mit Hülfe einer Pappe ein sanfter Luftstrom von aussen durch den Käfig über die Wasserfläche gefächelt, so erhöhte

1) Das Reservoir wurde stets aus der Wanne wieder aufgefüllt; es flossen 60 cm³ Wasser in der Minute herab, der Durchmesser der Ausflussöffnung betrug 1,05 mm.

sich die Wirkung auf das doppelte, 0,602 Volts/Min. Am anderen Tage sah die Wasseroberfläche in der Wanne etwas bestäubt aus, die Wirksamkeit war verringert zu 0,157 Volts/Min. (ohne Fächeln).

Es wurde nun der Versuch gemacht, Potentialdifferenzen zwischen die verschiedenen Theile des Apparates einzuführen (und zwar viel grössere als die, welche wegen Verschiedenheit des Materials immer vorhanden sind), um zu sehen, ob solche einen wesentlichen Einfluss auf die Electricitätsentwickelung haben. Eine isolirt aufgestellte 25-paarige Zn-H₂O-Cu-Batterie (20 Volt) wurde zu diesem Zwecke zunächst zwischen X und H, dann zwischen (dem nun isolirten) Käfig und eingeschlossenem Apparat eingeschaltet, jedesmal in beiden Richtungen. Ein wesentlicher Einfluss ergab sich nicht, wie die folgende Zusammenstellung zeigt, in welcher jede Verticalreihe einen Versuch bedeutet:

	ohne Batterie	Batterie		
		zwischen Wasser und Reservoir	zwischen Käfig und Apparat	
Aufängl. Potent. d. versch. Theile d. App.	Wanne Reservoir Käfig	0 0 0	— + 0	0 0 +
Entwickelte Ladung		0,165 Mittel : 0,151	0,136 Mittel : 0,151	0,175 Mittel : 0,157
Volts Min.	0,157			

Man bemerkt einen kleinen, aber ganz deutlichen Einfluss der Batterie derart, dass die Wirkung jedesmal dann etwas verstärkt erscheint, wenn die Wanne negativ gegen die Umgebung ist, und etwas vermindert, wenn sie positiv ist; in der Mitte zwischen den beiden liegt die Wirkung ohne Batterie (vgl. die letzte Zeile der Tabelle). Dieses Resultat kann nicht überraschen, denn es muss sich ein Theil der negativ electricischen Luft an die grosse Fläche der Wanne entladen, und dieser wird kleiner sein, wenn die Wanne negativ ist, grösser, wenn sie positiv ist.

Bei Veränderung der Umstände, unter denen der Strahl herabfiel, ergab sich die Wirkung:

- a) beim Auffallen auf die freie Wasser-oberfläche der Wanne (wieder einen Tag später als voriger Versuch). . . = 0,151 Volts/Min.;
- b) beim Auffallen auf ein in der Wasser-oberfläche angebrachtes Stück be-netztes Zinkblech = 0,385
- c) wenn der Strahl durch die Axe einer senkrecht in die Wanne gestellten 40 cm hohen und 7 cm weiten Röhre fiel = 0,059
- d) wenn der Strahl an einem schräg auf-gestellten Blechstreifen hinabglitt . = 0

Also wieder Verminderung der gewonnenen Ladung beim Zurückhalten der Luft, sei es durch Bläschenbildung (a im Vergleich zu b) oder ausserdem noch durch den Röhrenmantel (c), und gar keine Wirkung, wenn keine Zusammenstösse stattfinden (d).

Nachdem der Apparat im ganzen drei Tage gestanden hatte, war die Wirkung (von anfänglich 0,333) auf 0,146 Volts/Min. zurückgegangen, und es half jetzt selbst Fächeln nur noch wenig, ausgenommen im ersten Moment, wenn der Strahl schon vorher einige Zeit gelaufen war (Austreiben der im Käfig angesammelten negativ electricischen Luft). Ausserdem fällt auf, dass die rings um den Strahl in der Wanne aufsteigenden Luftblasen jetzt nicht mehr, wie anfangs, rasch platzen, sondern dass sie zu 30 und mehr auf der Wasserfläche schwimmend bleiben. Wir vermuthen, dass allmähliche Verunreinigung des Wassers¹⁾ die Ursache der Abnahme der Wirkung ist. Füllen wir daher zunächst das Reservoir, statt aus der Wanne, mit frischem destillirtem Wasser: die Wirkung steigt bedeutend, ohne dass die Anzahl der schwimmenden Luftblasen vermindert wäre. Füllen wir zweitens das Reservoir wieder aus der Wanne, stellen aber mitten in die letztere eine 5 cm hohe, grosse Glasschale voll frischen destillirten Wassers, sodass der Strahl auf

1) Ausser dem Staube der Luft verunreinigte gewiss auch die Zinkwanne das Wasser; es bildete sich ein starker weisser (Oxyd-)Beschlag an ihren Wänden.

dieses fällt: die Wirkung ist nochmals gestiegen; es sind wieder nur Flächen alten und neuen Wassers, die aufeinandertreffen, aber es bleiben jetzt fast keine Luftblasen mehr schwimmend. Lassen wir schliesslich noch frisches Wasser aus dem Reservoir auf frisches der Schale fallen, so ist die Wirkung nochmals vergrössert. Auffallenlassen auf Zinkblech gibt weitere Verstärkung, die durch Fächeln noch unterstützt werden kann. Die Zahlen folgen zum besseren Vergleiche untereinander gesetzt:

Unreines Wasser auf unreines fallend; viel		
Luftblasen schwimmend	0,146	Volts/Min.
Reines Wasser auf unreines fallend; viel		
Luftblasen schwimmend	0,244	„
Unreines Wasser auf reines fallend, sehr		
wenig Luftblasen schwimmend	0,333	„
Reines Wasser auf reines fallend; sehr wenig		
Luftblasen schwimmend	0,654	„ 1)
Reines Wasser auf benetztes Zinkblech		
fallend; ohne Fächeln	1,472	„
Reines Wasser auf benetztes Zinkblech		
fallend; mit Fächeln	1,875	„ 2).

Bei der Momentbeleuchtung electrischer Funken zeigte sich, dass die Wasserfläche da, wo der Strahl auffällt, beständig ein Grübchen von etwa 7 mm Tiefe aufweist, in dessen Boden die Tropfenreihe — der Strahl — verschwindet. Die untertauchenden Luftblasen, die die Wirkung so sehr vermindern, lösen sich von eben dieser tiefsten Stelle des Grübchens, also unmittelbar unter den auffallenden Tropfen, ab.

39. Vergleichen wir nun die Wirkung des eben benutzten schwachen Strahles, die der stärksten Strahlen (24) und einzeln fallender Tropfen (25) miteinander, indem wir sie sämmtlich auf einen Tropfen berechnen (Tab. XVI). Wir wählen dazu nur solche Versuche³⁾, bei denen durch Auffallen auf benetztes

1) Diese mit frischem Wasser erzielte Wirkung ist sogar noch grösser als die im ersten Versuche, 3 Stunden nach Füllung der Wanne, beobachtete.

2) Benutzt in Tab. XVI. Capac. des App. = $2,58 \cdot 10^{-10}$ Farad; mittlerer Tropfendurchmesser = 2 mm, Länge des Strahles = 40 cm.

3) Durch Fussnoten gekennzeichnet.

Blech und künstliche Ventilation für annähernd vollständige Trennung der entwirkelten Ladungen gesorgt war. Aus den beobachteten Potentialen (Col. 2) und den Capacitäten der Apparate folgen die in 1 Minute entwickelten Electricitätsmengen (Col. 3). Proportional der Tropfenzahl (Col. 4) — welche aus der ausgeflossenen Wassermenge und dem mittleren Tropfendurchmesser gefunden wird, bez. direct bekannt ist — kann dann berechnet werden, welche Electricitätsmenge beim Auffallen *eines* Tropfens entwickelt wurde. Man findet die in Col. 5 eingetragenen Werthe, neben welche noch Geschwindigkeit und Durchmesser der Tropfen gesetzt sind (Col. 6 u. 7).

Tabelle XVI.

Versuch	Potential in 1 Min.	El.-Menge in 1 Min.	Tropfenzahl in 1 Min.	Durch 1 Tropf. entwickelte El.-Menge	Tropfen- Geschwdkt. ¹⁾	Tropfen- Durch- messer
	Volts Min.	Coulombs Min.		Coulombs	m Sec.	mm
m. schwachem Strahl	1,88	$4,9 \cdot 10^{-10}$	14 900	$0,033 \cdot 10^{-12}$	3	2
einzelnen Tropfen .	1,0	$1,1 \cdot 10^{-10}$	120	$0,89 \cdot 10^{-12}$	6,8	4,4
starkem Strahl . .	600	$468 \cdot 10^{-10}$	223 000	$0,206 \cdot 10^{-12}$	18	2

Berücksichtigt man das frühere Resultat, dass ein auffallender Tropfen um so mehr Electricität entwickelt, je grösser seine Geschwindigkeit und je grösser sein Durchmesser ist (Tab. XI und XII), so entsprechen die drei Electricitätsmengen, miteinander verglichen, vollkommen der Voraussetzung, dass die Wirkung von Strahlen sich immer in derselben Weise aus der ihrer einzelnen Tropfen zusammengesetzt und zwar, unabhängig von allen Nebenumständen, nur nach Maassgabe deren Anzahl, Geschwindigkeit und Grösse.

Verschiedene Gase; verschiedene Flüssigkeiten.

40. Es war zu erwarten, dass Wasserfälle in verschiedenen Gasen eine verschieden starke Electricitätsentwicklung geben werden.

1) Bei den Strahlen als diejenige genommen, mit der ein Tropfen von 2 mm Durchmesser unten anlangt, wenn er seinen Fall oben mit der aus Wassermenge und Weite des Ausflussrohres berechneten Anfangsgeschwindigkeit des Strahles begonnen hat.

Wurde die Gasometerglocke, Fig. 1, mit Leuchtgas gefüllt und der Strahlversuch ganz wie früher (10) ausgeführt, so ergaben sich stets kleinere Potentiale als bei atmosphärischer Luft. Es war bei diesen Versuchen die Zinkblechbrücke δ im Gasometer angebracht, der Strahl (Leitungswasser) fiel 10 Min. lang auf dieselbe. Die Mittelwerthe der so erhaltenen Luftpotentiale sind:

Bei Leuchtgas 105,8 Volt,
„ atm. Luft 122,5 „

Die Wirksamkeit eines Wasserfalles in Leuchtgas ist also nur 0,864 von der in Luft. Ob das Gas filtrirt, oder direct aus der Leitung entnommen war, machte keinen Unterschied.

Versuche mit reinem Wasserstoffgase (von dem etwa 50 volproc. im Leuchtgase enthalten sind) in einem viel kleineren, sonst ganz wie Fig. 1 gebauten Gasometerapparate ergaben (bei destillirtem Wasser) die Wirkung = 0,646 von der in atmosphärischer Luft.

41. Es wurde schliesslich noch eine grössere Anzahl von Flüssigkeiten versucht. Der hierzu benutzte Apparat, in Fig. 9 im Querschnitt abgebildet, ist einem früheren, Fig. 8, im wesentlichen gleich. Der Behälter, aus welchem die Flüssigkeit aussiesst, ist eine Flasche mit abgesprengtem Boden, die unten einen Kork mit Glashahn trägt, dessen Rohr in eine Spitze von 1,12 mm Weite ausläuft. Ein an Seidenfäden ff isolirt aufgehängtes Metallgehäuse X und ein kleiner Mantel aus Drahtnetz dd umschließen dieses Reservoir und verbinden es durch den nach aufwärts gehenden Draht mit dem Quadrantelectrometer, durch den nach abwärts gehenden mit dem auffangenden Theil des Apparates. Dieser besteht aus einer Glasschale G von 5 cm Tiefe, gefüllt mit der betreffenden Flüssigkeit, in welche sich der Strahl S ergiesst; unterhalb derselben befindet sich die grössere, anfangs leere Schale g , um das Ueberfliessende aufzunehmen. Beide Schalen stehen in der grossen isolirten Eisenblechwanne K , welche dazu bestimmt ist, alle fortspritzenden Tröpfchen aufzufangen; der Mantel D aus Drahtgeflecht umschliesst Glasschalen und Strahl. Das ganze isolirte System XDK weist somit nach aussen hin eine gut leitende Oberfläche auf, die jedoch der Luft den freien Durchzug er-

laubt. Der grosse Drahtkäfig schützt wieder das Ganze vor äusseren Störungen.

Während der etwa 1 l betragende Inhalt der Flasche abläuft — was bei allen untersuchten Flüssigkeiten nahezu gleichlang, etwa 5 Min., dauerte — wurden am Electrometer von 30 zu 30 Sec. Ablesungen genommen. Die folgende Tabelle gibt die erhaltenen Ladungen (Mittelwerthe): 1. in hundertstel Volt, berechnet auf 1 Min., und 2. bezogen auf Wasser als Einheit.

Tabelle XVII.

Nr.	Flüssigkeit	Sp. Gew.	Gew. proc.	10^{-2} Volts per Min.	Wasser als Einheit
1	Destillirtes Wasser			+ 26,66	+ 1
2	Alkohol I.	0,821	91	- 1,04	- 0,039
3	II.	0,819	91	+ 3,28	+ 0,123
4	Wässriger Alkohol (Al-	0,930	45	+ 4,88	+ 0,183
5	kohol II verdünnt)	0,964	26	+ 22,26	+ 0,835
6	Aether			+ 0,20	+ 0,008
7	Schwefelkohlenstoff (farblos)			+ 6,58	+ 0,247
8	Benzol			- 0,82	- 0,031
9	Terpentin			- 52,98	- 1,987
10	Steinöl			+ 1,66	+ 0,062
11	Ammoniakflüssigkeit, nahezu conc.			+ 1,08	+ 0,041
12	Kalilauge (300 g KHO + 500 g H ₂ O)			+ 1,42	+ 0,058
13	Schwefelsäure (1 Vol. conc. Säure + 10 Vol. H ₂ O)			- 7,82	- 0,294
14	Glaubersalzlösung, 4 proc., in Wasser			- 20,26	- 0,760
15		0 proc. NaCl		+ 26,66	+ 1,000
16		0,005 " "		+ 1,78	+ 0,067
17	Wässrige	0,025 " "		- 4,66	- 0,174
18		0,05 " "		- 6,12	- 0,229
19	Kochsalz-	0,5 " "		- 7,52	- 0,282
20		2,5 " "		- 18,54	- 0,695
21	Lösungen	5,0 " "		- 26,42	- 0,991
22		10,0 " "		- 22,28	- 0,885
23		22,9 " "		- 3,72	- 0,140
24	Bonner Leitungswasser			+ 3,97	+ 0,149
25	Quecksilber			+ 381,2	+ 14,30

Es fällt in dieser Zusammenstellung zunächst die sehr kleine Wirksamkeit von Alkohol auf (Nr. 2 und 3), von dem zwei Sorten (verschiedene Lieferungen derselben Bezugsquelle) La-

dungen von entgegengesetztem Vorzeichen gaben, vermutlich infolge verschiedenen Gehaltes an kleinen Verunreinigungen; Wassergehalt (Nr. 4 und 5) bringt erst bei etwa vierfacher Verdünnung die Wirksamkeit des Wassers nahe. Auch die übrigen Kohlenstoffverbindungen (Nr. 6—10) gaben nur geringe Wirkung, mit Ausnahme des Terpentins, der stärker wirkte als Wasser, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die beiden untersuchten Basen (Nr. 11 und 12) gaben schwache positive Wirkung, die Säure (Nr. 13) negative. Interessant war das Verhalten von Kochsalzlösungen verschiedener Concentration (Nr. 15—23); es macht sich hier eine Wirkung äusserst geringer Substanzmengen bemerkbar. Schon fünf Hundertausendtheile Na Cl (Nr. 16) vernichten die Wirksamkeit von Wasser fast gänzlich; die fünffache Menge lässt sie mit entgegengesetztem Vorzeichen wieder zum Vorschein kommen. Eine 0,011 proc. Lösung wäre eine vollkommen unwirksame Flüssigkeit. Alle concentrirteren Lösungen werden negativ electricisch, am stärksten, nach graphischer Interpolation, eine solche von etwa 6,5 Proc. Salzgehalt. Bemerkenswerth ist schliesslich noch die sehr starke positive Ladung des Quecksilbers.

42. Ausser den Wasserfällen und plätschernden Bächen lassen noch zwei andere Vorgänge in der Natur electriche Wirkung zusammenprallender Flüssigkeitsmassen erwarten: die Regenfälle und der Wellenschlag des Meeres.

Jeder auf die Erdoberfläche aufschlagende Regentropfen muss negative Electricity in die Luft führen. Es ist nun eine wohlbekannte Thatsache, dass das normale positive Schönwetterpotentialgefälle der Atmosphäre bei Regenfällen häufig in ein negatives übergeht, nach den sorgfältigen Beobachtungen der Hrn. Elster und Geitel selbst dann, wenn die Regentropfen mit positiver Ladung fallen.¹⁾ Die Regenfälle wirken sogar bis in grosse Entfernung: Das bei heiterem Himmel gemessene positive Potentialgefälle fand sich merklich erniedrigt, wenn innerhalb eines Umkreises von 800 km um den Beobachtungsort Regen fiel.²⁾ Dass unsere Erscheinung wohl im Stande ist, solche Wirkungen hervorzubringen, zeigt die

1) Elster u. Geitel, Wien. Ber. 99. p. 421, Taf. II. Fig. 6, 8, 9, 10 etc. 1890.

2) Elster u. Geitel, Wien. Ber. 98. p. 952 f. 1889.

folgende Betrachtung. Es falle Landregen mittlerer Stärke von 5 mm stündlicher Niederschlagshöhe; der durchschnittliche Durchmesser der Tropfen betrage 2 mm und es beziehe sich unsere Rechnung auf den prismatischen Raum oberhalb eines Quadratmeters Erdoberfläche. Die in 1 St. fallende Wassermenge beträgt dann $100 \cdot 100 \cdot 0,5 = 5000 \text{ cm}^3$ und besteht aus $5000 / (\frac{4}{3} (0,1)^3 \pi) = 1200000$ Tropfen, deren Endgeschwindigkeit $7,3 \text{ m/Sec.}$ ist.¹⁾ Aus Tab. XVI interpoliren wir für diese Geschwindigkeit und 2 mm Tropfengrösse eine Electricitätsentwickelung von $-0,08 \cdot 10^{-12}$ Coulombs per Tropfen, also im ganzen $-1,2 \cdot 10^6 \cdot 0,08 \cdot 10^{-12} = -9,6 \cdot 10^{-8}$ Coulombs per Stunde. Von der gleichen Wirkung ist die Umgebung des von uns betrachteten prismatischen Raumes betroffen, sie umfasst ihn als electrischer Schutzzring und es ist daher leicht zu berechnen, welches Potentialgefälle die obige Electricitätsmenge hervorbringen wird, vorausgesetzt zunächst, dass sie sich ohne Verlust angesammelt hat. Die Kraftlinien nämlich, welche die electrischen Quanta in der Luft mit der Erdoberfläche verbinden, werden infolge der Schutzzringwirkung stets miteinander parallel, senkrecht zum Erdboden laufen; sie werden daher, wie immer auch die Electricitätsmenge in dem prismatischen Raume vertheilt ist, stets in derselben Dichte an dessen Grundfläche enden und es wird daher dort ein von der Vertheilung unabhängiges Potentialgefälle herrschen. Die Grösse desselben ergibt sich, als die Anzahl der positiv gerichteten Kraftlinien bezogen auf die Flächeneinheit, zu

$$-\frac{4 \pi \cdot 10^{-1} v \cdot 9,6 \cdot 10^{-8}}{100^2} \frac{\text{Electrostat. Einh.}}{\text{cm}} = -11000 \frac{\text{Volt}}{\text{m}}.$$

Verglichen mit dem grössten beobachteten normalen Erdpotentialgefälle, $+828 \text{ Volt/m}^2$), erscheint diese Wirkung der innerhalb 1 St. auf den Erdboden treffenden Regentropfen gross genug, um trotz bedeutender Verringerung durch Entladung an die Erdoberfläche und die fallenden Tropfen und durch seitliche Ausbreitung, die beobachtete Umkehr hervorzubringen. Die Wirkung des Zusammenstosses der Tropfen

1) Für die Berechnung derselben vgl. Anmerkung p. 28.

2) Beobachtet von Elster u. Geitel, vgl. Exner, Exn. Rep. 27. p. 218. 1891.

untereinander wurde hierbei ganz ausser Acht gelassen, doch übertrifft er vielleicht sogar den berechneten, insbesondere bei grosstropfigem Regen.

Nicht minder bedeutend dürfte die Wirkung der vom Sturme erregt sich überstürzenden Meereswellen sein. Dem Zeichen nach mit dem normalen Gefälle übereinstimmend, müsste sie als Verstärkung desselben bemerkbar werden. Die einzige Messung von Luftelectricität bei bewegter See, die mir bekannt geworden ist, ergibt in der That dieses Resultat. Exner beobachtete am Strande von Ceylon, dass die normalen Luftpotentiale bei brandendem Meere bedeutend vergrössert erschienen.¹⁾ Mehr als zwei Drittheile der Erdoberfläche sind Schauplatz dieser Electricitätsentwicklung, es erscheint daher nicht unmöglich, dass ein bedeutender Theil des normalen atmosphärischen Gefälles durch dieselbe bedingt und unterhalten wird. Berücksichtigung ferner Seestürme beim Studium der atmosphärischen Electricität könnte hierüber Aufschluss geben.

43. Die Electricitätsentwicklung beim Zussammenstosse von Flüssigkeitsmassen und ihre Eigenthümlichkeiten können erklärt werden, wenn man annimmt, dass Contactelectricität zwischen Gasen und Flüssigkeiten besteht. Alle freien Flüssigkeitsoberflächen sind dann Sitz electrischer Doppelschichten, beim Wasser beispielsweise so, dass die äusserste Schicht seiner Oberfläche mit positiver Electricität, die angrenzende Schicht der Luft mit negativer Electricität bis zu einer gewissen constanten Potentialdifferenz beladen sind. Treffen zwei Wassermassen zusammen, so verschwindet ein Theil der freien Oberfläche und die Luft muss aus dessen Nachbarschaft entweichen. Geschieht dies rasch genug, so kann sie schon weit fortgeströmt sein, ehe ihre electrische Ladung Zeit gehabt hätte, sich mit der entgegengesetzten des Wassers ganz zu vereinigen; die beiden Theile der electrischen Doppelschicht sind mechanisch voneinander abgetrennt. Aehnliches geschieht in einer Reibelectrisirmschine²⁾ und bei den Diaphragmen-

1) Exner, l. c. p. 135.

2) v. Helmholtz, Wied. Ann. 7. p. 337. 1879. — G. Meyer, Wied. Ann. 40. p. 262, 1890.

strömen¹⁾ an den Grenzflächen fester, bez. fester und flüssiger Körper. Je rascher die Trennung bewirkt wird, je rascher Flüssigkeitsoberfläche verschwindet, um so mehr von der Ladung wird abgetrennt werden: Je grösser die Geschwindigkeit der auffallenden Tropfen und je grösser die Tropfen selbst waren, um so mehr Electricität wurde gewonnen (28, 37). Auch die Versuche mit verschieden dicken Strahlen sind in Uebereinstimmung mit jener Vorstellung. Es strömte in diesen Versuchen (24, Tab. X) die gleiche Wassermenge unter gleichem Drucke, also mit nahezu gleicher Geschwindigkeit aus, dennoch war die Wirkung nicht gleich, sondern um so grösser, je dünner die Strahlen, d. h. je grösser die Oberfläche des Wassers war, denn dünner Strahlen zerfallen auch in kleinere Tropfen als dickere.

Nach Paschen's Versuchen zählt die Zeit, welche zur vollen Ausbildung der Ladung an der Grenzfläche von Quecksilber und Electrolyten nöthig ist, nach tausendstel Secunden²⁾; von gleicher Ordnung wird man auch die Zeit erwarten, die ein aus der Grenzschicht herausbewegtes Volumelement in diesem Falle zum Verlieren seiner Ladung braucht. Rechnet man in unseren Versuchen die Zeit, innerhalb welcher Oberfläche in wirksamer Weise verschwindet, vom ersten Contact bis zum halben Untertauchen eines auf Wasser fallenden Tropfens, also gleich der Zeit, in welcher der Tropfen um seinen eigenen Radius fortrückt, so ergibt sie sich (mit den schon in Tab. XVI, letzte und vorletzte Columnne, zusammengestellten Daten):

$$\begin{array}{ll} \text{Beim schwachen Strählchen (38)} & = 0,0003 \text{ Sec.,} \\ \text{,, starken Strahle (24)} & = 0,00005 \text{ „,} \end{array}$$

also von einer Grösse, die unserer Erklärung nicht widerspricht. Während dieser Zeit verschwindet die Hälfte der Oberfläche des Tropfens und ausserdem ein Stück von der getroffenen Wasserfläche gleich seinem grössten Kreise, was zusammen genommen, beim Tropfendurchmesser 2 mm, $9,7 \text{ mm}^2$ ausmacht. Dabei wurden, im Maximum beim starken Strahle (Tab. XVI), $0,206 \cdot 10^{-12}$ Coulombs Electricität freigemacht,

1) Quincke, Pogg. Ann. 107. p. 1. 1859. — v. Helmholtz, l. c.

2) Paschen, Wied. Ann. 41. p. 801. 1890.

sodass $2,1 \cdot 10^{-12}$ Coulombs auf das Quadratcentimeter verschwundener Oberfläche kommen. Zwei entgegengesetzte Quanta dieser Grösse, auf zwei Condensatorplatten von dieser Fläche vertheilt und im Abstand von 1 Millionteilmillimeter einander gegenübergestellt, ergäben eine Potentialdifferenz von nur $2,4 \cdot 10^{-6}$ Volt, sodass schon eine sehr kleine Contactpotentialdifferenz zwischen Wasser und Luft genügte, um unsere Erscheinung zu erklären.

44. Es sind mir noch zwei andere Erscheinungen bekannt, die ebenfalls durch Contactelectricität zwischen Gasen und Flüssigkeiten erklärt worden sind, und die sich mit der hier untersuchten vergleichen lassen.

Die erste ist die von Quincke entdeckte electrische Fortführung von Gasbläschen in Flüssigkeiten.¹⁾ Befindet sich Wasser, das Luftbläschen enthält in einem starken electrischen Felde, so bewegen sich die Bläschen nach der positiven Seite hin. Luftbläschen in Terpentin gehen nach der negativen Seite. Die Bewegungen erfolgen also so, als ob Potentialdifferenzen beständen, in dem Sinne:

$$\begin{array}{c} \text{Luft} - | \text{Wasser} +, \\ \text{Luft} + | \text{Terpentin} -. \end{array}$$

Ganz im selben Sinne verhielten sich dieselben Flüssigkeiten auch bei unseren Strahlversuchen (Tab. XVII, Nr. 1 u. 9); das Wasser wurde positiv electrisch, Terpentin negativ electrisch gegen die Luft. Auch bei Alkohol (Nr. 2 u. 3) zeigt sich Uebereinstimmung insofern, als sowohl in Quincke's als in den hier beschriebenen Versuchen bei zwei verschiedenen Sorten entgegengesetztes Verhalten beobachtet wurde. Nur bei Schwefelkohlenstoff (Nr. 7) fehlt die Uebereinstimmung; vielleicht ist dies indessen bei einer Flüssigkeit, die noch schwieriger zu reinigen ist als Alkohol, gar nicht zu verwundern. Alkohol und Schwefelkohlenstoff gaben in unseren Versuchen überhaupt nur schwache Wirkung im Vergleich zu Wasser und Terpentin. Electrische Fortführung von Luft in anderen Flüssigkeiten ist, soviel mir bekannt, noch nicht untersucht.

Die zweite Beobachtung ist die Folgende: Die Hrn. Bichat und Blondlot maassen die Contactpotentialdifferenzen Schwefel-

1) Quincke, Pogg. Ann. 113. p. 572 ff. 1861.

säure (1 : 10 Vol.) | Glaubersalzlösung (4 proc.) und Kalilauge (3 : 5 Wasser) | Glaubersalzlösung (4 proc.) nach zwei verschiedenen Methoden. Die eine Methode gab die wahren Potentialdifferenzen (mit Hilfe des Helmholtz'schen Satzes über die Oberflächenspannung) wie folgt¹⁾:

$$\begin{aligned} \text{H}_2\text{SO}_4 | \text{Na}_2\text{SO}_4^+ &= + 0,20 \text{ Daniell,} \\ \text{Na}_2\text{SO}_4^- | \text{KHO}^+ &= + 0,125 \text{ ,} \end{aligned}$$

Die andere Methode war von etwaigen Contactpotentialdifferenzen der Lösungen gegen Luft abhängig und ergab²⁾:

$$\begin{aligned} \text{H}_2\text{SO}_4 | \text{Na}_2\text{SO}_4 + \text{Na}_2\text{SO}_4 | \text{Luft} + \text{Luft} | \text{H}_2\text{SO}_4 &= - 0,129 \text{ Daniell,} \\ \text{Na}_2\text{SO}_4^- | \text{KHO} + \text{KHO}^+ | \text{Luft} + \text{Luft} | \text{Na}_2\text{SO}_4 &= - 0,136 \text{ ,} \end{aligned}$$

Diese „scheinbaren“ Potentialdifferenzen stimmen also nicht einmal im Zeichen mit den obigen wahren, woraus folgt, dass die im zweiten Gleichungspaares vorkommenden Potentialsprünge gegen Luft nicht Null sind. Man erhält für dieselben durch Subtraction:

$$\begin{aligned} \text{Na}_2\text{SO}_4^- | \text{Luft} + \text{Luft} | \text{H}_2\text{SO}_4 &= - 0,33 \text{ Daniell,} \\ \text{KHO}^+ | \text{Luft} + \text{Luft} | \text{Na}_2\text{SO}_4 &= - 0,261 \text{ ,} \end{aligned}$$

Genau dieselben drei Flüssigkeiten finden sich auch in der Tab. XVII untersucht (Nr. 12, 13, 14). Die Zahlen dieser Tabelle sind freilich — unsere Erklärung der Erscheinung als richtig angenommen — nur unbestimmte Vielfache der Contactpotentialdifferenzen gegen Luft und geben von denselben mit Sicherheit nur das Zeichen: Es gilt für jede Zahl z der Tabelle (letzte Col.) die Gleichung

$$\text{Luft} | \text{Flüssigkeit} = n \cdot z \text{ Daniell,}$$

wo n eine positive Zahl ist, die höchst wahrscheinlich von Flüssigkeit zu Flüssigkeit wechselt. Der Vergleich muss sich daher darauf beschränken, festzustellen, dass Uebereinstim-

1) Bichat u. Blondlot, Compt. rend. 100. p. 791. 1885. (Die erste der obigen Angaben stimmt im Zeichen nicht mit der l. c. überein, doch liegt hier, wie ich durch gütige briefliche Mittheilung von Hrn. Prof. Blondlot weiss, ein Druckfehler des Originale vor: H_2SO_4 und Na_2SO_4 sind dort zu vertauschen).

2) Bichat u. Blondlot, Journ. d. Phys. (2) 2. p. 548. 1883.

mung mit dem letzten Gleichungspaare von Bichat und Blondlot erreicht wird, wenn man setzt¹⁾:

$$\begin{array}{lll} \text{bei } \text{KHO, H}_2\text{SO}_4, \text{Na}_2\text{SO}_4 \\ n = & 1 & 1,83 & 0,274. \end{array}$$

Wäre z. B. die Schwefelsäure in unseren Versuchen positiv electricisch geworden (statt negativ), so wäre Uebereinstimmung nie möglich gewesen. Leider sind die obigen zwei Flüssigkeitspaare die einzigen, auf welche Bichat und Blondlot's beide Methoden angewandt sind.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

45. Als Hauptresultat der vorbeschriebenen Versuche kann die Kenntniss einer einfachen Erscheinung betrachtet werden, auf welche die electriche Wirkung der Wasserfälle zurückzuführen ist:

Wassertropfen, die auf Wasser oder einen benetzten Körper fallen, entwickeln Electricität. Das Wasser wird positiv electricisch, die Luft entweicht mit negativer Ladung von der Stelle des Auffallens.

In Tropfen zerfallene Strahlen sind geeignet, die Erscheinung stark bemerkbar zu machen; die Ladung des Wassers kann sich hier bis zur Fünkchenbildung steigern (24), das Luftpotential in einem Zimmer auf Hunderte von Volts gebracht werden (6.). Am charakteristischsten zeigte sich die Erscheinung in den unter 22. beschriebenen Versuchen mit isolirten Strahlen, am reinsten in den unter 38. und 25. beschriebenen.

Minimale Verunreinigungen des Wassers schwächen die Wirkung bedeutend (7, 13, 41). Auch alle anderen versuchten Flüssigkeiten erwiesen sich als wirksam, je in verschiedenem Grade und mit verschiedenem Zeichen (41.); die Natur des Gases war ebenfalls von Einfluss (40).

Eine einfache Erklärung der Erscheinung war unter der Annahme möglich, dass Contactelectricität zwischen gasförmigen und flüssigen Körpern bestehe (43.).

Auf die Wasserfälle angewandt, ergeben die Versuche, in Uebereinstimmung mit den Beobachtungen in den Alpen, das Folgende:

1) Es führen unendlich viele Systeme der n zu Uebereinstimmung.

Unter ihren mannigfachen Bewegungserscheinungen sind wirksam nur die Zusammenstöße der Wassermassen untereinander und mit dem feuchten Gestein; der Hauptsitz der Electricitätsentwicklung ist daher der Fuss des Falles (4). Von da aus verbreitet sich die negative Electricität der Luft in die Umgebung, während die positive des Wassers zur Erde geht.

Electromotorisch unwirksam ist das Hinabströmen des Wassers durch die Luft und das blosse Zerstieben desselben (35, 36); seine Reibung am Gestein (34) und der Einfluss des Erdpotentialgefälles (3, 5) sind nebensächlich. Schäumende Mischung der Luft mit dem Wasser vermindert nur die Luftplectricität (26); dieselbe kann auch vermindert erscheinen durch die Anwesenheit von Wasserstaub, der sich unter ihrer Influenz mit der entgegengesetzten Electricität abtrennt (4, 20, 21, 34).

Auch die durch Regenfälle bewirkte Erniedrigung und Umkehr des normalen Erdpotentialgefälles und die Erhöhung desselben durch die Meeresbrandung lassen sich durch unsere Erscheinung erklären (42).

Bonn, Physikal. Institut der Univ., Mai 1892.

1. *Ueber Kathodenstrahlen in Gasen von atmosphärischem Druck und im äussersten Vacuum; von Philipp Lenard.*

(Hierzu Taf. IV Fig. 1—12.¹⁾)

1. Wird ein Geissler'sches Rohr genügend weit evakuirt, so treten fast alle Erscheinungen zurück, welche sich an die Anode schliessen und welche die Bahn der electrischen Entladung bezeichnen, und es kommen dafür die phosphoreszenzerregenden Strahlen zu vollster Entwicklung, welche von der Kathode ausgehen, welche Hittorf entdeckte, Crookes als strahlende Materie studirte. Zwar erzeugt von der electrischen Entladung, sind diese Kathodenstrahlen in ihrer Ausbreitung doch vollkommen unabhängig von derselben. Indem sie sich so in der Vorstellung ganz absondern von der erzeugenden Entladung, erscheinen sie nach allem, was von ihnen bekannt ist, wie ein Gegenstück zum Lichte: nahe verwandt mit demselben in den geometrischen Verhältnissen der Ausbreitung und doch wieder gänzlich verschieden davon in wesentlichen Eigenschaften. Was sie bei ihrer Unzugänglichkeit an Unbekanntem enthalten, stellt sich so nach Umfang der ganzen Optik an die Seite.

Verschieden vom Licht in der Fähigkeit feste Körper zu durchdringen, enden die Kathodenstrahlen in unseren Entladungsrohren dort, wo sie auf die Glaswand treffen. Was aber würde geschehen, wenn die Wand für Kathodenstrahlen durchlässig gemacht wäre?

Diese Frage durch den Versuch zu beantworten, erschien nicht mehr unmöglich, als Hertz nachgewiesen hatte, dass die

1) Da sämmtliche Figuren bei Herstellung der Tafel im Verhältniss von 1:0,74 verkleinert wurden, bedürfen die Angaben „nat. Gr.“, „112“ etc. entsprechender Reduction (Anm. bei d. Correctur).

gewöhnlichen Blattmetalle für Kathodenstrahlen stark durchlässig sind, selbst in drei- und vierfachen Lagen. Freilich sind die Blattmetalle zart und nie frei von Löchern, also unmittelbar nicht geeignet für unser Vorhaben; aber die Kathodenstrahlen dringen nicht durch die Löcher, sondern durch den Stoff der Blätter.¹⁾

Dementsprechend zeigte sich bald, dass selbst 15fache Lagen von gewöhnlichem Blattaluminium noch kräftig durchstrahlt werden, besonders dann wenn man geeignete Kathodenstrahlen erzeugt. Unter einer Anzahl von stärkeren Aluminiumfolien verschiedener Dicke, welche ich mir daraufhin verschaffte, fand sich eine, eben stark genug dem einseitigen Atmosphärendruck auf kleiner Fläche zu widerstehen, löcherfrei, und doch nur achtmal so dick als gewöhnliches Aluminiumblatt. Diese Folie war geeignet, einen durchlässigen luftdichten Verschluss an einer Entladungsrohre zu bilden und den Kathodenstrahlen den Weg in die freie Atmosphäre zu eröffnen. Ob sie ihn betreten werden, war freilich nicht vorauszusagen. Die hier zu beschreibenden Versuche werden keinen Zweifel lassen. Einmal erzeugt, pflanzen sich die Kathodenstrahlen auch in den lufterfüllten Raum hinein fort, und zwar auf Strecken von fast Decimeterlänge.

Die Beobachtung der Strahlen kann somit aus dem Entladungsrohre hinaus verlegt werden ins Freie; sie können in beliebigen Medien untersucht werden. Insbesondere aber sind Beobachtung und Erzeugung völlig voneinander unabhängig gemacht; die Bedingungen der ersteren können variirt werden, ohne zugleich an der letzteren zu ändern.

Von besonderem Interesse ist die Möglichkeit, die Strahlen in ein vollständiges Vacuum treten zu lassen, in welchem sie bekanntlich nicht erzeugt werden könnten; die Möglichkeit also,

1) Hertz, Wied. Ann. **45**. p. 28. 1892. Gleichzeitig haben auch E. Wiedemann und Ebert auf die Durchlässigkeit der Kathodenbeschläge in Entladungsrohren aufmerksam gemacht; Sitzber. d. phys.-med. Soc. zu Erlangen, 14. Dec. 1891.

Eine Entladungsrohre mit durchlässigem Verschluss herzustellen, hatte ich schon vor längerer Zeit versucht, freilich ohne Erfolg; eine millimeterdicke Quarzplatte war verwandt. Zur Benutzung der Blattmetalle wurde ich von Prof. Hertz selbst aufgefordert und ich bin ihm hiefür, sowie für manche sehr werthvolle Bemerkung zu grossem Danke verpflichtet.

mit ihnen denselben Fundamentalversuch auszuführen, der für den Schall, für das Licht entschieden hat, ob dieselben Vorgänge in der Materie sind oder Vorgänge im Aether. Wie man sehen wird, ist der luftleere Raum kein Hinderniss für die Ausbreitung der Strahlen. Sie durchziehen ihn mit grosser Intensität auf meterlangen Strecken; sie geben sich somit als Vorgänge im Aether zu erkennen. Bei dem Wenigen, was vom Aether bekannt ist, haben sie dadurch an Interesse gewiss nur gewonnen.

Der Apparat.

2. Nach successiver Abänderung fast aller Theile des Entladungsrohres erhielt dasselbe die Form, welche Fig. 1, *E E*, im Querschnitt zeigt.¹⁾ *K* ist die Kathode, eine kreisförmige Aluminiumscheibe von 12 mm Durchmesser; sie sitzt an einem langen Stiele, welcher ganz von dem sehr dickwandigen Glasrohre *Kl* umhüllt wird und welcher bei *l* eingeschmolzen ist. Das Glasrohr passt gut in den Hals *hh*₁ der Entladungsöhre und ist daselbst bei *h*₁ luftdicht festgekittet. Die Anode *AA* ist ein Stück Messingrohr, das knapp in das Entladungsrohr passt und den Stiel mit der Kathode 12 mm weit vorstehen lässt. Der Platindraht *ppp* hält die Anode in ihrer Lage fest und vermittelt die Zuleitung; er ist eingeschmolzen in das zur Pumpe führende Rohr *R*. Der Kathode gegenüber ist das Entladungsrohr durch eine starke Metallkapsel *mm* und Kittung luftdicht verschlossen. Diese Kapsel zeigt Fig. 2 in natürlicher Grösse. Sie ist in ihrer Mitte, bei *F*, durchbohrt. Ueber diese 1·7 mm weite Bohrung, deren äussere Ränder wohl abgerundet sind, ist das dünne Aluminiumblättchen *Al*²⁾ ge-

1) Alle Theile des Entladungsrohres und das Gehäuse sind genau in richtigem Grössenverhältniss gezeichnet (vgl. den beigegebenen Maassstab), nur der Schirm *SS* erscheint etwas zu klein. Das Inductorium ist nur angedeutet.

2) 1 cm² dieses Blattes wiegt 0·000715 gr, es ist daher 0·00265 mm dick (7·7 mal so dick als gewöhnliches Blattaluminium), dabei leicht zu handhaben und mit der Scheere zu zerschneiden. Es ist das „einmal geschlagene Aluminium“ der Blattmetallfabriken (gewöhnliches Aluminiumblatt ist zweimal geschlagen) und somit als Zwischenproduct in jeder solchen vorrätig. Indessen, nicht jede Fabrik schlägt genügend löcherfrei. Die einzige brauchbare Sorte (unter dreien), welche ich besitze, stammt aus unbekannter Bezugsquelle. Doppelt so dickes Blatt, welches mit fast gleichem Erfolge anwendbar ist, ist leichter einigermaassen brauchbar zu erhalten (z. B. bei J. Trump, Goldschlägerei, Nürnberg,

legt und durch ringsum aufgetragenen Kitt befestigt.¹⁾ Wir nennen diesen für Kathodenstrahlen durchlässigen, für Licht und Luft vollkommen undurchlässigen Verschluss das Fenster, und den Raum der sich in der Figur links davon befindet, den Beobachtungsraum. Das Fenster ist seiner Befestigungsweise nach in gut metallischem Contact mit der Kapsel, welche, wie die Anode, zur Erde geleitet ist. Um nicht das Fenster zugleich als Anode wirken zu lassen, was Corrosion zur Folge hätte, ist der innere metallene Vorschirm *V* angebracht, welcher nur eine ca. 3 mm weite Oeffnung für die Kathodenstrahlen frei lässt. Das Entladungsrohr wird von einem Blechgehäuse *G G* umgeben, an welches sich nach vorn der grosse Blechschirm *S S* anschliesst, der nur die Fensteröffnung frei lässt und gegen den Beobachtungsraum hin geschwärzt ist. Dieses Gehäuse und der Schirm, welche zur Erde geleitet sind, schützen den Beobachtungsraum vor dem Lichte und den electrischen Kräften der Entladung.

Die günstigste Verdünnung ist erreicht, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Electroden einer Schlagweite von etwa 3 cm zwischen Kugeln in Luft entspricht. Um diese Schlagweite, und damit die Verdünnung, jederzeit controliren zu können, ist die verstellbare Funkenstrecke *B* (Fig. 1) im Nebenschluss zum Entladungsrohre eingeschaltet. Mit zunehmender Verdünnung nimmt die Funkenlänge rasch zu. Bei geringerer Verdünnung als der angegebenen werden Kathodenstrahlen erzeugt, welche weniger gut durch das Fenster dringen; bei höherer kommt das Entladungsrohr in Gefahr, beschädigt zu werden.²⁾ Das benutzte Inductorium lieferte

Steinbühlerstrasse). Löcher, welche Luft durchlassen, sind stets bei starker Beleuchtung in der Durchsicht mit der Lupe sichtbar, können also vermieden werden.

1) Als Kitt verwende ich für das Fenster Marineleim (1 Holztheer + 2 Pech + 1 Guttapercha), für die übrigen Kittungen Siegellack und darüber Marineleim. Siegellack allein bekommt mit der Zeit Sprünge, Marineleim allein würde durch den Luftdruck durch die Fugen gepresst werden.

2) Die Glasumhüllung des Kathodendrahtes wird durchschlagen, besonders leicht zwischen *h* und *h₁*. Diese Gefahr ist bedeutend verminder bei einer Röhre, welche Hr. Glastechniker Müller-Unkel in Braunschweig kürzlich fertigte. Die Glashülle der Kathode ist hier in das

mit Quecksilberunterbrecher (etwa sechs Unterbrechungen in der Secunde) und vier Accumulatoren für sich bis 15 cm lange Funken zwischen Kugeln. Das Entladungsrohr blieb stets an der Pumpe, einer Geissler'schen Quecksilberluftpumpe, denn erhielt sich auch das Vacuum bei unbenutztem Apparate wochenlang unverändert, so stieg doch der Druck während der Benutzung stets merklich an, so dass von Zeit zu Zeit nachgepumpt werden musste. Es wurde übrigens die Vorsicht gebraucht, den Unterbrecher stets nur für die wenigen Secunden in Gang zu setzen, welche zu einer Beobachtung nöthig sind; so wurde das Fenster vor Erhitzung bewahrt. Wir beobachteten nun das Folgende.

Kathodenstrahlen in der freien Atmosphäre.

3. Kathodenstrahlen bringen die Luft zu mattem Leuchten. Ein Schimmer bläulichen Lichtes umgibt das Fenster; er ist am hellsten in der Nähe des Fensters selbst, nach aussen hin ohne deutliche Begrenzung; weiter als etwa 5 cm vom Fenster reicht er nicht. Das Licht scheint bei jeder Entladung büschelförmig in allen Richtungen aus dem Fenster zu schiessen; es ist nicht hell genug, um im Taschenspectroscop untersucht zu werden. Das Fenster selbst ist dabei dunkel, solange es neu ist. Nach einigem Gebrauche fängt es an ebenfalls schwach zu leuchten, ungleichmässig, nur an einzelnen Punkten der kleinen durchstrahlten Fläche; an einigen fahl bläulich, an anderen fahl grünlich oder gelblich. Einmal eingetreten, erscheint dies Leuchten regelmässig in derselben Weise immer wieder. Auf diese übrigens unwesentliche Erscheinung kommen wir zurück.

4. Phosphorescenzfähige Körper, in die Nähe des Fensters gehalten, leuchten an der ihm zugewandten Seite hell in dem ihnen eigenthümlichen Lichte. Neben dem glänzenden Aufleuchten der Erdalkaliphosphore, des Kalkspaths, des Uran-glasses verschwindet das Licht der Luft und des Fensters vollständig. Mit zunehmender Entfernung vom Fenster nimmt die Erscheinung an Intensität rasch ab, sie verschwindet in einem

Entladungsrohr eingeschmolzen, ausserdem sitzt das Fenster an einem eingeschmolzenen Platinröhren, so dass jede weitere Kittung vermieden ist. Das Rohr hat sich sehr gut bewährt.

Abstände von 6 oder 8 cm. Nur die Grösse der Entfernung bestimmt die Helligkeit des Leuchtens, ihre Richtung ist ohne Einfluss. So ist z. B. die Phosphorescenz eines Kalkspathstückchens gleich hell, ob es sich bei Φ (Fig. 2) oder bei Φ' befindet. Hält man einen ebenen phosphorescenzfähigen Schirm¹⁾ senkrecht gegen die Fensterwand, so dass seine Kante am Fenster vorbeigeht, so stuft sich die am Fenster blendende Helligkeit nach allen Seiten hin gleichmässig ab; gleich helle Punkte liegen auf Halbkreisen, deren Mittelpunkt das Fenster ist. Diese allseitige Ausbreitung vom Fenster aus war zu erwarten, denn Kathodenstrahlen gehen diffus durch Aluminium.²⁾

Die Farbe und relative Helligkeit des Leuchtens ist hier dieselbe, wie sie in evakuirten Röhren unter dem Einflusse der Kathodenstrahlen beobachtet wird. Gewöhnliches Glas, Uranglas, Flintglas, Kalkspath, Kreide leuchten in ihrer bekannten Weise; der Kalkspath leuchtet auch hell nach. Sehr hell, und lange nachleuchtend, strahlen die Erdalkaliphosphore³⁾; nicht weniger hell, aber ohne bemerkbares Nachleuchten Pentadecylparatolylketon (grün)³⁾, Asaron (violett).³⁾ Eine Sammlung von Platincyanüren gab zum Theil glänzende Erscheinungen, Farbe und Helligkeit stimmte jedesmal mit der im ultravioletten Sonnenspectrum beobachteten überein⁴⁾; Urannitrat gab hell sein charakteristisches Linienspectrum.⁵⁾ Nicht-

1) Als solcher ist Seidenpapier getränkt mit Pentadecylparatolylketon besonders geeignet. Das Papier wird auf eine kalte Glasplatte gelegt und die geschmolzene Substanz mit einem Pinsel gleichmässig aufgetragen. Ein soleher Schirm ist durchscheinend, kann also von beiden Seiten gleich gut beobachtet werden und leuchtet viel heller als Uranglas, ohne Nachleuchten. Unter einem phosphorescenzfähigen Schirm schlechthin wird künftig stets so präparirtes Papier verstanden sein, unter einem phosphorescenzfähigen Körper ein Stückchen Schwefelstrontiumphosphor an Draht befestigt und im Dunklen aufbewahrt. Ueber das Keton siehe Krafft, *Chem. Ber.* **21**, p. 2265. 1888.

2) *Hertz*, *Wied. Ann.* **45**, p. 31. 1892.

3) welche ich in denselben Proben mit demselben Resultate in evakuirten Röhren beobachtet hatte.

4) und also auch mit der in evakuirten Röhren zu beobachtenden vgl. *Hagenbach*, *Pogg. Ann.*, *Jubelbd.* und *E. Goldstein*, *Wien. Ber.* **80**, p. 151. 1879.

5) Wie von *E. Becquerel* im Phosphoroskop beobachtet und in *La Lumière* **1**, p. 336. 1867 abgebildet.

leuchtend, wie in evaucirten Röhren, bleibt die am Lichte stark phosphorescirende Eosingelatine. Dunkel bleiben auch alle Körper, die überhaupt nicht phosphorescenzfähig sind, wie Metalle, Glimmer, Gypskristalle, Schwefelkristalle. Quarz leuchtete in allen versuchten Proben blau, aber nur ganz dicht an das Fenster gehalten, und ebenso verhielt sich ein Stück Steinsalz. Offenbar werden hier auch die schwächsten Kathodolumineszenzen zum Vorschein gebracht; schwaches blaues Licht habe ich bei Quarz auch in evaucirten Röhren beobachtet.

Mit Bezug auf das Leuchten des Fensters war Aluminiumoxyd von Interesse. Solches Oxyd, welches sich an Aluminiumkathoden gebildet hatte¹⁾), leuchtete matt fahlgrünlich und bläulich gemischt, nur an einzelnen Punkten sehr hell, also wie das Fenster. Der Annahme, dass dessen Leuchten die Phosphorescenz einer minimalen, unter dem Einflusse der Kathodenstrahlen und des Ozons (6.) gebildeten Oxydschicht sei, widerspricht auch keine spätere Beobachtung (5, 12, 15, 17).

Flüssigkeiten, welche bisher den Kathodenstrahlen nicht zugänglich waren, wurden meist nur wenig oder garnicht erleuchtet. So Lösungen von Eosin, Fluorescein, Magdalaroth, schwefelsaurem Chinin, Chlorophyll, welche sämmtlich am Tageslicht schön fluorescirenten. Diese Lösungen verhalten sich also ähnlich der Eosingelatine. Nur ein Tropfen Petroleum, an einem Holzstäbchen hängend, liess sein blaues Fluorescenzlicht erscheinen, und ähnlich verhielten sich andere fluorescirende Kohlenwasserstoffe. Auch in festem Zustande blieben die oben genannten Körper dunkel, mit alleiniger Ausnahme des schwefelsauren Chinins, welches sehr hell, blau, leuchtete.²⁾

1) Beim Oeffnen lange benutzter Entladungsrohren wuchsen weisse fadenförmige Wucherungen aus der Kathode, die bald abfielen und sich zu einem fast Kubikcentimeter grossen Häufchen sammelten. Schon Hittorf hat diese Erscheinung beobachtet und als Oxydation der aufgelockerten Aluminiumoberfläche gedeutet (Pogg. Ann. 136. p. 23. 1869). Warburg fand, dass sie nur in Gegenwart von Quecksilberdämpfen eintritt (Wied. Ann. 31. p. 577. 1887).

2) Mit demselben Resultate wurde schwefelsaures Chinin kürzlich beobachtet von Ebert und Wiedemann unter dem Einflusse von Kathodenstrahlen, welche durch electrische Schwingungen erzeugt waren. Wied. Ann. 50. p. 253. 1893.

Röhren von Stanniol oder Glas, zwischen das Fenster und einen phosphorescenzfähigen Körper so eingeschoben, dass die Verbindungslien beider in die Rohraxe fällt, verstärkten sein Leuchten nicht, sie schwächten es eher.

5. Alle Phosphorescenzerscheinungen im Beobachtungsraum hören auf, wenn ein an die Entladungsrohre gelegter Magnet die Kathodenstrahlen von der Innenfläche des Fensters abhält; auch das Fenster und die Luft bleiben dann dunkel.

6. Auf die Haut fallend bringen die Kathodenstrahlen keinerlei Empfindung hervor, ebensowenig wenn sie das Auge treffen. Die Nase verspürt starken Ozongeruch und der eigenthümliche Geschmack, welchen die Kathodenstrahlen auf der Zunge hervorrufen, dürfte ebenfalls nur dem Ozon zuzuschreiben sein.

7. Eine $1/2$ mm dicke, nicht zu kleine Quarzplatte, an irgend einer Stelle zwischen Fenster und phosphorescenzfähigem Körper eingeschoben, bringt sein Leuchten zum Verlöschen; ein gewöhnliches echtes oder unechtes Gold-, Silber- oder Aluminiumblatt lässt es ohne merkbare Schwächung bestehen. Die Quarzplatte schneidet auch das Leuchten der Luft ab; von oben herabsehend, findet man die Lutte wohl zwischen Fenster und Quarz, nicht aber hinter dem Quarz leuchtend. Die Metallblätter dagegen schneiden auch das Leuchten der Luft nicht ab, es ist sehr deutlich auch hinter denselben zu sehen; die Metallblätter selbst bleiben dunkel. Die Undurchlässigkeit der benutzten Quarzplatte und die Durchlässigkeit der Metallblätter sind charakteristisch für Kathodenstrahlen im Gegensatze zum Licht. Dass aber Quarz für Kathodenstrahlen undurchlässiger sei als die Metalle, dürfen wir bei so ungleichen Dicken nicht schliessen; Metallbleche von $1/2$ mm Dicke zeigen sich ebenso undurchlässig, wie die Quarzplatte. Einen festen Körper, der in dieser oder grösserer Dicke merkbar durchlässig gewesen wäre, habe ich überhaupt nicht gefunden. Dagegen erwiesen sich alle Substanzen als mehr oder minder durchlässig, die in dünnerer Schicht erhältlich waren. Seidenpapier, auf einen phosphorescenzfähigen Schirm gelegt, wirft erst in doppelter Lage einen gut bemerkbaren Schatten, und es ist dabei gleichgültig, ob das Papier weiss, undurchsichtig schwarz oder sonst irgendwie gefärbt ist.

Schreibpapier ist schon weniger durchlässig, und ein mit Zeichenpapier von 0·12 mm Dicke belegter Schirm muss ganz dicht an das Fenster gehalten werden, um deutlich zu leuchten. Ein Cartonblatt von 0·3 mm Dicke hielt alles Leuchten ab. Geblasene Glashäutchen zeigen merkbare Durchlässigkeit schon bei einer Dicke von 0·02 mm, sie kommen dann etwa dem obigen Zeichenpapiere gleich; bei 0·01 mm Dicke werfen sie nur mehr schwache Schatten, und Glasblättchen, die Newton'sche Farben zeigen, sind so durchlässig oder eher durchlässiger als doppeltes Blattaluminium, welches etwa die gleiche Dicke besitzt. Ein wesentlicher Unterschied zwischen Dielectriken und Metallen besteht also nicht. Auch dünn gespaltener Glimmer und Collodiumhäutchen, auf ebener Unterlage erzeugt und abgezogen, beide etwa 0·01 mm dick, sind sehr durchlässige Schirme. Um bei der Untersuchung des Glases Täuschung durch dessen eigenes helles Phosphoreszenzlicht auszuschliessen, wurde noch ein Aluminiumblatt zwischen Glashäutchen und phosphoreszenzfähigem Körper eingeschoben; oder es wurde, noch zweckmässiger, ein phosphoreszenzfähiger Schirm benutzt, der mit Aluminiumblatt überzogen und also ein für alle Male für Licht unempfindlich gemacht war. Ein solcher dem Fenster zugewandter Aluminiumüberzug schwächt das Leuchten des Schirmes nicht, er verstärkt es sogar durch Reflexion des Phosphoreszenzlichtes; die Wassertropfchen dagegen, welche das Aluminiumblatt am Schirme festhalten, bilden sich als schwarze Flecken ab. In genügend dünnen Schichten ist aber auch eine wässrige Flüssigkeit durchlässig: Seifenhäutchen in einem Drahtring ausgespannt geben sichtbare Verdunkelung nur, wenn sie Farben höherer als der sechsten Ordnung zeigen, wenn sie also dicker sind, als 0·0012 mm. Am meisten überrascht die Durchlässigkeit immerhin bei Metallblechen. Vom Blattaluminium ausgehend zu immer dickeren Folien, gelangen wir bis zu einem sehr widerstandsfähigen gewalzten Aluminiumblech von 0·027 mm Dicke, welches eben noch bemerkbar durchlässig ist; Blech und phosphoreszenzfähiger Schirm müssen jetzt allerdings dicht ans Fenster gehalten werden. Ebenso, und also etwa gleich dem obigen Zeichenpapiere, verhielten sich dünnstes Eisenblech und gewöhnliches Stanniol, beide 0·02 mm dick. Sind zwei oder

mehrere durchlässige Schirme zwischen Fenster und phosphoreszenzfähigem Körper eingeschaltet — ein Glashäutchen, eine Aluminiumfolie und ein Goldblatt wurden versucht — so ist es für dessen Leuchten gleichgültig, in welcher Reihenfolge und in welchen Stellungen sie sich befinden. Vorausgesetzt ist dabei, dass die Schirme genügend gross sind. War von einer auf Durchlässigkeit zu prüfenden Schicht nur ein kleines Stückchen vorhanden, so wurde dasselbe aus alsbald (8.) ersichtlichem Grunde entweder dicht an den phosphoreszenzfähigen Schirm oder dicht an das Fenster gehalten oder aber über die Oeffnung eines grösseren undurchlässigen Diaphragmas befestigt.

Vergleichung der vorstehenden Angaben lehrt, dass kein einziger der so verschiedenen untersuchten Körper den anderen gegenüber hervorragend durchlässig oder undurchlässig genannt werden könnte. Für Licht kann ein fester Körper in hundertelmillimeterdicker Schicht undurchlässiger sein als ein anderer in Meterdicke; so ungeheure Unterschiede scheinen für Kathodenstrahlen nicht zu bestehen.

Die Durchlässigkeit von Glas und Collodium erscheint im Widerspruch mit der Beobachtung von Crookes¹⁾ und Goldstein²⁾, dass auch dünne Schichten dieser Körper schwarze Schatten auf die Wand einer Entladungsrohre werfen. Es kann indessen bemerkt werden, erstens, dass man in Entladungsrohren unter sehr ungünstigen Umständen beobachtet. Mitten in der Fülle von Licht ist es unmöglich zu sagen, ob der Schatten hinter einem durchsichtigen Körper vollkommen dunkel ist oder nicht, und dies ist wohl zum Teil auch der Grund, warum die Durchlässigkeit zuerst bei den undurchsichtigen Metallen aufgefunden wurde. Zweitens ist es nicht ausgeschlossen und sogar wahrscheinlich, dass die genannten Beobachter unter anderen Umständen andere Arten von Kathodenstrahlen erzeugten, welche weniger fähig sind die Materie zu durchdringen als die hier benutzten, welche nicht nur passend erzeugt, sondern auch durch das Fenster filtrirt sind.

Wurde das Aluminiumfenster durch ein Glasfenster ersetzt,

1) Crookes, Phil. Trans. p. 150. 1879 (I).

2) Goldstein, Monatsber. d. Berl. Akad. p. 87. 1880.

so konnten alle wesentlichen Versuche mit gleichem Erfolge wiederholt werden. Vortheilhafter aber bleibt das Aluminiumfenster; nicht dass es durchlässiger wäre, sondern weil Aluminium undurchsichtig und bei gleicher Dicke viel leichter zu behandeln ist als Glas.

8. Die Atmosphäre ist ein trübes Medium für Kathodenstrahlen; dieselben breiten sich in ihr nicht geradlinig aus, sondern diffus. — Befindet sich ein phosphorescenzfähiger Schirm parallel der Fensterwand aufgestellt, sagen wir in 3 cm Abstand davon, und schieben wir eine undurchlässige Wand, etwa eine $\frac{1}{2}$ mm dicke Quarzplatte, mitten zwischen Fenster und Schirm langsam ein, so erscheint nur eine äusserst verwaschene Schattengrenze am Schirm. Befestigen wir nun die Quarzplatte in ihrer Lage und markiren auf dem Schirm die Linie, in welcher eine durch das Fenster und die Quarzkante gelegte Ebene ihn schneidet, so bemerken wir, dass die Helligkeit fast 1 cm weit in den so markirten geometrischen Schatten der Quarzplatte hineingreift. Bringen wir die Quarzplatte näher an den Schirm, so wird dies Uebergreifen geringer und zugleich der Schatten besser begrenzt; bei 3 mm Abstand ist er noch immer recht unscharf; völlig scharf wird er erst, wenn die Platte den Schirm berührt. Ebenso wirft ein 2 mm dicker Draht nur dann einen gleichgrossen, fast scharf begrenzten schwarzen Schatten, wenn er an dem Schirm anliegt; entfernen wir ihn davon, nach dem Fenster zu, so wird der Schatten sogleich erhellt und sehr verwaschen; er ist völlig verschwunden, wenn der Draht 3 mm vom Schirme absteht. Die Kathodenstrahlen greifen also stark um die Kanten undurchlässiger Körper herum. Täuschung durch die erleuchtete Luft ist dabei ausgeschlossen, denn überziehen wir den phosphorescenzfähigen Schirm mit Aluminiumblatt, so ändert das nichts. Mit der Quarzplatte können wir uns übrigens auch davon überzeugen, dass die bisherige Vorstellung, alle Wirkung gehe nur von der kleinen durchstrahlten Fensterfläche aus, richtig ist. Denn schieben wir die Kante der Quarzplatte ganz dicht am Fenster vorbei, so beginnt die Verfinsterung des Schirmes beim ersten Contact mit dem Fensterrand und sie ist eben vollständig geworden beim zweiten Contact.

Dem Vorhergehenden entsprechend ist es auch nicht mög-

lich, durch Diaphragmen scharfe Strahlen selbst nur von Centimeterlänge abzusondern. Stellen wir eine Metallplatte mit scharfkantiger millimeterweiter Öffnung etwa in 2 cm Abstand vom Fenster auf, so finden wir ein scharfes, helles, gleichgrosses Bild der Öffnung nur ganz dicht hinter diesem Diaphragma; schon 3 mm davon ist das Bild etwa auf's Fünffache vergrössert und verwaschen; in 8 mm Entfernung auf's Zehnfache vergrössert, in 12 mm Entfernung sehr schlecht begrenzt und noch viel mehr vergrössert. Auf einen einzigen Blick lässt Fig. 3 diese Ausbreitung der Strahlen hinter einer 15 mm langen, 2 mm breiten Spalte ss übersehen, welche in das Cartonblatt CC geschnitten, in 12 mm Abstand vom Fenster F aufgestellt ist. Der Schirm Φ_1 ¹⁾ ist hier so an die Spalte gehalten, dass er das Fenster in seine Ebene aufnimmt. Die strauchartige Ausbreitung der Strahlen zeigt sich hier sehr deutlich (Helligkeit ist möglichst getreu in Schwärze wiedergegeben). Neigen wir den Schirm in die Lage Φ_2 , unter 45° zur Spaltebene, so erscheint Fig. 3a. Man bemerkt hier, besser als in der vorigen Stellung, dass ein Bruchtheil der Strahlen doch geradlinig verläuft, ganz wie bei Licht in Milchglas oder in verdünnter Milch, durch welche man neben zerstreutem Lichte auch scharfe Bilder sehen kann. In der ersten Stellung des Schirmes konnten die geradlinigen Strahlen nicht gut zur Wirkung kommen, da sie tangential zum Schirm verlaufen. Wird der Schirm seitlich an die Spalte gehalten, Φ_3 oder Φ_3' (Fig. 3), so ist die Erscheinung Fig. 3b (für die Lage Φ_3). Dieselbe bleibt auch dann bestehen, wenn Schirm und Spalte zusammen in der Ebene der letzteren soweit verschoben werden, dass geradlinige Strahlen den Schirm nicht mehr treffen können. Die strauchartige Ausbreitung, wie in Fig. 3 abgebildet, entspricht also der Wirklichkeit und ist nicht etwa durch das Vorhandensein des Schirmes Φ_1 bedingt oder gestört. Drehen wir schliesslich den Schirm aus der Lage Φ_3 um seine Kante ab in die Lage Φ_4 , so dass er an den Spaltschirm zu liegen kommt, so bleibt er vollkommen dunkel. Es biegen also keine Strahlen nach rückwärts um; wieder in Uebereinstimmung mit Fig. 3.

1) Wie stets Pentadecylparatolyketonpapier.

Fällt paralleles Licht durch eine kurze, verticale, millimeterbreite Spalte in einen planparallelen mit Milch gefüllten Trog, so dass das Lichtbündel in der obersten Schicht der Milch verläuft, und betrachtet man die Milch von oben, so sieht man das Lichtbündel von seiner schmalen Eintrittsstelle aus genau in derselben Weise strauchartig sich ausbreiten wie die Kathodenstrahlen in Fig. 3. Selbst die Andeutung geradliniger Strahlen ist vorhanden. Versenkt man die Spalte, statt sie vor den Trog zu stellen, in die Milch, so bleibt die Erscheinung die gleiche und die Analogie mit dem Kathodenstrahlenversuch wird vollständiger.

9. Kathodenstrahlen sind photographisch wirksam.¹⁾ Lichtempfindliches Copirpapier, ans Fenster gehalten, schwärzt sich etwa ebenso rasch wie am gedämpften Sonnenschein eines nebeligen Tages; hinter einer Quarzplatte bleibt es unverändert. Trockenplatten mit Entwicklung sind auch in grösserem Abstand vom Fenster nach wenigen Secunden vollkommen geschwärzt. Man kann daher den phosphorescenzfähigen Schirm durch die photographische Platte ersetzen. Fig. 4 ist die Copie einer so erhaltenen Aufnahme. Die empfindliche Schicht war dabei, wie Fig. 4a zeigt, zur Hälfte mit einer $1/2$ mm dicken Quarzplatte *Q* *Q* bedeckt und quer darüber noch das doppelte Aluminiumblatt *Al* gelegt. Hätte nun Licht gewirkt, so müsste der Anblick der Copie etwa durch Fig. 4a gegeben sein; sehr verschieden davon ist Fig. 4. Nicht das Aluminiumblatt, sondern die Quarzplatte hat den schwarzen Schatten geworfen. Dieser Schatten ist im IV. Quadranten (vgl. Fig. 4a I, II etc.) etwas aufgehellt; dies ist die Wirkung des Lichtes der Luft, sie fehlt gänzlich im III. Quadranten, welcher ausser mit Quarz auch mit Aluminium bedeckt ist. Ausserordentlich viel stärker als das Luftlicht wirken die Kathodenstrahlen, wie dies die obere Hälfte der Fig. 4 zeigt. Ein Schatten des doppelten Aluminiumblattes ist nur in zarter Andeutung vorhanden, Quadrant II. Fig. 4 ist übrigens nur ein getreues Abbild dessen, was ein phosphorescenzfähiger Schirm

1) Schon E. Goldstein beobachtete photochemische Wirkungen der Kathodenstrahlen in Entladungsröhren. Monatsber. d. Berl. Akad. p. 84. 1880.

direct zeigt. Die photographische Schicht kann indessen bei langer Exposition auch sonst unbemerkbare Wirkungen zum Vorschein bringen. So zeigte sich z. B. ziemlich kräftige Schwärzung hinter dem oben (7.) als undurchlässig bezeichneten Cartonblatt von 0·3 mm Dicke. Das Cartonblatt bedeckte die empfindliche Schicht und zwischen beiden waren Streifen verschiedener Metallblätter eingelegt. Diese Streifen bildeten sich ganz nach Maassgabe ihrer Durchlässigkeit heller (im Negativ) auf dunklerem Grunde ab und ganz hell blieb die Schicht nur dort, wo ein dicker Metallrahmen über das ganze gelegt war. Es waren also wirklich Kathodenstrahlen durch das dicke Cartonblatt gegangen. Die Exposition betrug dabei nur 2 min.

Wursterpapier wurde im Beobachtungsraum geblättert; mit Quarz bedeckt blieb es unverändert; es ist unentschieden ob dies directe chemische Wirkung der Kathodenstrahlen ist, oder Wirkung des durch sie erzeugten Ozons (6). Andere chemische Wirkungen habe ich nicht beobachtet. Elektrolytisches (H_2O-) Knallgas, gegen das Fenster strömend oder in einer sehr dünnen Seifenblase durchstrahlt, explodirte nicht. Schwefelkohlenstoff entzündete sich nicht. Selbst das so leicht zersetzbare Schwefelwasserstoffgas blieb bei längerer Durchstrahlung in einem an die Fensterwand gekitteten Glasrohre unverändert; ein Schwefelbeschlag war nicht zu entdecken. Ein Gemisch von 3 Vol. Wasserstoff und 1 Vol. Stickstoff, in einem ähnlichen Rohre durchstrahlt, welches etwas Wasser enthielt und in eine Capillare mit Alkoholindex mündete, gab keine Volumenverminderung, also keine Ammoniakbildung zu erkennen. Es zeigte sich dagegen hier, und ebenso bei Durchstrahlung von Luft, Kohlensäure und Wasserstoff, eine kleine Volumenzunahme, welche nach der Durchstrahlung wieder verschwand¹⁾ und welche wahrscheinlich nur Erwärmung der Gase durch die absorbirten Kathodenstrahlen zuzuschreiben ist. Der Grösse dieser Volumausdehnung nach wäre die Erwärmung nur sehr gering.²⁾ Ein

1) Das Verschwinden war oft unregelmässig, der Apparat war nicht gegen äussere Temperaturschwankungen geschützt.

2) Das centrisch an die Fensterwand gekittete Rohr war innen 6 cm lang und 4,5 cm weit, es wurde also der Haupttheil der Kathodenstrahlen in der eingeschlossenen Luft und nur wenig an den Wänden absorbirt. Das Rohr fasste 95,4 cm³ Gas, die Volumenzunahme ging bei dauernder Bestrahlung bis zu 25 mm³, was nur 0,08° C. Erwärmung entspräche.

feines Thermometer und auch eine Thermosäule, am Fenster bestrahlt, gaben dementsprechend keine deutlichen Wärmeanzeigen. Die Wirkung einer Kerzenflamme in 50 cm Abstand war mit der benutzten Thermosäule gut zu bemerken. Der Energieinhalt unserer Kathodenstrahlen könnte demnach sehr gering erscheinen, wenn nicht zu bedenken wäre, auf welche äusserst kurzen Zeitintervalle die Strahlung beschränkt ist.

10. Kathodenstrahlen dringen in das Innere metallisch abgeschlossener Räume; sie sind vollkommen trennbar von den erzeugenden electrischen Kräften. — Wir haben bisher die Kathodenstrahlen durch die leitende, mit der Erde verbundene Fensterwand in den Beobachtungsraum treten lassen; derselbe war geschützt vor den electrischen Kräften der erzeugenden Entladung (2), aber, wie sich zeigt, nicht vollkommen. Man kann mit jedem Leiter im Beobachtungsraum kleine Fünkchen aus dem Schirme (8, Fig. 1) ziehen, und ebenso auch aus einer durchstrahlten Aluminiumfolie. Diese Fünkchen sind indessen unverändert auch dann vorhanden, wenn ein an das Entladungsrohr gelegter Magnet (5) die Kathodenstrahlen vom Beobachtungsraume abhält. Dies zeigt an, dass die electrischen Kräfte, welche die Fünkchen hervorbringen, in keinem näheren Zusammenhange stehen mit den Kathodenstrahlen. Es ist zu erwarten, dass die Funken ganz wegfallen, die Kathodenstrahlen nichtsdestoweniger bleiben würden, wenn der gesammte Entladungsapparat in eine leitende, an die Fensterwand schliessenden Hülle eingeschlossen wäre. Leichter in der Ausführung ist es, umgekehrt, den gesammten Erzeugungapparat auszuschliessen aus einer vollkommen geschlossenen leitenden Hülle. Das dicht gelöthete Blechkästchen *CC*, Fig. 5, ist als solche Hülle am Fenster aufgestellt. Seine abschraubbare Vorderwand *VV* ist ein Metallrahmen, dessen $4 \times 4 \text{ cm}^2$ grosse Oeffnung mit aufgelötheter Aluminiumfolie von 0,0045 cm Dicke (doppelte Fensterdicke) bespannt ist. In dieses Kästchen nun dringen die Kathodenstrahlen ganz ebenso gut ein, als wäre nur seine Vorderwand allein vorhanden. Hiervon überzeugt man sich am besten durch Einschliessen einer photographischen Platte in dasselbe. Das Negativ der oben besprochenen Fig. 4 ist thatsächlich in

diesem Kästchen erhalten worden¹⁾ und unterscheidet sich nicht von anderen, im freien Beobachtungsraume aufgenommenen. Fig. 4 zeigt insbesondere, dass auch das Leuchten der Luft im Kästchen vorhanden ist, dass es also nicht den electrischen Kräften, sondern den Kathodenstrahlen angehört. Ersetzen wir nun einen Theil der Seitenwand des Kästchens durch aufgelöthetes, engmaschiges Drahtnetz, so kann dieses Leuchten sowie die Phosphoresenz eingelegter Körper direct beobachtet werden; es gelingt dagegen nicht, mit einem spitzen Draht *D* (Fig. 5) auch noch so kleine Fünkchen im Innern des Kästchens aus der Vorderwand zu ziehen; sei es dass der Draht mit der Rückwand verbunden, sei es dass er von ihr isoliert ist. Nur wenn im letzteren Falle der Draht einige Centimeter weit nach aussen verlängert ist, dann gibt er Fünkchen gegen die Vorderwand; in diesem Falle leiten wir aber auch die electrischen Kräfte durch die Isolation des Drahtes von hinten ins Kästchen hinein.

Es ist also möglich, die Kathodenstrahlen von electrischen Kräften (im engeren Sinne) vollständig zu trennen. Damit ist auch die Annahme ausgeschlossen, dass das Fenster oder andere Schichten, welche wir als durchstrahlt hezeichnet haben, als Kathoden im gewöhnlichen Sinne wirkten. Auch sendet die Rückseite einer solchen Schicht nur an denjenigen Stellen Strahlen aus, welche vorne bestrahlten entsprechen, wie die durch Aluminiumblatt sich fortsetzenden Schatten von Drähten und der Quarzplatte (8) zeigten. Kathodenstrahlen von der beobachteten Länge in freier Luft, und Kathodenstrahlen überhaupt im vollständigen Vacuum (s. w. u.), von der Rückseite einer Platte ausgehen zu lassen, und zwar in allen Richtungen, dies gelingt überhaupt in keiner anderen bekannten Weise, als indem man Kathodenstrahlen auf die Vorderseite der Platte fallen lässt.

11. Electrische Körper verlieren ihre Ladung im Beobachtungsraume. — Eine isolirte, in der Nähe des Fensters aufgestellte Metallplatte — etwa eine Aluminiumscheibe von 17 mm Durchmesser — nimmt bei Bestrahlung keine Ladung

1) Die Exposition konnte ohne Verdunkelung des Zimmers vorgenommen werden, das Kästchen schliesst lichtdicht, es ist nur für Kathodenstrahlen durchlässig.

an, die am empfindlichen Exner'schen Electroscop bemerkt werden könnte. War dagegen der Platte anfänglich eine positive oder negative Ladung ertheilt, so fallen die Blätter des Electroskopes bei Bestrahlung sofort zusammen. An all dem wird nichts geändert, wenn Platte und Electroscop von einem leitend an die Fensterwand schliessenden Käfig aus sehr engmaschigem Drahtgewebe umgeben werden. Die öfters benutzte $\frac{1}{2}$ mm dicke Quarzplatte, an das Fenster gelegt, hält die Wirkung ab und zwar erst dann, wenn sie das Fenster eben vollkommen bedeckt. Eine Aluminiumfolie lässt die Wirkung hindurch. Abhalten der Kathodenstrahlen durch einen genügend starken, an die Entladungsröhre gelegten Magneten verhindert die Wirkung. Entfernen wir die Aluminiumscheibe auf 8 cm vom Fenster, also bis an die Grenze der wahrnehmbaren Phosphoreszenzen, so ist die Wirkung kaum bedeutend schwächer; sie zeigt sich selbst noch in 30 cm Entfernung vom Fenster sehr deutlich. Einschieben der Hand mitten zwischen Fenster und Platte hält sie ab. Die plötzliche Entladung der Platte in der Nähe des Fensters wird erst durch Hinzufügen einer mittelgrossen Leydnerflasche etwas verlangsamt. Auch in verdünnter Luft habe ich die entladende Wirkung beobachtet. Es ist nicht entschieden, ob hier eine Wirkung der Kathodenstrahlen auf die durchstrahlte Fensterfläche, oder auf die Luft, oder endlich auf die bestrahlte Platte beobachtet wurde. Das Letztere wird man freilich bei den grossen Entfernungen für wenig wahrscheinlich halten.

Kathodenstrahlen im Vacuum.

12. Ist ein Entladungsrohr aufs äusserste evaciirt, so geht die electrische Entladung nicht mehr hindurch: Es ist unmöglich Kathodenstrahlen im vollständigen Vacuum zu erzeugen. Ebensowenig ist es daher möglich, in einem gewöhnlichen Entladungsrohre die weitere Frage zu entscheiden, ob auch zur Fortpflanzung der Strahlen das Vorhandensein von Materie nöthig ist, oder ob nicht. Verlegen wir aber das vollständige Vacuum aus dem Entladungsrohr in den Beobachtungsraum, so wird der entsprechende Versuch ausführbar.

Dass bei mittleren Verdünnungsgraden im Beobachtungsraum Strahlen sich absondern lassen, die um so schärfer und

um so länger werden je geringer der Druck wird, und auf welche der Magnet wirkt, dies hatten zunächst Versuche gezeigt, welche in vollkommenerer Ausführung weiter unten (18) beschrieben werden sollen.

Für die höchsten Verdünnungen wurde daraufhin dem Apparate folgende Gestalt gegeben (Fig. 9, $1\frac{1}{4}$ nat. Gr.). An die Fensterwand *mm* des nur theilweise sichtbaren Entladungsrohres *EE* ist jetzt die Metallhülse *hh* gelöthet in welche das Glasrohr *BB* gekittet ist, bestimmt den Beobachtungsraum zu umschließen. Das verjüngte eingekittete Ende dieses Rohres ist bis auf eine 1,7 mm weite Öffnung verengt und über diese das Fenster gekittet (wie bisher Aluminiumfolie von 0,0027 mm Dicke). Die Öffnung in *mm*, welche sonst das Fenster trug, ist jetzt frei und lässt die Strahlen auf das Fenster fallen, während sie von dessen Kittung abgeblendet sind. Die Anordnung hat den Vortheil, dass das vollständig zu evakuirende Rohr *BB* durch keine andere Kittung abgeschlossen ist, als die unvermeidliche des Fensters. In dieses Beobachtungsrohr *BB* sind die Electroden *a* und *k* eingeschmolzen; *a* eine den Querschnitt des Rohres fast ausfüllende Aluminiumscheibe mit 2,5 mm weiter centraler Oeffnung, zugleich als strahlenabsonderndes Diaphragma zu benutzen, *k* eine kleinere Aluminiumplatte. Das Rohr ist mit derselben Geisslerschen Hahnluftpumpe verbunden, welche auch das Entladungsrohr evaciirt, doch können beide Räume durch Hähne für sich abgeschlossen werden. Das Beobachtungsrohr hält die höchsten Verdünnungen stundenlang unverändert, auch wenn das Entladungsrohr noch mit Luft erfüllt ist: das Fenster schliesst also vollkommen dicht. Gehäuse und Schirm umgeben das Entladungsrohr wie stets.

Ist zunächst die Verdünnung im Beobachtungsraum gleich der im Entladungsrohre stets innegehaltenen und also etwa gleich der in Crookes' Versuchen benutzten, so zeigt sich Folgendes. Zwischen dem Fenster und der Electrode *a* mit dem Loch (welche jetzt nur als Diaphragma wirkt) leuchtet die ganze Glaswand sehr hell grün, während im Innern des Rohres keinerlei Licht zu sehen ist. Das grüne Phosphorescenzlicht des Glases erstreckt sich auch noch etwas über die Elektrode hinaus und auch ein wenig in das zur Pumpe

führende Rohr hinein, wie in der Figur durch Schraffirung angedeutet und wie es geradliniger Ausbreitung von Kathodenstrahlen in allen Richtungen vom Fenster aus entspricht. Das Fenster selbst leuchtet in seiner gewöhnlichen Weise (3)¹⁾. Hinter der Electrode *a*, bis ans Ende des Rohres, ist das Glas dunkel bis auf einen etwa 9 mm grossen, ziemlich scharfen Fleck *Φ* am äussersten Ende. Zwischen den beiden Electroden *a* und *k* leuchtet die Luft matt bläulich²⁾. Nähern wir dem Beobachtungsrohre einen Magneten, so ändert sich die Vertheilung der Glasphosphorescenz, insbesondere wandert der grüne Fleck *Φ*. Befindet sich der Südpol eines Hufeisenmagneten vor dem Rohre, der Nordpol hinter demselben, so ist der Fleck nach unten verschoben, bei umgekehrter Stellung der Pole nach oben. Fällt er dabei auf die Electrode *k*, so wird er unsichtbar. Am grössten ist die Verschiebung des Fleckes, wenn der Magnet zwischen dem Diaphragma *a* und dem Fenster an das Rohr gehalten wird. Der Fleck wandert dann bis ziemlich nahe an *a* heran, und gleichzeitig concentrirt sich die Glasphosphorescenz vor dem Diaphragma mehr nach derselben Seite hin, auf welcher sich der Fleck befindet.

Nach Hinwegschaffung des grösseren Theiles der trüben Luft sind demnach die Strahlen nahezu geradlinig geworden und haben sich auf viel grössere Strecken — 30 cm — fast ohne Schwächung der Intensität fortgepflanzt. Ihr Verhalten, auch gegen den Magneten, war ganz dasjenige, welches bei gleicher Verdünnung die Kathodenstrahlen in gewöhnlichen Entladungsrohren charakterisiert.

Das Hauptinteresse des Versuches liegt nun darin, ob bei weiterem Evacuiren des Beobachtungsraumes eine Umkehr eintreten wird, wie sie eintreten würde wenn das Entladungsrohr weiter evaciirt würde, ob nähmlich die Glasphosphorescenz an Intensität wieder abnehmen und schliesslich verschwinden wird, oder ob nicht. Schliessen wir daher jetzt das Entladungsrohr von der Pumpe ab und evaciiren den Beobachtungs-

1) Dass es hier, so wie auch stets in allen folgenden Versuchen leuchtet, ist in Ueberinstimmung mit der früher (4) gegebenen Erklärung seines Leuchtens.

2) Von diesem Leuchten wird später (17) gezeigt, dass es in keinem directen Zusammenhange mit den Kathodenstrahlen steht.

raum allein weiter. Gleichzeitig verbinden wir das Inductorium jetzt mit den Electroden *a* und *k* des Beobachtungsraumes, um zu sehen, ob hier wirklich die Verdünnung erreicht wird, bei welcher jene Umkehr eintritt. Erst nach vielen Stunden ist die mit Einsetzen der Entladungen beginnende Gasabgabe soweit beendet, dass das helle Anschlagen des Quecksilbers an den Hahn der Pumpe äusserste Verdünnung anzeigt. Gleichzeitig beginnt die Entladung zwischen *a* und *k* auszusetzen, die Glasphosphorescenz unter der Kathode *k* blitzt nur ab und zu und nur stellenweise auf und bald darauf findet der Ausgleich nur mehr aussen statt, in Funken die sich längs der Glaswand zwischen *a* und *k* verzweigen. Der Beobachtungsraum ist jetzt soweit evaciirt, dass jene Umkehr eingetreten ist, dass es unmöglich ist, in ihm Kathodenstrahlen zu erzeugen. Verbinden wir nun das Inductorium wieder in der gewohnten Weise mit dem Entladungsrohre, so sind trotzdem die Erscheinungen im Beobachtungsraume unverändert die früheren. Nur das blaue Leuchten der Luft zwischen den Electroden fehlt jetzt, das Innere des Beobachtungsraumes erscheint ganz dunkel; der Phosphorescenzfleck am Ende des Rohres kann deshalb um so leichter beobachtet werden. Er ist vielleicht etwas schärfer begrenzt als früher, gewiss aber nicht weniger hell. Auch zwischen Diaphragma und Fenster leuchtet das Glas auch jetzt sehr hell. Die Ablenkung durch den Magneten ist der Richtung und der geschätzten Grösse nach ebenfalls unverändert.

Ist es also auch nicht möglich, Kathodenstrahlen in diesem Vacuum zu erzeugen, so ist dasselbe doch für ihre Ausbreitung kein Hinderniss. Sie haben auch keine merkbaren Gasmengen mit sich in den Beobachtungsraum gebracht; das Vacuum in demselben erweist sich nach dem Versuche als vollkommen unverändert, indem sowohl die Entladung zwischen *a* und *k* wieder versagt, als auch der Klang des Quecksilbers in der Pumpe der frühere ist.

13. Noch vollkommener und mit gleichem Erfolge kam derselbe Versuch in folgender Weise zur Ausführung. Zunächst liess die Helligkeit der eben beobachteten Glasphosphorescenz Strahlen von Meterlänge erwarten. Das Glasrohr, welches den Beobachtungsraum umschliesst, wurde deshalb jetzt 1,5 m

lang genommen, bei 2,5 cm Weite (Fig. 10). Es ist mit Fenster versehen und mit dem Entladungsrohre verbunden, genau wie vorhin; nur hat das Fenster jetzt nahezu doppelte Dicke (0,0045 mm, statt 0,0027 mm wie gewöhnlich), es schliesst wieder vollkommen luftdicht. Ferner ist das Beobachtungsrohr mit Ausschluss irgend welcher Schliffe oder Hähne an eine Töpler-Hagen'sche Pumpe geblasen; das verbindende Rohr ist 1 cm weit. Die Geissler'sche Pumpe bedient jetzt das Entladungsrohr allein. Um störende Reflexion der Kathodenstrahlen an dem etwas langen, verengten Theile des Beobachtungsrohres (nächst dem Fenster) auszuschliessen, sind zwei Diaphragmen aus Zinkblech, d_1 und d_2 , mit 3 mm weiten centralen Oeffnungen in 6 bez. 12 cm Entfernung vom Fenster dauernd im Beobachtungsrohre befestigt. Es kommt so blos ein schmales Strahlenbündel zu Stande, welches in der Axe des Rohres verläuft und dessen Wände erst in der Nähe des Endes trifft. Aus diesem Bündel sondert das bewegliche Zinkblech-Diaphragma D , mit 2,1 mm weiter Oeffnung, noch schmälere Strahlen ab, welche auf dem ebenfalls verschiebbaren phosphorescenzfähigen Schirme S als helle kreisförmige Flecke zur Beobachung gelangen. Das bewegliche Diaphragma D zeigt Fig. 10a in nat. Gr. (perspectivisch); sein Fuss ee ist ein gebogenes Stück Eisenblech, es kann daher durch einen Magneten von aussen her beliebig im Rohre verschoben werden und ebenso ist der phosphorescenzfähige Schirm¹⁾ eingerichtet.

Nachdem der Beobachtungsraum ausgepumpt und die Glaswände durch wiederholtes Erhitzen vom grösseren Theile der verdichteten Gase befreit worden waren — was mehrere Tage in Anspruch nahm — zeigten sich in der Pumpe, trotz viertelstundenlangem Wartens von einem Pumpenzug zum nächsten, nur mehr Gasbläschen, die zu klein waren um den Querschnitt des Capillarrohres auszufüllen, in welches sie aus

1) Pentadecylparatolylketonpapier (4). Diese organische Substanz konnte ohne Bedenken angewendet werden, da besondere Versuche zeigten — und der nun zu beschreibende wird es bestätigen — dass die von der electrischen Entladung abgesonderten Kathodenstrahlen die sonst gewohnten, mit Gasentwickelung verbundenen Zersetzung nicht veranlassen.

dem Pumpengefässe gelangen. Eine Zeit lang gelang es noch diese kleinen Bläschen durch Kunstgriffe bis in die Erweiterung des Capillarrohres¹⁾ zu befördern, alsdann hatte die Wirksamkeit der Pumpe ihre Grenze erreicht.

Auch diese Verdünnung nun, welche sicherlich noch höher war als die im vorigen Versuche erreichte, war der Ausbreitung der Kathodenstrahlen kein Hinderniss. Sie waren hier in besonderer Reinheit, Intensität und Schärfe zu beobachten. Während die Wände des Beobachtungsrohres von d_1 ab, und das Innere desselben, vollkommen dunkel blieben, waren die Phosphorescenzflecke am Schirme sehr hell und bei allen Stellungen des Diaphragmas (D) und Schirmes (S) von derjenigen Grösse und Schärfe, die man hätte erwarten müssen, wenn Licht wirksam gewesen wäre, ausgestrahlt von einer dem Fenster an Grösse gleichen Fläche. Nur die starke Verschiebbarkeit der Flecke durch den Magneten zeigte an, dass Letzteres in Wirklichkeit nicht der Fall war. Als Beispiel seien hier die Durchmesser der Phosphorescenzflecke zusammengestellt, wie sie im Mittel gemessen wurden, als das Diaphragma 50 cm weit vom Fenster abstand (wie in Fig. 10 gezeichnet):

Tabelle I.

Entfernung des Schirmes vom Fenster cm	Durchmesser des Phosphorfleckes mm	Berechneter Durchmesser
		mm
60	2,5	2,9
70	2,5	3,6
80	3,0	4,4
90	4,8	5,1
100	5,3	5,9
110	6,0	6,7
120	7,0	7,4
130	8,0	8,2
140	7,8	8,9
150	10,0	9,7

Neben die Durchmesser der beobachteten Phosphorescenzflecke sind als dritte Verticalreihe die nachher unter der

1) Vgl. über diese Erweiterung, welche eine wesentliche Verbesserung der Pumpe ist, Raps, Wied. Ann. 43. p. 636 und Taf. VI, Fig. 2, R. 1891.

Annahme geradliniger Ausbreitung berechneten Durchmesser gesetzt, die Durchmesser also derjenigen Kreisflächen, zu deren Punkten gerade Linien von mindestens einem Punkte der Fensterfläche (von 1,7 mm Durchmesser) durch die Diaphragmenöffnung (von 2,1 mm Durchmesser) führen¹⁾. Man sieht, dass die beobachteten Phosphoreszenzflecke fast sämmtlich etwas kleiner sind als die berechneten, ein Umstand, welcher aus der allmählich gegen Null sinkenden Intensität am Rande der Flecke erklärläich ist und welcher, wie ich mich überzeugt habe, auch bei der Ausmessung von Lichtflecken unter gleichen Bedingungen auftritt. Im vollständigen Vacuum unterscheidet sich also die Ausbreitung der Kathodenstrahlen nicht bemerkbar von der geradlinigen.

Es ist zu bemerken, dass die Phosphoreszenzflecke nicht immer centrisch auf dem Schirme erschienen, ja dass sie manchmal erst durch Annäherung eines Magneten auf den Schirm gebracht werden mussten. Dies kann indessen nicht überraschen, sobald bemerkt wird, dass die eisernen Füsse des Diaphragmas und Schirmes im Gebrauche wechselnden permanenten Magnetismus annahmen, wie Untersuchung mit einer Magnetnadel ergab.

Auch in diesem Versuche wurde darauf geachtet, ob der fortgesetzte Durchgang der Kathodenstrahlen etwa Zunahme des Gasdruckes im Beobachtungsraume zur Folge hat, ohne dass eine solche hätte bemerkt werden können. Das Volumen der kleinen Gasbläschen, zu welchen der 1140 cm^3 betragende Inhalt des Pumpengefäßes zusammenschrumpft, wurde nach wie vor auf 1 mm^3 geschätzt, wenn eine Quecksilbersäule von 10 mm Höhe über diesen Bläschen stand, welche andererseits an die barometrische Leere grenzte.

Der Gasdruck, welcher in diesem Versuche im Beobachtungsraume noch übrig blieb, berechnet sich hiernach zu $0,000009 \text{ mm Quecksilber}$ oder $0,01 \cdot 10^{-6} \text{ Atmosphäre}$. Vielmal grösser, 0,001 mm, wäre der Druck des aus der Pumpe stammenden Quecksilberdampfes bei Zimmertemperatur ge-

1) Die Durchmesser derjenigen kleineren Kreise, zu deren Punkten gerade Linien von allen Punkten des Fensters führen, würden von oben nach unten in der Tabelle von 2,2 mm bis 2,9 mm zunehmen.

wesen. Es war aber bei diesem Versuche das Phosphorsäure-rohr, das sich zwischen Beobachtungsraum und Pumpe befand sammt einer gegen die Pumpe zu an dasselbe geblasenen grossen leeren Kugel, durch eine Kältemischung auf -21°C . abgekühlt, so dass der Quecksilberdampf im Beobachtungsraume nur den dieser Temperatur entsprechenden Druck, $0,00002\text{ mm}^1$), haben konnte.

14. Es breiten sich also die Kathodenstrahlen auch in Räumen aus, welche Materie nur mehr in jener äussersten Verdünnung enthalten, in welcher alle bekannten Wirkungen derselben verschwinden. Nicht den Resten von Materie, deren mehr oder minder vollkommene Entfernung überdies ohne Einfluss war, sondern nur dem Aether, welchen wir aus keinem Raume zu entfernen vermögen, wird man daher die Vermittelung der beobachteten intensiven Wirkungen zuschreiben können. Ist dies zugegeben, dann entscheidet unser Versuch über das Wesen der Kathodenstrahlen dahin, dass sie Vorgänge im Aether sind.

Zu solcher Auffassung sind bekanntlich auf Grund anderer Ueberlegungen schon vor längerer Zeit E. Wiedemann²⁾ und Hertz³⁾ gelangt und sie ist auch enthalten in Goldstein's Anschauung über das Wesen der elektrischen Entladung⁴⁾.

Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen.

15. Die Durchlässigkeit verschiedener Gase für Kathodenstrahlen ist sehr verschieden; sie zeigt sich in Zusammenhang mit der Dichte der Gase. — Strömt Leuchtgas zwischen dem Fenster und einem phosphorescenzfähigen Schirme aus, so bemerkt man eine deutliche Aufhellung desselben, am besten

1) Berechnet nach der Formel von Hertz, Wied. Ann. **17**. p. 198. 1882. Nur bei Anwendung der Kältemischung blieb das Innere des Rohres dunkel. Dieser Versuch wurde im Sommer angestellt; im vorigen Versuch (12), als es sehr kalt war, verschwand das Leuchten der Luft, wie angegeben, durch blosses Evacuiren. Der letzte Rest von Leuchten, oder — wie man später sehen wird — der letzte Rest von Leitungs-fähigkeit des Raumes, erscheint also durch die Anwesenheit von Quecksilberdämpfen bedingt.

2) E. Wiedemann, Wied. Ann. **9**. p. 159. 1880; **10**. p. 251 u. f. 1880; **20**. p. 781 u. ff. 1883.

3) Hertz, Wied. Ann. **19**. p. 816. 1883.

4) E. Goldstein, Wied. Ann. **12**. p. 264 u. f. 1881.

wenn er so weit vom Fenster entfernt ist, dass er in reiner Luft eben schon dunkel bleibt. Soll er bei ausströmendem Leuchtgase wieder dunkel werden, so muss er weiter vom Fenster entfernt werden. Die Durchlässigkeit dieses für ultrarotes wie für ultraviolettes Licht so undurchlässigen Gases war überraschend.

Erfüllt man den ganzen Beobachtungsraum mit dem zu prüfenden Gase, so werden die Versuche reiner und die Grenz entfernung des Schirmes vom Fenster, in welcher sein Leuchten eben aufhört, gibt dann ein relatives Maass für die Durchlässigkeit des untersuchten Gases. Zur Ausführung solcher Versuche ist das Glasrohr *RR*, Fig. 8, von 40 cm Länge und 3 cm Weite an die Fensterwand *mm* gekittet. Am entgegengesetzten Ende verschliesst es ein Stopfen mit zwei Bohrungen, durch welche ein kurzes und langes Glasrohr gehen, wie die Figur zeigt. Die schwereren Gase werden durch die untere (kurze), die leichteren durch die obere (lange) Röhre eingelassen, bis sie die Luft vollständig verdrängt haben; von da ab, während des Versuches strömen alle Gase durch die lange Röhre ein, um umso sicherer reines Gas zwischen Fenster und Schirm zu haben. Der Schirm *S¹*) ist wieder magnetisch verschiebbar (13), Fig. 8a zeigt ihn in natürlicher Grösse von Fenster aus gesehen. Er ist an dieser Seite ganz mit Aluminiumblatt überzogen, um alle Täuschung durch Licht, insbesondere durch das Phosphoreszenzlicht des Glasrohres auszuschliessen. Ueber die Aluminiumbekleidung ist noch der undurchlässige Glimmerstreifen *gg* gelegt. Der Schirm wird von der unbelegten, dem Fenster abgewandten Seite beobachtet und solange abwechselnd verschoben und bestrahlt, bis der schwarze Schatten des Glimmerstreifens, und damit die Erleuchtung des Schirmes überhaupt, eben gerade verschwunden ist. Diese Grenzstellung ist mit überraschender Schärfe aufzufinden; 1 mm näher an das Fenster gerückt, zeigen sich schon Spuren des Glimmerschattens am Schirme.

Voraussetzung für vergleichbare Resultate ist natürlich konstante Anfangsintensität der aus dem Fenster tretenden Kathodenstrahlen, also Constanze der Erzeugungsbedingungen.

1) Pentadecylparatolylketonpapier.

Unter diesen bedarf das Vacuum im Entladungsrohre besonderer Aufmerksamkeit¹⁾; es wurde so regulirt, das zwischen den jetzt beständig auf 3 cm Abstand gestellten Kugeln *B*, Fig. 1, stets ab und zu Funken übersprangen. Dies gilt auch für alle noch folgenden Versuche, wo nichts anderes bemerkt ist.

Die Entfernnungen des in seine Grenzstellung gebrachten Schirmes vom Fenster, abgelesen an einem am Rohre befestigten getheilten Papierstreifen, sind nun für die einzelnen Gase hier als „Strahllängen“ verzeichnet (Mittelwerthe):

Tabelle II.

Gas	Dichte	Strahllänge
Wasserstoff. . .	1	29,5 ²⁾
Stickstoff . . .	14,0	6,5
Atm. Luft . . .	14,4	6,0
Sauerstoff . . .	16,0	5,1
Kohlensäure . . .	22,0	4,0
Schweflige Säure.	32,0	2,3

Die Gase sind nach zunehmender Dichte geordnet. Wie man sieht, ist dies zugleich die Ordnung zunehmender Absorption. Grossen Unterschieden in der Dichte entsprechen auch grosse Unterschiede in der Strahllänge und den kleinen Dichtenunterschieden zwischen Stickstoff, atmosphärischer Luft und Sauerstoff entsprechen nur kleine Unterschiede. Dass diese kleinen Unterschiede aber wirklich bestehen, davon habe ich mich durch wiederholte Vergleichung der drei Gase überzeugt. Auch das Leuchtgas fügte sich in die Ordnung, indem es viel längere Strahlen entstehen liess als Stickstoff, aber längst nicht so lange wie Wasserstoff. Ob atmosphärische Luft von Staub,

1) Die electromotorische Kraft der Accumulatoren, welche das Inductorium speisten, war sehr constant, sie wurde in regelmässigen Intervallen durch eine Glühlampe controlirt.

2) In meiner ersten Mittheilung, Berl. Ber. 1893 p. 7, ist diese Länge zu nur 20 cm angegeben. Ich hatte damals noch nicht so sehr auf constante Anfangsintensität geachtet. Unter den oben angegebenen Vorsichtsmassregeln habe ich bei öfterer Wiederholung des Versuches mit stets erneuten Wasserstofffüllungen nie wieder so geringe Längen erhalten.

Kohlensäure und Wasserdampf befreit war oder nicht, ob sie im Beobachtungsraume ruhte oder durch ihn strömte, alles dies machte keinen bemerkbaren Unterschied.

Sämmtliche Gase wurden durch die Kathodenstrahlen auch erleuchtet, ähnlich der Luft (3). Das Licht beschränkt sich auch hier auf die Nähe des Fensters und reicht z. B. in Wasserstoffgas längst nicht so weit als die Phosphorescenzwirkung am Schirme; in Kohlensäure und schwefeliger Säure ist das Lichtbüschel sehr klein, dafür etwas heller als in den weniger absorbirenden Gasen. Farbenunterschiede habe ich bei den verschiedenen Gasen nicht wahrgenommen, doch ist hierfür der Apparat auch ungeeignet, wegen der hellen Phosphorescenz der Glaswände. Das viel besser sichtbare Leuchten des Fensters selbst war stets unverändert das gleiche, in Ueber-einstimmung mit der früher (4) gegebenen Erklärung desselben. Die Aluminiumbekleidung des Schirmes blieb in allen Abständen und Gasen dunkel.

16. Mit zunehmender Verdünnung wächst die Durchlässigkeit der Gase; bei sehr starker Verdünnung verschwinden die Unterschiede zwischen verschiedenen Gasen. — Wir beurtheilen die Durchlässigkeit wieder nach der Strahllänge, haben aber den Beobachtungsraum zum Evacuire eingerichtet und sehr viel länger und auch weiter gemacht, Fig. 11. Das $1\frac{1}{2}$ m lange, 4·5 cm weite Glasrohr *RR* ist einerseits in die an die Fensterwand gelöthete Hülse *hh* gekittet, andererseits durch eine Metallkapsel *kk* verschlossen; ein Ansatzrohr führt zur Töpler-Hagen'schen Pumpe. (Das Entladungsrohr ist wie stets mit der Geissler'schen Pumpe verbunden). Von diesem Ansatzrohre zweigt noch ein anderes Rohr ab (in der Figur nicht erscheinend), welches in einen Quecksilberhahn (den unteren Theil eines Bottomley'schen Verbindungsstückes¹⁾) endet, so dass Beobachtungsraum sammt Pumpe sowohl von der Luft abgeschlossen, als auch ohne Luftzutritt mit Gasentwickelungsapparaten verbunden werden können. Alles schliesst dicht genug, um die unten angegebenen hohen Verdünnungen dauernd zu halten. Der phosphorescenzfähige Schirm *S* ist ganz wie vorher beschaffen, nur musste sein

1) Bottomley, Proc. Roy. Soc. **40**. p. 249. 1886.

Aluminiumüberzug jetzt besonders dick genommen werden, damit der nur $1\frac{1}{2}$ m lange Beobachtungsraum auch für die höheren Verdünnungen ausreiche; es kommt dies der Anwendung eines weniger hell phosphorescirenden Schirmes gleich. Die Bekleidung besteht aus vier Aluminiumfolien von zusammen 0.0133 mm. Dicke (fünffache Fensterdicke, 38 fache Blattaluminiumdicke). über dieselbe ist wieder ein schattenwerfender Steg befestigt.

Indem wir nun den Beobachtungsraum von Stufe zu Stufe evakuiren, die Grenzstellung des Schirmes jedesmal aufsuchen und seine Entfernung vom Fenster als Strahllänge notiren, erhalten wir — für Luft und Wasserstoff — folgende Tabelle¹⁾:

Tabelle III.

Atmosphärische Luft		Wasserstoff	
Druck ²⁾	Strahllänge	Druck ²⁾	Strahllänge
mm	em	mm	em
760	2,35	760	10,6
931	4,53	935	21,1
165	8,38	167	32,4
83,7	12,1	88	38,8
40,5	17,1	42,2	56,1
19,3	27,2	20,3	74,9
10,0	49,5	10,3	96,8
2,7	73,0	3,3	122
0,78	107	0,65	125
0,074	127	0,065	126
—	—	0,030	131
0,019	140	0,0164	130
0,0083	133	—	—

Man sieht erstens, dass die Strahllänge, also die Durchlässigkeit, bei Luft sowohl als bei Wasserstoff mit abnehmendem Druck regelmässig und stark zunimmt, zweitens aber auch, dass sie bei beiden Gasen schliesslich dieselbe Grenze erreicht. Solange der Gasdruck noch nach Millimetern Quecksilber zählt,

1) Die Funkenlänge (B Fig. 1), welche die Verdünnung im Entladungsrohre bemisst, war hier constant = 2,8 cm.

2) Zur Druckmessung bietet die Töpler-Hagen'sche Pumpe vielfache Wege. Die grösseren Drucke ergeben sich direct, die kleineren nach Calibration des Pumpengefäßes und der Röhren unter Anwendung des Mariotte'schen Gesetzes.

macht sich die grössere Durchlässigkeit des Wasserstoffgases stets stark bemerkbar (annähernd gleiche Drucke sind in der Tabelle nebeneinander gesetzt); ist der Druck aber zu Hundertel-millimetern herabgesunken, so ist der Unterschied zwischen den beiden Gasen verschwunden und gleichzeitig wird weiteres Evacuiren einflusslos. Die Unterschiede der in den vier letzten Zeilen der Tabelle enthaltenen Strahlängen sind nicht grösser als ihre Unsicherheit, welche ich nach der Uebereinstimmung der einzelnen Messungen, deren Mittelwerthe die Tabelle enthält, auf ± 5 Proc. schätze.¹⁾ Offenbar sind diese letzteren Strahl-längen nicht mehr durch die verschwindend klein gewordene Absorption des Gasrestes bestimmt, sondern das Unmerkbar-werden der Strahlen in den angegebenen Entfernung hat hier seinen Grund allein in ihrer allseitigen geradlinigen Aus-breitung vom Fenster aus, infolge welcher ihre Intensität ab-nimmt wie das reciproke Entfernungsquadrat.

Auch bei anderen Gasen wird es sich bestätigen (18), dass die Durchlässigkeit mit abnehmendem Drucke zunimmt, während die Unterschiede zwischen den verschiedenen Gasen verschwinden.

Wie ausserordentlich stark absorbirend Luft und selbst auch Wasserstoffgas von gewöhnlichem Drucke ist, lehrt Ver-gleichung der untersten mit den obersten Zeilen der Tabelle: 130 cm Strahlänge im Vacuum und nur 2 cm in Luft, 10 cm in Wasserstoff. Quantitative Schlüsse, welche sich hieran knüpfen, bleiben passender auf eine besondere, der Absorption zu widmende Mittheilung verspart; es sei jedoch gestattet, hier die Beobachtungen einzuschalten, welche eine Voraussetzung solcher Schlüsse erweisen, die nämlich, dass die Strahlängen der Tabelle nicht merkbar beeinflusst sind durch die Anwesen-heit der Glaswände des Beobachtungsraumes, dass sie viel-mehr auch in vollständig freiem Beobachtungsraume nicht anders erhalten worden wären. Ein Einfluss der Rohrwände ist denkbar aus zwei Gründen. Erstens können die Wände

1) Diese verhältnismässig grosse Unsicherheit liegt nicht im Auf-finden der Grenzstellung des Schirmes, sondern sie hat ihren Grund in der auch bei sonst constant gehaltenen Erzeugungsbedingungen noch immer mit dem Zustande des Quecksilberunterbrechers periodisch etwas wechselnden Anfangsintensität der Kathodenstrahlen.

bei krummliniger Ausbreitung der Strahlen den Schirm dunkler erscheinen lassen, als wenn sie nicht vorhanden wären, denn sie schneiden einen Theil der krummlinigen Bahnen vom Fenster nach dem Schirme ab. Zweitens können die Wände den Schirm aber auch aufhellen, durch Reflexion der Kathodenstrahlen. Die erste Wirkung ist nur bei höheren Gasdrucken zu erwarten (vgl. w. u. 18), die zweite müsste sich daher am reinsten bei den niedrigsten Drucken zeigen. Um über das Vorhandensein eines merkbaren Einflusses zu entscheiden, wurde zwischen Fenster und Schirm¹⁾ eine verschiebbare Aluminiumblechblende Fig. 11 a eingeschaltet, welche, ziemlich dicht an die Rohrwand schliessend, eine centrale Oeffnung von 17 mm Weite, also weniger als der halben Rohrweite, freiliess. Es befindet sich diese Blende zunächst dicht am Fenster, wo sie ganz unwirksam sein muss, und es sei der Schirm in die Nähe seiner Grenzstellung gebracht, sodass er eben noch deutlich aufleuchtet. Schieben wir nun die Blende näher und näher an den Schirm heran, so schneiden wir mehr und mehr krummlinige Bahnen vom Fenster nach dem Schirme ab. Trotzdem zeigt sich vorerst noch keine merkbare Verdunkelung desselben. Erst wenn die Blende mehr als den halben Weg vom Fenster zum Schirme zurückgelegt hat, sodass sie nun auch geradlinige Bahnen abzuschneiden beginnt, verdunkelt sie den Schirm am Rande. Der Versuch wurde mit gleichem Erfolge ausgeführt in Luft von 117 mm, 15 mm, 2,8 mm und 0,035 mm Druck. Bei den drei höheren Drucken war die Verdunkelung des Schirmrandes verwaschen, bei dem niedrigsten erschien ein fast scharfer, ringförmiger Schatten der Blende. Dieser Versuch zeigt, bei den höheren Drucken, dass krummlinige Strahlen (obgleich wirklich vorhanden) nicht merkbar zur Wirkung kommen auf dem in seiner Grenzstellung befindlichen Schirm. Beim niedrigsten Drucke, wo die Strahlen schon geradlinig sind, zeigt der Versuch, dass auch reflectierte Strahlen sich nicht bemerkbar machen. Denn befindet sich die Blende mitten zwischen Fenster und Schirm, so beschattet sie den hinter ihr, bis zum Schirme liegenden Theil der Rohrwand (was auch an der Abwesenheit der Glasphosphorescenz

1) Die Aluminiumbekleidung desselben war hier dünner als oben angegeben, was indessen den Versuch nicht weniger beweisend macht.

daselbst zu erkennen ist), sodass dieser überhaupt nicht reflektiren kann, zugleich aber verhindert sie sämmtliche Strahlen, welche vom nicht beschatteten, gegen das Fenster zu liegenden Theile der Rohrwand reflectirt werden, nach der Mitte des Schirmes zu gelangen; trotzdem erscheint die Mitte desselben nicht verdunkelt, nur der Rand weist den Schatten der Blende auf. Die genannte Voraussetzung ist somit erwiesen.¹⁾

17. Gase werden durch die Kathodenstrahlen um so weniger erleuchtet, je verdünnter sie sind. — Bei Ausmessung der Strahllängen in Luft und Wasserstoffgas wurde noch Folgendes beobachtet: Das früher (3, 15) beschriebene Leuchten der beiden Gase bei Atmosphärendruck nimmt bei fortschreitender Verdünnung rasch an Helligkeit ab und zugleich an Ausdehnung zu, wie zu erwarten nach unserer Auffassung dieses Leuchtens als einer Folge der Absorption der Strahlen im Gase. Die Längen der durchleuchteten Strecken sind nicht genau angebar, denn das an sich matte Leuchten nimmt stets vom Fenster aus allmählich ab, doch waren sie vergleichbar mit den Strahllängen (Tab. III). Während das Leuchten des Gases schwächer wird, wird die Glasphosphorescenz des Rohres heller; schon bei etwa 50 mm Druck (Luft wie Wasserstoff) wird das erstere neben der letzteren unmerkbar. Das Innere des Rohres erscheint jetzt dunkel und bleibt es auch, bis der Druck auf etwa 2 mm gesunken ist. Bei dieser Verdünnung fängt das Gas an von neuem zu leuchten, viel heller als vorher und in ganz anderer Weise. Das Licht geht nicht mehr vom Fenster aus, sondern von den zwei Metallklammern, welche das Beobachtungsrohr halten. Zuerst in deren Umgebung, dann, bei weiterer Verdünnung, der ganzen Länge nach ist das Rohr von einer röhlichen (manchmal finde ich „bläulich“ notirt), ziemlich hellen Lichtsäule erfüllt. Leiter in der Nähe des Rohres haben Einfluss auf die Vertheilung dieses Lichtes. Umfasst man

1) Vgl. hier auch den Versuch mit der Stanniol- und Glasröhre (4). Die Unwirksamkeit krummliniger und reflectirter Strahlen ist natürlich in Obigem nur für Grenzstellungen des Schirmes erwiesen, worauf es allein ankam. Das Resultat ist vielleicht auch gar nicht überraschend, denn in Entfernungen vom Fenster, in welchen die Wirkung geradliniger Strahlen schon unmerkbar wird, ist Wirkung von Strahlen, welche durch krummlinige also noch längere Bahnen im Gas oder durch Reflexion geschwächt sind, noch weniger zu erwarten.

z. B. das Rohr an einer Stelle mit der Hand, so endet die Lichtsäule gewöhnlich an dieser Stelle und der übrige Theil des Rohres bleibt lichtlos. Dies wurde benutzt bei den vorhergehenden, wie bei den noch folgenden Versuchen (16, 18, 20), wenn es darauf ankam, den Schirm zur Beobachtung vor fremdem Lichte zu schützen; die Phosphorescenzen an Schirm und Glaswand werden durch die Hand oder andere Leiter nicht beeinflusst. Dieses Licht bleibt bis zu sehr geringen Drucken bestehen; dass es im äussersten Vacuum wieder verschwindet, ist oben (12, 13) bemerkt. Dieses Leuchten des Gases steht in keiner engeren Beziehung zu den Kathodenstrahlen. Denn erstens verlischt es nicht nothwendig¹⁾, wenn die Kathodenstrahlen vom Beobachtungsraume abgehalten werden, sei es durch Heranschieben des Schirmes an das Fenster, sei es durch einen Magneten am Entladungsrohr. Zweitens verschwindet die Lichtsäule stets und vollständig, wenn das Beobachtungsrohr seiner ganzen Länge nach mit Drahtnetz umhüllt wird, welches die Fensterwand und die Metallkapsel *k k* leitend berührt. Die Phosphorescenz der Glaswand und des Schirmes, sowie auch das Leuchten des Fensters sind dagegen unverändert auch in der Hülle vorhanden, ebenso die magnetische Ablenkbarkeit von Strahlen, welche durch ein Diaphragma abgesondert sind (s. w. u., 18). Das Gas ist also bei den niedrigen Drucken nicht durch die Kathodenstrahlen erleuchtet, sondern durch dieselben, von der Erzeugung stammenden, electrischen Kräfte, welche bei gewöhnlichem Drucke im Beobachtungsraume die Fünkchen (10). bildeten. Dementsprechend tritt die Lichtsäule auch dann auf, wenn in einem benachbarten, aber von unserem Apparate ganz abgesonderten Entladungsrohre Kathodenstrahlen erzeugt werden. Dass das ersterwähnte, der Durchstrahlung zuzuschreibende Leuchten des Gases auch bei Ausschluss der electrischen Kräfte vorhanden ist, wurde, für Luft von gewöhnlichem Druck wenigstens, schon früher (10) gezeigt.

Auch in anderen Gasen wurden — in späteren Ver-

1) Manchmal verlischt es. Die Kathodenstrahlen scheinen das Zustandekommen der Lichtsäule zu unterstützen. Man wird dies in Zusammenhang damit bringen, dass die Kathodenstrahlen den Beobachtungsraum leitend machen (11).

suchen (18) — im wesentlichen dieselben Lichterscheinungen beobachtet, wie in Luft und Wasserstoff.

Als von Kathodenstrahlen erleuchtetes Gas ist auch das negative Glimmlicht in Geissler'schen Röhren aufzufassen.¹⁾ Zwischen dieser Erscheinung und dem hier beobachteten und der Durchstrahlung zugeschriebenen Leuchten besteht auch Ueber-einstimmung insofern, als hier wie dort das Licht bei starker Verdünnung fehlt, bei zunehmendem Drucke erst schwach und ausgedehnt erscheint, dann heller und kleiner wird. Während aber das Glimmlicht im Geissler'schen Rohre schon bei $\frac{1}{2}$ mm Druck sehr hell und klein geworden ist, bleibt das Gas in unseren Versuchen selbst bis zu 760 mm Druck noch immer viel dunkler, und doch die durchleuchtete Strecke viel grösser. Dieser Unterschied kann daher nicht auf geringere Intensität der hier benutzten Strahlen zurückgeführt werden; er wird dagegen erklärt sein, sobald sich zeigen lässt, dass man bei höherem Druck Kathodenstrahlen anderer Art erzeugt, welche von Gasen viel stärker absorbirt werden als die hier untersuchten, bei sehr niedrigem Drucke erzeugten Strahlen.

18. Verschiedene Gase sind in sehr verschiedenem Grade trübe Medien; mit grösserer Durchlässigkeit ist stets auch grössere Klarheit verbunden. — Um die Ausbreitungsweise der Kathodenstrahlen in verschiedenen gasförmigen Medien zu studiren, beobachten wir den Verlauf von Strahlenbündeln, welche durch ein Diaphragma abgesondert, auf einem Schirme als Phosphoreszenzflecke sich abbilden. Wir benutzen wieder das Beobachtungsrohr Fig. 11. Das Diaphragma lässt nur eine kreisförmige, scharfkantige, centrale Oeffnung von 1,9 mm Durchmesser frei; es gleicht auch im übrigen dem in Fig. 10a abgebildeten. Der Schirm ist jetzt unbekleidet; um die Ausmessung der Phosphoreszenzflecke zu erleichtern, ist er an der dem Fenster abgewandten Seite, von welcher er beobachtet wird²⁾, mit schwarzen Papierstückchen von genau

1) Vgl. z. B. Hertz, Wied. Ann. **19**. p. 807 u. ff. 1883.

2) Beobachtungen von der anderen Seite ergab dasselbe (der Schirm besteht aus Pentadecylparatolylketonpapier). Ein Theil der Versuche wurde auch mit aluminiumbelegten Schirm wiederholt; Aussehen und Grösse der Flecke war durch das eng anliegende einfache Blattaluminium nicht im geringsten verändert. Dies gibt die Sicherheit, dass auch bei unbelegtem Schirme Täuschung durch Licht nicht vorlag.

bemessenen Dimensionen und Abständen beklebt, wie es Fig. 11 b zeigt. Fällt der Fleck ungünstig zur Messung auf diese Scale, so verschieben wir ihn durch Annäherung eines Magneten. Dies gibt zugleich die Gelegenheit, festzustellen, dass alle beobachteten Strahlen in der für Kathodenstrahlen charakteristischen Weise ablenkbar sind. Der aus dem Diaphragma kommende Strahl verläuft unsichtbar im Gase, ganz hohe Drucke ausgenommen, wie nach Vorhergehendem nicht anders zu erwarten; auch die Glaswand bleibt hinter dem Diaphragma dunkel, nur vor demselben, bis zum Fenster, leuchtet sie grün.

Was am phosphorescenzfähigen Schirme beobachtet wurde, lässt sich nicht besser darstellen als es in den Fig. 6 und 12 graphisch geschehen ist. Jede einzelne Darstellung, z. B. Fig. 6 Nr. 1 ist als Schnitt durch die Axe des Strahles und des Beobachtungsrohres aufgefasst. *mm* ist die Fensterwand mit dem Fenster *F* (den Maasstab siehe unten in der Figur), *RR* sind die Rohrwände, *DD* das Diaphragma; *ss* ist je eine untersuchte Stellung des Schirmes. Die Helligkeitsvertheilung in den Phosphorescenzflecken ist nun durch kleine Curven, z. B. *sab*, dargestellt in der Weise, dass die horizontale Entfernung von jedem Schirmpunkte bis zur Curve die daselbst beobachtete Phosphorescenzhelligkeit in willkürliche, aber für alle Figuren möglichst gleichem Maasse nach Schätzung angibt. Die Darstellung ist also die für Spectrallinien übliche; sie gibt die Lichtvertheilung längs eines Durchmessers des Fleckes und durch Umdrehung um die Strahlaxe im ganzen Flecke. Der besseren Anschaulichkeit halber sind dann noch sämmtliche Flecke eines Strahles sammt der Diaphragmenöffnung durch die horizontal verlaufenden Curven *xy* verbunden, welche also ein Bild des Strahles geben, obgleich derselbe, wie die Flecke zeigen, in den meisten Fällen durchaus nicht scharf begrenzt war. Die Strahlen sind stets soweit fortgesetzt, als sie überhaupt noch einigermaassen deutlich begrenzte Flecke gaben. Alles Unwesentliche ist bei den weiteren Strahlen weggelassen; *FF* bedeutet stets die gemeinsame Fensterwand verschiedener zu vergleichender Strahlen.

Betrachten wir nun die Strahlen in Wasserstoffgas, Fig. 6. In Nr. 1 ist ein Strahl in Wasserstoff von gewöhnlichem Drucke dargestellt (vgl. die überall beigeschriebenen Drucke).

Er ist ziemlich schlank, die Ausbreitung ist der geradlinigen viel näher, als in atmosphärischer Luft von gleichem Drucke (vgl. 8 und Fig. 3), wo ein eigentlicher Stahl gar nicht zu Stande kam. Dieser Strahl dagegen ist scharf genug, um deutlich die Ablenkung durch den Magneten zu zeigen. Immerhin ist aber auch Wasserstoffgas — welches sich als das klarste Gas zeigen wird — ziemlich trübe, denn die Phosphorescenzflecke sind sämmtlich sehr viel grösser als sie bei geradliniger Ausbreitung höchstens sein könnten. Die äussersten Grenzen geradliniger Ausbreitung, des geometrischen Strahls, sind durch die gestrichelten Linien xz gegeben (hier und bei allen folgenden Strahlen)¹⁾. Man bemerkt weiter, bei genauerer Betrachtung des ersten Phosphorescenzfleckes, noch ein anderes für trübe Medien charakteristisches Merkmal. Dieser Fleck besteht nämlich, wie die Curve und Fig. 7a (Helligkeit in Schwärze) zeigt, aus einem sehr hellen Kerne, umgeben von einem weniger hellen Hofe; der Kern sondert sich noch nicht völlig scharf, aber doch ganz deutlich vom Hofe ab. Eine solche Erscheinung ist bei geradliniger Ausbreitung niemals zu beobachten. Weder zeigte sie sich bei Kathodenstrahlen im vollständigen Vacuum in irgend einer Stellung des Diaphragmas oder Schirmes, noch zeigt sie sich bei Licht. Ersetzen wir das Fenster durch eine gleichgrosse beleuchtete Oeffnung, den phosphorescenzfähigen Schirm durch einen Papierschirm, so erhalten wir mit demselben Diaphragma unter allen Umständen nur mehr oder weniger scharf begrenzte Flecke, in denen sich niemals ein Kern von einem Hofe sondert. Einschieben eines Glastroges mit verdünnter Milch zwischen Fenster und Diaphragma oder zwischen Diaphragma und Schirm liefert dagegen sofort Kerne mit Höfen. Die Kerne sind von gleicher Grösse wie die Lichtflecke ohne Milch, entsprechen also geradlinigen Strahlen, die Höfe diffusen. In Uebereinstimmung hiermit muss die Milch zu diesem Versuche so weit verdünnt

1) Diese Linien würden also, über die Diaphragmenränder xz hinaus verlängert, erst sich schneiden und dann die Ränder des Fensters treffen. Wegen Kleinheit des Maassstabes sind sie nicht durch Construction, sondern nach Rechnung eingetragen. Die (nicht eingetragenen) Linien, welche Fenster und Diaphragma verbinden ohne sich zwischen beiden zu schneiden, würden nahezu parallel miteinander verlaufen.

sein, dass man neben diffusser Helligkeit auch eben schon scharfe Bilder heller Gegenstände durch den Trog sehen kann. Auch bei den Kathodenstrahlen im Wasserstoffgas ist der Kern des Phosphorescenzfleckes von der Grösse, welche geradliniger Ausbreitung entspricht¹⁾, nur der Hof greift über den geometrischen Strahl ($x z$) hinaus. Die diffusen Strahlen machen hier nur einen geringen Bruchtheil der gesammten Strahlen aus, denn der Hof ist lichtschwach im Vergleich zum Kerne. Schieben wir nun aber den phosphorescenzfähigen Schirm weiter vom Fenster weg, so beobachten wir, wie der Kern dunkler, der Hof heller wird, so dass alsbald die Grenze zwischen beiden verschwindet (vgl. den zweiten Fleck in Fig. 6, Nr. 1); der Kern wird gleichsam vom Hofe aufgezehrt. Es werden auf dem länger werdenden Wege durch das trübe Medium immer mehr und mehr Strahlen und um immer grössere Winkel aus der geraden Bahn gelenkt. Infolge dieser fortschreitenden Diffusion verbreitert sich der Strahl immer noch mehr (vgl. die weiteren Phosphorescenzflecke), die Grenzen der Flecke werden sehr unscharf und bald erscheint des Schirm fast gleichmässig erhellt.

Verringern wir nun den Druck auf 335 mm (Nr. 2) so tritt Änderung insofern ein, als sämmtliche Flecke schmäler, schärfer begrenzt und zugleich heller werden; alles Anzeichen von zunehmender Klarheit. Der Kern des ersten Fleckes sondert sich jetzt vollkommen scharf und sehr auffallend vom zarten Hofe ab; Fig. 7b stellt ihn besonders dar. Verringern wir den Druck noch weiter, bis auf 167 mm (Nr. 3), so ist der Hof um den ersten Fleck fast völlig verschwunden. Hier lässt die Figur besonders gut sehen, wie beim Fortrücken des Schirmes der Hof sich ausbildet und weiterhin auf Kosten des Kernes an Helligkeit zunimmt. Der Strahl ist bemerkbar, aber nicht mehr sehr viel, breiter als der geometrische Strahl. Noch mehr hat sich sein vorderer Theil in der folgenden Figur (Nr. 4), bei 88 mm Druck, zusammengezogen. Hier tritt auch zum ersten Male ein ganz scharfer Fleck ohne allen Hof auf²⁾,

1) Anzeichen von theilweise geradliniger Ausbreitung wurden auch in atmosphärischer Luft von gewöhnlichen Drucke bemerkt (8., Fig. 3 u. 3a).

2) Sicherlich wären solche Flecke auch bei grösseren Drucken schon entstanden, wenn es möglich gewesen wäre, den Schirm noch näher als 1,5 cm an das Diaphragma heranzuschieben; dies erlaubten die eisernen Füsse nicht.

so dass also in Wasserstoffgas von 88 mm Druck Diffusion längs des 4 cm langen Weges vom Fenster bis zum Schirm noch nicht bemerkbar ist; erst in grösserer Entfernung macht sie sich bemerkbar durch Höfe und dann durch die fächerförmige Ausbreitung des Strahles. Noch klarer wird der Wasserstoff bei 42 mm Druck (Nr. 5). Kerne in den Flecken treten jetzt auch schon in grösseren Entfernung vom Fenster auf. Die grosse Breite des Strahles scheint jetzt zum grösseren Theile nur mehr durch die geringe Distanz zwischen Diaphragma und Fenster bedingt. Vergrössern wir daher jetzt diese Distanz von 2,5 auf 5 cm, ohne den Druck zu ändern (Nr. 6), so wird der Strahl in der That entsprechend schmäler. Verdünnen wir weiter, bis zu 3 mm (Nr. 7), so unterscheidet sich der Strahl nicht merkbar mehr vom geometrischen Strahle; die gestrichelten Linien fallen in der Figur auf die ausgezogenen und sind deshalb unsichtbar geworden; die Flecke zeigen kaum mehr Höfe. Rücken wir, um die geradlinig gewordene Ausbreitung weiter zu prüfen, das Diaphragma bis zu 10 cm vom Fenster ab (Nr. 8), so wird der Strahl im selben Maasse schmäler wie der geometrische; die Phosphoreszenzflecken ändern sich, wie sich Lichtflecken unter gleichen Umständen ändern würden. Bei 0,67 mm Druck endlich (Nr. 9) scheint hauptsächlich nur die vergrösserte Durchlässigkeit sich merkbar zu machen; der Strahl ist länger geworden und die Flecken heller. Bei genauerer Betrachtung bemerkt man indessen, dass jetzt sämmtliche Flecke etwas kleiner erscheinen, als geradliniger Ausbreitung entspräche, ganz wie im vollständigen Vacuum und bei Licht beobachtet (13). Das Zusammenfallen der beiden vorigen Strahlen (bei 3 mm Druck, Nr. 7 und 8) mit den geometrischen ist daher als kleines Anzeichen noch vorhandener Trübung zu nehmen.

Auch bei den übrigen Gasen äussert sich Trübung in derselben Weise wie beim Wasserstoffgas, durch Verbreiterung der Strahlen und durch Höfe. Sämmtliche Gase werden mit zunehmender Verdünnung klarer. Bei gleichen Drucken miteinander verglichen zeigt sich Wasserstoff als weitaus das klarste Gas; Stickstoff, Luft und Sauerstoff sind nahezu gleich trübe; Kohlensäure ist trüber, schweflige Säure am trübsten. Das dichtere Gas ist also stets trüber als das weniger dichte und

grossen Dichtenunterschieden entsprechen grosse Unterschiede in der Trübung, kleinen kleine, wie dies alles an Fig. 12 gezeigt werden soll. Wie man sieht, sind Trübung und Absorption (15, 16) unzertrennlich.

In Fig. 12 ist jedem Gase eine Horizontalreihe angewiesen, in welcher der Druck von links nach rechts abnimmt. Die Strahlen in Wasserstoff (erste Zeile) sind Fig. 6 entnommen, aber hier verkürzt. Untereinander gesetzt sind Strahlen, die bei nahezu gleichem Drucke (und gleicher Diaphragmenstellung) erhalten wurden, und der gemeinsame Druck ist in runder Zahl über jede Vertikalreihe gesetzt, während der genaue Druck jedem Strahle besonders beigeschrieben ist. Neben dem Drucke findet man auch die ihm entsprechende Dichte des Gases angegeben, bezogen auf Wasserstoff von 760 mm Druck und Zimmertemperatur.

Bei 180 mm Druck (Verticalr. I) lässt nur Wasserstoffgas einen eigentlichen Strahl zu Stande kommen. Für die Untersuchung so trüber Medien, wie es die übrigen Gase hier sind, war der benutzte Apparat insofern nicht ganz geeignet, als der Schirm nicht nahe genug an das Diaphragma herangeschoben werden konnte, daher ist wohl hier zwischen N_2 , O_2 und CO_2 kein ganz deutlicher Unterschied zu bemerken; nur SO_2 erscheint merklich trüber. Bei 40 mm Druck (Verticalr. II) haben sich sämmtliche Gase schon mehr geklärt, die Unterschiede kommen besser zum Vorschein (man beachte nicht die Längen der Strahlen, welche ich mich nicht bemüht habe, stets genau in gleichem Maassstabe abzugrenzen und welche die Trübung nicht bestimmen, sondern die Grösse und Lichtvertheilung gleichliegender Phosphorescenzflecke); CO_2 zeigt sich jetzt deutlich trüber als O_2 , SO_2 noch trüber. Entsprechendes zeigt Verticalr. III, bei 10 mm Druck, welche nur CO_2 und SO_2 enthält. Am deutlichsten werden die Unterschiede bei 3 mm Druck (Reihe IV); hier erscheint auch O_2 deutlich etwas trüber als N_2 (vgl. die beiden ersten Phosphorescenzflecke, von denen der des N_2 keinen Hof hat, obgleich er weiter vom Fenster entfernt ist, als der des O_2). Bei noch weiterer Verdünnung beginnen endlich mit den Gasen auch ihre Unterschiede wieder zu verschwinden; in Reihe V, bei 0,5 mm Druck, ist Trübung überhaupt nur mehr bei CO_2 und SO_2 zu be-

merken, wo die zarten Höfe der ersten Phosphoreszenzflecke etwas über den geometrischen Strahl hinausgreifen, mit welchem der Kathodenstrahl im übrigen zusammenfällt.

Alle graphisch nicht wiedergegebenen Beobachtungen bestätigen nur das schon Gesagte. Insbesondere sind die Strahlen in atmosphärischer Luft nur sehr wenig oder gar nicht verschieden von denen in Sauerstoff und Stickstoff von gleichem Drucke, wie nach der geringen Verschiedenheit der letzteren beiden nicht anders zu erwarten. Ein Verzeichniss sämmtlicher vollständig beobachteter und gezeichneter Strahlen findet man in Tab. IV; die hierzu ausgewählten Diaphragmenstellungen (also auch die der Fig. 6 und 12) waren die charakteristischsten. Ist das Diaphragma näher ans Fenster geschoben, so verlieren die Strahlen schon infolge der geometrischen Verhältnisse an Schärfe, ist es weiter davon entfernt, so verlieren sie infolge der Absorption an Intensität und Länge; die wesentlichen Unterschiede zwischen den verschiedenen Medien bleiben indessen, wenn auch weniger deutlich, stets bemerkbar. Sämtliche Gase waren sorgfältig bereitet, gewaschen und getrocknet; beim Uebergange von einem Gase zum anderen wurde der Beobachtungsraum vorher ausgepumpt, mit dem neuen Gase gefüllt, wieder ausgepumpt und wieder gefüllt. H_2 und CO_2 waren direct aus den Entwicklungssapparaten, O_2 und N_2 aus einem Gasometer entnommen, die SO_2 vom Boden eines sehr grossen, verhältnismässig engen Glascylinders, aus welchem sie die Luft durch ihre Schwere verdrängt hatte.

Dass die Ausbreitung hinter dem Diaphragma im Wesentlichen wirklich auf den Raum beschränkt ist, den wir als Strahl bezeichnet und in den Figuren dargestellt haben, liess sich durch Einschalten der Blende Fig. 11a zwischen Diaphragma und Schirm nachweisen. Die Phosphoreszenzflecke werden dabei nur dann geändert (am Rande verdunkelt) wenn die Blende in den als Strahl bezeichneten Raum hineingreift. Zwischen Fenster und Diaphragma eingeschaltet, hat die Blende in keiner Stellung Einfluss auf die Phosphoreszenzflecke. Solche Versuche wurden in Luft von verschiedenem Drucke ausgeführt.

19. Die Trübung ist allein durch die Dichte des gasförmigen Mediums bestimmt; verschiedene Gase werden gleich

trübe, wenn sie durch Druckänderung auf gleiche Dichte gebracht werden. — Es konnte oben, bei Vergleichung der Strahlen in verschiedenen Gasen überraschen, dass kein einziges Gas irgend welche besondere, charakteristische Eigenthümlichkeiten zeigte. Verschiedene Gase waren nicht mehr verschieden als ein und dasselbe Gas bei verschiedenem Drucke. Trifft dies vollständig zu, dann muss für jedes Gas ein Druck zu finden sein, bei welchem die Ausbreitung in dem Gase genau dieselbe ist, wie in einem beliebigen anderen Gase bei gegebenem Drucke. Verdünnen wir z. B. schwefelige Säure nur weit genug, so muss sie genau denselben Strahl liefern wie Wasserstoff bei gewöhnlichem Drucke. Es müssten sich, allgemein, sämmtliche beobachteten Strahlen in eine einzige Reihe ordnen lassen, vom trübsten bis zum klarsten, als wären sie alle in einem und demselben Gase, nur bei verschiedenen Drucken beobachtet. Dies ist nun in der That vollkommen ausführbar. Um zwei beliebige Strahlen leicht und genau vergleichen zu können, hatte ich jeden einzeln sorgfältig auf einen Streifen Coordinatenpapier copirt, und diese Streifen liessen sich ohne Schwierigkeit ordnen wie verlangt, so also, dass sämmtliche gleichliegende Phosphorescenzflecke bei jedem folgenden Strahle kleiner und schärfer begrenzt sind als beim vorhergehenden. Nur ergaben sich dabei statt einer einzigen Reihe naturgemäss drei Reihen, den drei Diaphragmenstellungen entsprechend, da nur solche Strahlen vergleichbar sind, die bei gleichen Diaphragmenstellungen erhalten wurden. Folgendes sind diese 3 Reihen, jedesmal beim trübsten Medium angefangen (Tab. IV). Wie man sieht, zeigen sich die so nach abnehmender Trübung geordneten Medien zugleich nach abnehmender Dichte geordnet.¹⁾ Vereinzelte Abweichungen kommen nur bei den allerdichtesten Medien vor, wo die Untersuchungsmethode die Strahlen fast gleich erscheinen lässt (vgl. p. 262), und bei den allerdünnsten, wo die Trübung und damit ihre Unterschiede überhaupt schon verschwinden. Die einzige, die Trübung

1) Da der grösste Theil der Strahlen in Fig. 6 und 12 wiedergegeben ist und die Dichten dort überall beigeschrieben sind, wird man den Satz leicht auch an den Figuren verificiren. Welches Strahlenpaar man auch herausgreift, stets wird man einen dem Dichtenunterschied entsprechenden Unterschied in der Trübung finden. Man vergleiche wieder nur Grösse und Lichtvertheilung der Phosphorescenzflecke.

bestimmende Eigenschaft eines gasförmigen Mediums irgend welcher Art ist also dessen Dichte. Mit anderen Worten: gleiche Massen bringen stets gleiche Trübung bevor.

Tabelle IV.

1. Diaphragma 2,5 cm vom Fenster			2. Diaphragma 5 cm vom Fenster		
Gas	Druck	Dichte	Gas	Druck	Dichte
	mm	(H ₂ 760 mm = 1)		mm	(H ₂ 760 mm = 1)
Luft	885	7,8	SO ₂	3,8	0,16
SO ₂	180	7,6	CO ₂	3,2	0,098
CO ₂	180	5,2	O ₂	3,8	0,070
O ₂	180	3,8	H ₂	42,2	0,056
N ₂	180	3,8	Luft	2,9	0,055
SO ₂	86	3,6	N ₂	3,0	0,055
SO ₃	42,0	1,8	H ₂	3,8	0,0044
CO ₂	39,2	1,2			8.
H ₂	754	1,0	Diaphragma 10 cm vom Fenster		
O ₂	40,0	0,87	Gas	Druck	Dichte
N ₂	41,6	0,78		mm	(H ₂ 760 mm = 1)
Luft	40,0	0,76			
H ₂	385	0,44	CO ₂	0,50	0,015
SO ₂	9,0	0,38	SO ₂	0,50	0,021
CO ₂	10,2	0,30	H ₂	3,8	0,0044
H ₂	167	0,22	O ₂	0,65	0,014
Luft	10,2	0,19	N ₂	0,45	0,0085
H ₂	88	0,12	H ₂	0,67	0,00086
H ₂	42,2	0,056			

20. Kathodenstrahlen verschiedener Art verlaufen in verschiedenem Grade diffus. — Wir haben bisher stets die Erzeugungsbedingungen möglichst constant gehalten (15), also nur Kathodenstrahlen einer einzigen, bestimmten Art untersucht. So war insbesondere der Druck im Entladungsrohre in den vorbeschriebenen Strahlversuchen stets von solcher Grösse, dass zwischen den auf 2,8 cm Abstand gestellten Kugeln *B* Fig. 1 ab und zu Funken übersprangen. Verringern wir nun den Druck im Entladungsrohre, während das Medium im Beobachtungsraume ungeändert bleibt, so haben wir zunächst zunehmende Intensität der Strahlen zu erwarten (2), also Hellerwerden der Phosphoreszenzflecke. Vergrösserte sich dabei gleichzeitig ihr Durchmesser, so dürfte dies bei ihrer verwaschenen Begrenzung nicht überraschen; die Vergrösserung könnte nur scheinbar sein. Es tritt aber das Gegentheil ein.

Während die Helligkeit der Flecke im Centrum stark zunimmt, nimmt sie am Rande ab, die Flecke ziehen sich an Umfang zusammen und werden deutlich schärfer. Vergrössern wir umgekehrt den Gasdruck im Entladungsrohre, so werden die Flecke nicht nur dunkler, sondern auch viel grösser und verwischener; war Kern und Hof vorhanden, so können diese dabei vollständig ineinander verschwimmen. Diese Erscheinungen wurden häufig beobachtet, während bei den vorhergehenden Versuchen (18) das Vacuum im Entladungsrohre auf die richtige Höhe gebracht wurde. Mit besonders darauf gerichteter Aufmerksamkeit habe ich sie verfolgt in Luft von 13 mm Druck, in Wasserstoff von 167 mm und in Kohlensäure von 39,2 mm Druck, wobei die Funkenlänge (*B*, Fig. 1) welche die Verdünnung im Entladungsrohre bemisst, zwischen 2 und 4 cm variirt wurde.

Wir schliessen, dass Kathodenstrahlen, welche bei verschiedenen Gasdrucken erzeugt sind, die Eigenschaft diffuser Ausbreitung in Gasen in verschiedenem Grade besitzen. Bei geringerer Verdünnung erzeugte Strahlen verlaufen diffuser als bei höherer Verdünnung erzeugte. Dass es verschiedene Arten von Kathodenstrahlen gibt, „deren Eigenschaften in einander übergehen, welche den Farben des Lichtes entsprechen und welche sich unterscheiden nach Phosphoreszenzerregung, Absorbirbarkeit und Ablenkbareit durch den Magnet“, hat schon Hertz bemerkt¹⁾.

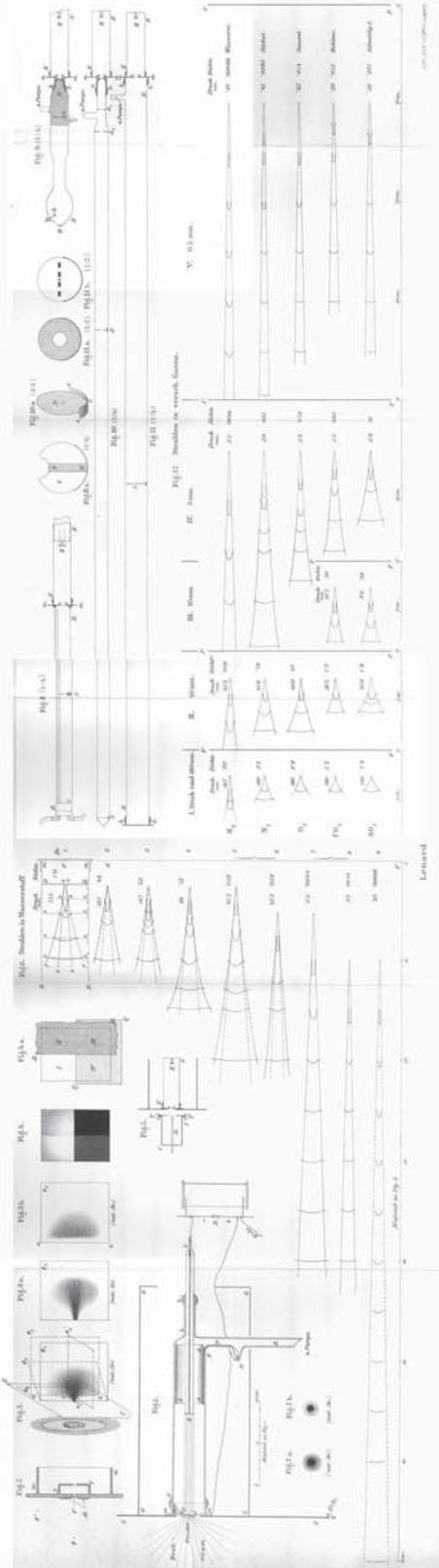
So wie die diffuse Ausbreitung der Kathodenstrahlen in Gasen überhaupt, so hat auch insbesondere die hier beobachtete Erscheinung ihr bekanntes optisches Analogon: kurzwelliges Licht wird in gewissen optisch trüben Medien mehr zerstreut als langwelliges.

21. Nach dem hier beobachteten Verhalten der Gase zu schliessen, müssen die Aethervorgänge, welche das Wesen der Kathodenstrahlen ausmachen, Vorgänge von so ausserordentlicher Feinheit sein, dass Dimensionen von molecularer Grössenordnung in Betracht kommen. Selbst gegen Licht von kleinster bekannter Wellenlänge verhält sich die Materie noch wie stetig den Raum erfüllend; den Kathodenstrahlen gegenüber

1) Hertz, Wied. Ann. 19. p. 816. 1883.

ist dagegen das Verhalten selbst elementarer Gase das nicht-homogener Medien; es scheint hier schon jedes einzelne Molecül als gesondertes Hinderniss aufzutreten. Gasmolecüle trüben den Aether, und es ist sehr bemerkenswerth, dass hierbei keine anderen Eigenschaften der Molecüle in Betracht kommen, als allein nur ihre Masse. Die Gesammtmasse der in der Volumeneinheit vorhandenen Molecüle ist bestimmd für die Trübung des Mediums. Werden die Gasmolecüle durch grobe suspendirte Theilchen ersetzt, die Kathodenstrahlen durch Licht, so gelangt man zu gleichen Erscheinungen, doch ist dann das Verhalten des Mediums schwerlich mehr durch eine einzige und so einfache Angabe bestimmt.

Bonn, Physik. Inst. d. Univ., December 1893.



2. *Ueber die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen; von Philipp Lenard.*

(Hierzu Taf. I Fig. 13—15.)

1. Durchlaufen Kathodenstrahlen ein magnetisches Feld, so ist ihre sonst geradlinige Bahn im allgemeinen gekrümmmt; sie werden durch den Magneten abgelenkt. Die Ablenkung ist auch in gleichem Magnetfelde nicht immer von gleicher Grösse; man findet sie in einem gewöhnlichen Entladungsrohre um so grösser, je höher der Gasdruck ist.

Hierbei stimmt das Verhalten der Kathodenstrahlen überein mit dem Verhalten eines Stromes träger, negativ geladener, von der Kathode fortgeschleuderter Theilchen. Die Bahnen solcher Theilchen würden in der That im Magnetfelde gekrümmt sein, und zwar um so stärker gekrümmt, je geringer ihre Geschwindigkeit ist¹⁾, also, wie die Kathodenstrahlen, im dichteren, widerstehenderen Gase stärker gekrümmt, als im dünnern.

Diese Uebereinstimmung zwischen Kathodenstrahlen und strahlender Materie, welche man auch in anderen Erscheinungen der Strahlen wiederfindet, und welche seit Crookes' Versuchen von vielen Physikern sogar als allgemein bestehend angesehen wird, kann gleichwohl nur eine äusserliche sein, wenn der früher²⁾ gezogene Schluss, dass Kathodenstrahlen Vorgänge im Aether sind, bündig war. Dass die Uebereinstimmung in der That nur eine äusserliche ist, scheinen mir nun noch besonders die folgenden Versuche zu erweisen, in welchen die Uebereinstimmung insofern gänzlich fehlt, als Umstände, welche von grösstem Einfluss sein müssten auf die Geschwindigkeit strahlender Materie, sich als vollkommen einflusslos zeigen für die Grösse der magnetischen Ablenkung der Kathodenstrahlen.

1) Stokes, Proc. Roy. Soc. **24**. p. 405 f. 1876; Riecke, Wied. Ann. **13**. p. 191. 1881; Schuster, Proc. Roy. Soc. **37**. p. 332. 1884.

2) Lenard, Wied. Ann. **51**. p. 248. 1894.

Die Versuche zeigen, dass die Grösse der magnetischen Ablenkung überhaupt nicht beeinflusst wird durch das Medium, in welchem die Strahlen beobachtet werden; dass vielmehr die Ablenkbarkeit einer und derselben Art von Kathodenstrahlen stets unveränderlich die gleiche bleibt, in allen Gasen, bei allen Drucken, bei jeder Intensität der Strahlen und auch dann, wenn dieselben eine vorgeschoene Metallwand zu durchsetzen hatten; dass dagegen bei verschiedenen Gasdrucken Kathodenstrahlen verschiedener Arten erzeugt werden, welchen Ablenkbarkeit in verschiedenem Grade zukommt.

2. Wir erzeugen die Kathodenstrahlen zu unseren Versuchen in dem schon früher¹⁾ beschriebenen Entladungsrohre, *EE* Fig. 13, aus welchem sie durch das luftdicht schliessende Aluminiumfenster *F* heraustreten in den Beobachtungsraum. Dieser Raum ist von dem Glasrohre *Br* umgeben, welches dicht an die Fensterwand *mm* schliesst, und welches mit einer Quecksilberluftpumpe verbunden ist.²⁾ Der Beobachtungsraum kann daher mit beliebigen Gasen von beliebiger Verdünnung erfüllt werden. Eine zweite Quecksilberluftpumpe evaciirt das Entladungsrohr. Im Beobachtungsraume sondert ein verschiebbares Diaphragma³⁾ *D* mit 1,9 mm weiter Oeffnung ein schmales Strahlenbündel ab, welches auf dem ebenfalls verschiebbaren phosphoreszenzfähigen Schirme⁴⁾ *S* als Lichtfleck sich abbildet. Die Lage dieses Fleckes wird abgelesen an einer auf dem Schirme selbst befindlichen Scala. Wird alsdann ein kleiner, aber kräftiger Hufeisenmagnet *NM* in bestimmter Stellung an das Rohr gebracht und die Lage des Fleckes wieder abgelesen, so ist die magnetische Ablenkung der Strahlen gemessen durch die Differenz beider Ablesungen. Der Magnet wurde stets so an das Beobachtungsrohr gebracht, dass seine Schenkel dieses Rohr zwischen sich nehmen, wie es die Fig. 13 (von oben gesehen) andeutet, und es ist der Nordpol des Magneten stets als oberhalb, der Südpol als unterhalb des Rohres befindlich vorausgesetzt. Die Strahlen sind dann gegen den Magneten,

1) Vgl. I. c. p. 227.

2) Die Anordnung ist eine der früher (p. 251) beschriebenen, nur ist das Beobachtungsrohr jetzt verkürzt auf 50 cm Länge.

3) Vgl. I. c. p. 245 und Taf. IV Fig. 10a.

4) Vgl. I. c. p. 230 u. 257 und Taf. IV Fig. 11b.

nach Φ , hingelenkt; die entgegengesetzt gerichtete Ablenkung bei entgegengesetzter Stellung der Pole wäre nahezu von gleicher Grösse. Der Magnet kann leicht und sicher immer wieder in dieselbe Stellung zurückgebracht werden, denn der Abstand seiner Polenden ist kleiner, als der Durchmesser des Beobachtungsrohres; beide Polenden berühren daher das Rohr, und zwar an bestimmten Punkten. Eine kleine Verschiebung oder Drehung des Magneten in irgend welchem Sinne aus dieser seiner bestimmten Stellung ändert übrigens die Grösse der Ablenkung nicht merkbar. Grosse Verschiebungen sind natürlich von Einfluss. Verschieben wir den Magneten gleitend am Rohre aus der in der Fig. 13 dargestellten Lage bis an die Fensterwand mm , so nimmt die Grösse der Ablenkung erst langsam zu, bis der Magnet das Diaphragma D überschritten hat, alsdann nimmt sie wieder ab; sie wird sehr klein, wenn der Magnet an der Fensterwand angekommen ist. Dieses Verhalten ist erklärlich, wenn das starke Feld des Magneten auf einen kleinen Raum beschränkt ist, wenn also die Strahlen, welche in allen Richtungen aus dem Fenster treten, nur beim Vorbeilaufen an dem Magneten um einen bestimmten Winkel gebogen werden, im übrigen aber fast geradlinig verlaufen.

Die im Folgenden als gewöhnlich vorausgesetzten Abstände des Diaphragmas, Magneten und Schirmes von einander und vom Fenster sind die in der Figur verzeichneten. Wird von einer Verschiebung die Rede sein, so werden stets Diaphragma, Magnet und Schirm um gleiche Strecken verschoben, sodass diese drei beweglichen Theile ihre relative Lage stets beibehalten. Zwischen Fenster und Diaphragma war in den meisten Fällen noch die Blende B mit 17 mm weiter Oeffnung eingeschaltet. Diese Blende hat keinen Einfluss auf den Phosphoreszenzfleck und auf dessen Ablenkung, sie beseitigt aber die schwache diffuse Erhellung des Schirmes, welche sonst eintreten würde, weil das Diaphragma nicht völlig dicht an die Glaswand schliesst.

3. Es seien nun zunächst alle Bedingungen der Erzeugung constant gehalten, insbesondere sei der Gasdruck im Entladungsrohre so regulirt, dass die ihn bemessende Funkenlänge¹⁾ beständig 2,8 cm beträgt.

1) B , I. c. Taf. IV Fig. 1. Vgl. auch I. c. p. 228, 249, 250.

Während wir nun auf die Grösse der Ablenkung des Phosphoreszenzfleckes im Beobachtungsraume achten, werde daselbst die atmosphärische Luft von 33 mm bis auf 0,021 mm Druck verdünnt. Diese beträchtliche Druckänderung, welche fast hundertmal grösser ist als das Druckintervall, innerhalb welchem die Ablenkung von Kathodenstrahlen jemals vorher beobachtet werden konnte, bringt nicht die geringste, sicher bemerkbare Aenderung in der Lage des abgelenkten Fleckes hervor. Die Verdünnung wurde in 13 Stufen ausgeführt und jedesmal die Grösse der Ablenkung gemessen. Sie schwankte unregelmässig, von Entladung zu Entladung, zwischen 9,5 mm und 10,5 mm hin und her; gleiche Schwankungen von Entladung zu Entladung wurden auch dann beobachtet, wenn der Gasdruck im Beobachtungsraume constant blieb. Grössere Drucke als 33 mm waren der Natur der Sache nach nicht anwendbar; es war dann der Phosphoreszenzfleck in dem trüben Medium zu unscharf begrenzt und zu gross, als dass seine Lage genau angebar gewesen wäre.

4. Halten wir nun aber umgekehrt den Gasdruck im Beobachtungsraume constant und ändern den Druck im Entladungsrohre, so hat dies sogleich sehr deutlichen Einfluss auf die Lage des abgelenkten Fleckes. Die geringste Druckänderung macht sich bemerkbar; schon ein Heben oder Senken des Quecksilberniveaus im Pumpengefässe um einige Centimeter genügt, um den abgelenkten Fleck zu verschieben. Dieselbe geringe Aenderung des Druckes im Entladungsrohre macht sich auch bemerkbar an der Schlagweite, welche diesen Druck bemisst. Einer Aenderung dieser Schlagweite von 2 cm auf 4 cm entspricht eine Aenderung der Grösse der Ablenkung von 12,2 mm auf 8,5 mm. Vergrösserung des Gasdruckes im Entladungsrohre hat also Vergrösserung der Ablenkung zur Folge, und der Sinn der Aenderung stimmt überein mit dem in gewöhnlichen Entladungsrohren beobachteten. Wir haben aber nun erfahren, dass die bei verschiedenen Gasdrucken in gewöhnlichen Entladungsrohren beobachtete Verschiedenheit der Ablenkungen ihren Grund nicht in der Verschiedenheit des Mediums hat, in welchem die Ablenkung beobachtet wird, sondern in der Verschiedenheit der Strahlen selbst, welche bei verschiedenen Gasdrucken erzeugt wurden.

5. Um die Unabhängigkeit der Ablenkungen vom Medium im Beobachtungsraume weiter zu prüfen, halten wir wieder die Erzeugungsbedingungen constant, wie vorher (3.), ersetzen aber jetzt die atmosphärische Luft im Beobachtungsraume durch Wasserstoffgas. Bei 422 mm Druck wird dieses Gas eben klar genug für die Beobachtung. Die Ablenkung ist wieder = 10 mm ($\pm 0,5$ mm), wie in Luft. Sie bleibt auch unverändert die gleiche bei stufenweiser Verdünnung des Wasserstoffgases bis zu 0,012 mm Druck. 20 verschiedene zwischenliegende Drucke wurden versucht.

Auch in Sauerstoff und in Kohlensäure war die Ablenkung constant = 10 mm, bei allen versuchten Drucken (3,3 mm bis 0,034 mm in Sauerstoff, 10 mm bis 3 mm in Kohlensäure).

6. Die Strahlen behalten die Grösse ihrer Ablenkbareit auch ihrer ganzen Länge nach bei. Wir prüfen dies, indem wir Diaphragma, Magneten und Schirm gemeinschaftlich weiter und weiter vom Fenster entfernen, unter sonst gleichbleibenden Umständen, und jedesmal die Grösse der Ablenkung messen. Dieser Versuch wurde ausgeführt in Wasserstoffgas von 37,5 mm Druck bei 5 und 10 cm Entfernung zwischen Fenster und Diaphragma; bei 12 mm Druck und 5, 10, 15, 30 cm Entfernung; endlich bei 1,5 mm Druck und 5, 15, 30 cm Entfernung. Die Ablenkung blieb stets = 10 mm.

7. Dass die Grösse der Ablenkung auch unabhängig ist von der Intensität der Strahlen, zeigten schon die bisherigen Versuche an. Denn diese Intensität war in den verschiedenen durchstrahlten Medien und in den verschiedenen Abständen vom Fenster sehr verschieden, zu schliessen nach der aus früherem bekannten verschiedenen Durchlässigkeit dieser Medien sowohl, als auch direct nach der Helligkeit des Phosphoreszenzfleckes.

Um diese Unabhängigkeit noch besonders zu prüfen, wurde ein Aluminiumschirm dicht am Fenster in den Beobachtungsraum eingefügt. Dieser Schirm konnte nach Belieben in den Weg der Strahlen gestellt oder aus demselben wieder entfernt werden. Im ersten Falle mussten also die aus dem Fenster tretenden Strahlen noch die 0,005 mm dicke Aluminiumschicht des Schirmes (doppel Fensterdicke, 15fache Blattaluminiumdicke) durchsetzen, was ihre Intensität sehr merklich schwächte;

im zweiten Falle blieben sie ungeschwächt, wie bisher. Die Lage des abgelenkten Fleckes an der Scala des phosphoreszenzfähigen Schirmes wurde nun beobachtet bei abwechselnd vor- und weggeschobenem Aluminiumschirme, ohne dass je eine Verschiebung hätte aufgefunden werden können. Der Versuch wurde ausgeführt in Luft von 0,024 mm Druck, in Wasserstoff von 20 mm Druck und in Sauerstoff von 0,03 mm Druck. Die Einrichtung des benutzten Aluminiumschirmes zeigt Fig. 13a (perspektivisch). *ee* ist ein Streifen Eisenblech, *gd* ein quer darangelöhter Draht; beide sind nach dem Krümmungsradius des Beobachtungsrohres gebogen. Der Draht trägt einerseits den undurchlässigen Blechschild *dd* mit der 1,7 mm weiten, also fenstergrossen Öffnung *f*, andererseits das Gegengewicht *g*. Die Öffnung *f* ist (von der Rückseite) mit der Aluminiumfolie von der angegebenen Dicke bedeckt; sie befindet sich in solcher Höhe, dass sie genau an das Fenster zu liegen kommt, wenn der Schirm mit Hülfe eines Magneten an dasselbe herangeschoben wird. Dies ist die Lage, in welcher der Schirm sich im Wege der Strahlen befindet; soll der Weg der Strahlen wieder frei werden, so wird der Schirm um 90° um die verticale Linie *xx* gewendet. Bei Benutzung dieses Schirmes war die Blende *B*, Fig. 13, entfernt.

Es gelang also überhaupt nicht, durch irgendwelche Veränderungen im Beobachtungsraume etwas an der Ablenkbartigkeit der Strahlen zu ändern, d. h. an der Grösse deren Krümmung in gegebenem Magnetfelde.

8. Schärfer noch als bisher wurde die Constanz der Ablenkungen in der folgenden Weise geprüft. Der kleine Magnet wurde durch ein grosses, sehr kräftiges magnetisches Magazin ersetzt, welches fest am Beobachtungsrohre aufgestellt, dasselbe zwischen seine Schenkel nahm (Fig. 14). Die Strahlen wurden nun viel stärker gekrümmmt als vorher; der Fleck würde nicht mehr auf den früher benutzten Schirm fallen, sondern auf die Glaswand. Der jetzt zu benutzende Schirm, ein Streifen Pentadecylparatolylketonpapier¹⁾ *SS*, liegt deshalb an der inneren Rohrwand an und fängt so den Fleck Φ auf. Parallel mit dem Schirme, aber etwas unterhalb desselben, ist aussen am Rohre die Millimeterscala $\sigma\sigma$ befestigt, deren

1) Vgl. l. c. p. 230.

Nullpunkt in der Ebene des Diaphragmas *D* liegt. Ein verticaler Draht *dd* ist gleitend der Scala entlang verschiebbar; er vermittelt die Ablesung der Lage des Phosphorescenzfleckes an der Scala. Bei Einstellung des Drahtes auf den Fleck ist dem Auge ein etwas entfernter, fester Standpunkt angewiesen, um Parallaxe zu vermeiden. Diese Einstellung geschieht im Dunklen; erst wenn sie vollendet ist, wird die Scala beleuchtet, um die Lage des Drahtes an ihr abzulesen. Dieses Verfahren der Ablesung hat dem früher benutzten, directen gegenüber der Vortheil, dass es von Voreingenommenheit in keiner Weise beeinflusst werden kann. Um möglichst constante Erzeugungsbedingungen zu haben, wurde folgendermaassen verfahren. Vor jeder einzelnen Ablesung war der Gasdruck im Entladungsrohr etwas zu hoch genommen, als dass Funken zwischen den auf 2,8 cm Abstand gestellten Entladungskugeln (3.) hätten überspringen können. Wurde nun das Quecksilberniveau der Pumpe gesenkt, so nahm der Druck im Entladungsrohre allmählich ab, und der Phosphorescenzfleck wanderte infolgedessen (4.) nach weniger abgelenkten Lagen (nach grösseren Zahlen), meist um etwa 8 mm. Während dieser Wanderung wurde der verschiebbare Draht (*dd*) dem Flecke beständig nachgeführt, solange, bis Funken hörbar wurden zum Zeichen, dass die Verdünnung im Entladungsrohre die bestimmte, gewünschte Höhe eben erreicht hatte. Die so erreichte Lage des Drahtes wurde dann als die gesuchte Lage des Phosphorescenzfleckes an der Scala abgelesen.

In dieser Weise wurde die folgende Tabelle erhalten, in welcher jede Lage Mittel aus drei einzelnen Ablesungen ist (vgl. f. S.).

Es ist damit die Constanz der Ablenkungen für so verschiedene Drucke in zwei so verschiedenen Gasen mit aller Schärfe erwiesen, welcher solche Messungen überhaupt zugänglich sind. Die Abweichung der einzelnen Ablenkungen vom Gesamtmittel (letzte Column) übersteigt nur in einem Falle $1/2$ mm, und dies auch nur bei hohem Drucke, wo die (übrigens nur geschätzten) Zehntelmillimeter, der Verwaschenheit der Flecke wegen, unsicher bleiben. Eine Abhängigkeit der Abweichungen vom Drucke oder Gase ist in keiner Weise zu erkenne.

Gas	Druck	Lage des Fleckes	Abw. vom Mittel
Atm. Luft	mm	mm	mm
	31	33,9	+ 0,2
	15,4	33,5	- 0,2
	6,4	33,3	- 0,4
	3,5	33,7	0,0
	1,1	33,5	- 0,2
	0,16	33,8	+ 0,1
	0,10	33,7	0,0
	0,022	33,6	- 0,1
	332	33,1	- 0,6
Wasserstoff	220	33,4	- 0,3
	149	34,1	+ 0,4
	108	33,9	+ 0,2
	50,5	33,6	- 0,1
	23,8	34,1	+ 0,4
	4,3	33,8	+ 0,1
	0,48	33,6	- 0,1
	0,020	33,8	+ 0,1

Mittel aller Lagen = 33,67

9. Frühere Versuche¹⁾ zeigten, dass Kathodenstrahlen, welche bei geringerer Verdünnung erzeugt sind, diffuser in Gasen verlaufen, als solche, welche bei höherer Verdünnung erzeugt sind. Jetzt zeigte sich (4.) noch eine andere Verschiedenheit dieser beiden Arten von Strahlen: die ersten Strahlen werden stärker durch den Magneten abgelenkt als die letzteren.

Ebenso wie die hier hauptsächlich untersuchte, bei bestimmter Verdünnung mit bestimmtem Apparate erzeugte Art von Kathodenstrahlen die Grösse ihrer Ablenkbarmut als charakteristisches und unveränderliches Merkmal unter allen Umständen beibehielt, so wird sehr wahrscheinlich auch jede andere, bei anderer Verdünnung oder mit anderem Apparate erzeugte Strahlenart ihre besondere Ablenkbarmut unter allen Umständen beibehalten. Wird dies angenommen, dann wird man eine bestimmte Art von Kathodenstrahlen besser durch Angabe ihrer Ablenkbarmut kennzeichnen, als durch Angabe der Erzeugungsbedingungen. Man wird dann also die beiden obigen Resultate dahin zusammenfassen, dass ablenkbare Kathodenstrahlen diffuser in Gasen verlaufen als minder ablenkbare.

1) Vgl. l. c. p. 265.

10. Es erübrigt noch, der eigenthümlichen Verzerrungen zu gedenken, welche an den abgelenkten Phosphoreszenzflecken beobachtet wurden.

Die unabgelenkten Flecke waren, früherem ¹⁾ entsprechend, stets kreisförmig, und die Lichtvertheilung in ihnen war abhängig von der Grösse der Trübung des Gases im Beobachtungsraume: In sehr trüben (dichten) Gasen ist die Begrenzung der Flecke verwaschen; wird das Gas klarer (mehr verdünnt), so tritt im Centrum des Fleckes ein mehr oder weniger scharf begrenzter heller Kern auf, umgeben von einem weniger hellen Hofe; ist endlich das Gas fast völlig entfernt aus dem Beobachtungsraume, so bleibt der Kern allein, der Hof ist verschwunden.

Auch nach der Ablenkung bewahrten die Flecke im wesentlichen dieses von der Grösse der Trübung des Mediums abhängige Aussehen; im einzelnen aber ist das Folgende zu bemerken. Zunächst erschienen die abgelenkten Flecke stets elliptisch, mit der grossen Axe der Ellipse in Richtung der Ablenkung. Dies ist vielleicht schon dadurch erklärlich, dass das abgelenkte Strahlenbündel den Schirm nicht mehr senkrecht trifft. In sehr trüben Gasen war keine andere als diese elliptische Verzerrung zu bemerken. Für die Messung der Grösse der Ablenkung wurde dann stets der Mittelpunkt der Ellipse in Betracht gezogen.

War aber das Gas klarer, bestand also der Fleck aus Kern und Hof, so war das Ansehen des abgelenkten Fleckes fortwährendem, sprungweisem Wechsel von Entladung zu Entladung unterworfen. Fig. 15 (Nr. 1—5) zeigt einige typische der hierbei auftretenden Formen. Das links stehende Bild gibt jedesmal die (unveränderliche) Form des unabgelenkten Fleckes, das rechts danebenstehende eine der (wechselnden) Formen des abgelenkten Fleckes; die Ablenkung ist also von links nach rechts gerichtet gedacht. Das Bleibende im Wechsel war die Lage und Form des abgelenkten Kernes; der Mittelpunkt des Kernes wurde daher bei Messung der Grösse der Ablenkung allein in Betracht gezogen. Lage und Form des Hofes allein sind dem Wechsel unterworfen. Oft genug blieb

1) Vgl. l. c. p. 258 f.

der Hof auch nach der Ablenkung centrisch zum Kern (Nr. 1), nicht selten aber war er excentrisch verschoben (Nr. 2, 3, 5), ja manchmal soweit, dass er völlig getrennt vom Kerne erschien (Nr. 4). Stets war die Verschiebung des Hofes nach mehr abgelenkten Stellen hin gerichtet; niemals war der Hof weniger abgelenkt als der Kern. Offenbar enthält also der Hof häufig Strahlen von grösserer Ablenkbarkeit als der Kern, niemals aber solche von geringerer Ablenkbarkeit. Eben dies musste man erwarten, wenn neben der Hauptmenge der Strahlen, welche den Kern bilden, und deren Ablenkbarkeit von Entladung zu Entladung nicht wechselt, noch eine von Entladung zu Entladung wechselnde Menge anderer Strahlen, von wechselnder, aber niemals kleinerer Ablenkbarkeit erzeugt wird. Diese letzteren Strahlen müssen sich dann in der That im Hofe finden, denn ablenkbarere Strahlen verlaufen diffuser in Gasen als minder ablenkbare.

Ist der Gasdruck im Beobachtungsraume sehr klein, so kann solche Trennung der Strahlen verschiedener Ablenkbarkeit durch Diffusion nicht mehr bewirkt werden. Diese Trennung wird dann durch den Magneten allein bewirkt. Es kommen dadurch Erscheinungen zu Stande, wie sie Fig. 15, Nr. 6 und 7, zeigt, und welche man als magnetische Spectren der Kathodenstrahlen bezeichnen könnte. Wie im optischen Spectrum Lichtstrahlen verschiedener Brechbarkeit, so finden sich hier Kathodenstrahlen verschiedener Ablenkbarkeit räumlich von einander getrennt.

11. Die Ablenkung der Kathodenstrahlen ist nach Hertz' Versuchen nicht eine Wirkung des Magneten auf die Strahlen selbst, sondern eine Wirkung desselben auf das durchstrahlte Medium; die Strahlen breiten sich anders aus im magnetisierten Medium als im nicht magnetisierten. Denn wirkten Kräfte zwischen dem Magneten und den Strahlen selbst, so müsste auch der Magnet, beweglich gemacht, durch die Kathodenstrahlen abgelenkt werden, was nicht der Fall ist.¹⁾ Das Medium aber, dessen magnetische Veränderung durch die Krümmung der Strahlen angezeigt wird, ist unseren Versuchen zufolge der Aether selbst. Denn die Krümmung wurde völlig

1) Hertz, Wied. Ann. 19. p. 799 f. und 805 f. 1883.

unabhängig gefunden von der Natur und der Dichte eines etwa vorhandenen wägbaren Mediums; sie war insbesondere auch im äussersten Vacuum zu beobachten..¹⁾

Durch ihre Krümmung geben also die Kathodenstrahlen unmittelbare Anzeige davon, dass der Zustand des Aethers zwischen Magnetpolen in der That ein veränderter ist, wie es die Theorie der vermittelten Fernewirkungen fordert. Die magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes gibt solche Anzeige nicht; denn sie kommt nur unter Vermittelung der Materie zu Stande; sie ist verschieden von Medium zu Medium, und sie fehlt im luftleeren Raume.

Bonn, Physikal. Inst. d. Univ., Febr. 1894.

1) Vgl. l. c. p. 244 u. 246.

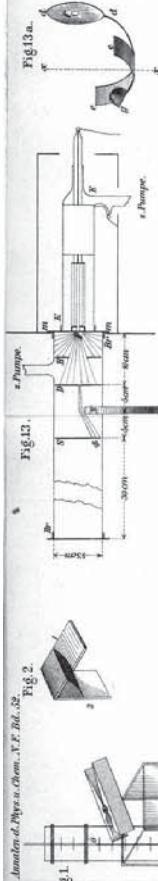
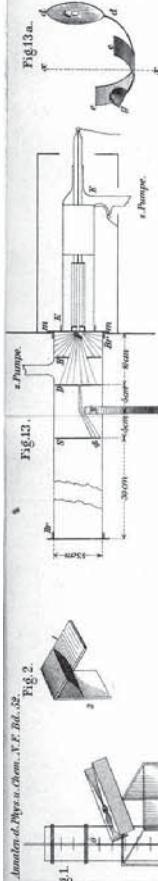
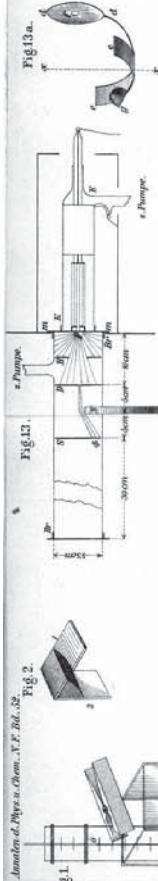
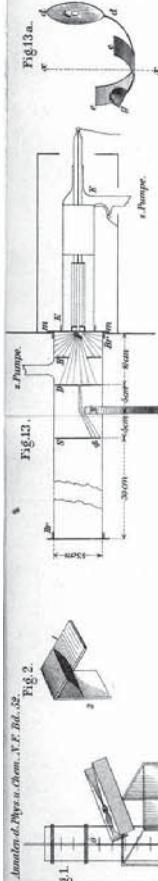
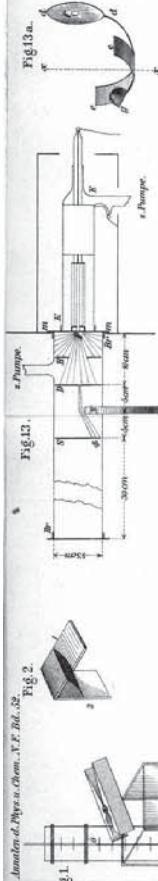
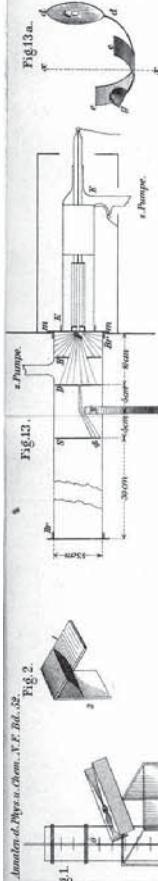
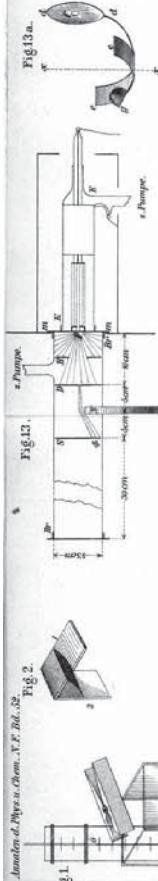
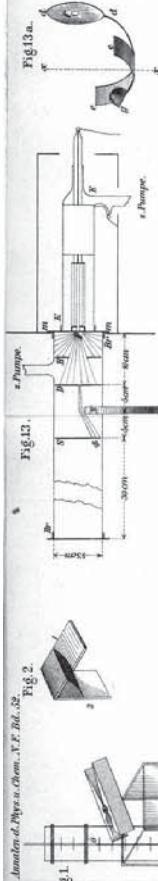
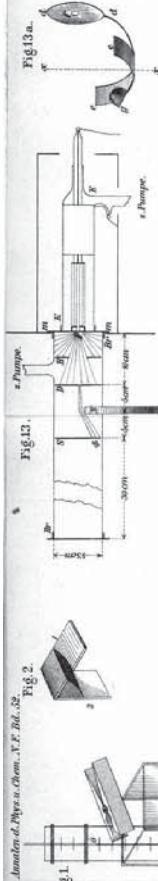


Fig. 1-5. Apparatus d. Physik u. Chem. V, F. 2, S. 32.



through the circuit. Thus if the system of longitudinal magnetic waves inside the core were established, it would produce the system of transverse waves around it.

FLOW OF ENERGY

The rate of flow of energy through unit area at right angles to φ is by Poynting's theorem proportional to the product $Q\gamma$. As γ vanishes outside the core, there is no radial flow of energy and hence no leakage of energy as the photon passes through space. The energy in the wave front will be concentrated round the axes. On the axis itself both Q and α vanish and only the longitudinal magnetic force is left. As we recede from the axis the amplitude of Q and α increase until the boundary of the core is reached; here both have their maximum values and continually diminish as the distance from the axis increases, the energy per unit area of the wave front varying inversely as the square of the distance from the axis. Thus the radiation may practically be regarded as confined within a cylindrical pencil and not as extending throughout space.

The train of waves emitted from a luminous atom will be of finite length, and the amplitude of vibration will not be constant along the train, while those to which we have applied the mathematics are infinitely long trains of constant amplitude. We know, however, by Fourier's theorem that we can regard the first type of waves as the sum of a number of those of the second, and the results we have obtained will apply to each constituent of this sum.

Owing to the symmetry in Maxwell's equations between the electric and magnetic forces, a system of rings of magnetic force would possess the properties of the system of lines of electric force which we have been considering.

J. J. THOMSON.

Trinity Lodge,
Cambridge. Jan. 27.

The Ceremonial Dedication of the Philipp-Lenard-Institut at Heidelberg

THE description given in NATURE of January 18 of the proceedings at the ceremonial dedication of the Philipp-Lenard-Institut at Heidelberg must form sad reading for the general body of scientific workers throughout the world, and more especially for those of us who owe so much to the stimulating instruction and courteous hospitality which we had the privilege to enjoy as students at one or other of the German universities in the past. In reading the almost incredible utterances of some of the present representatives of academic Germany on the occasion of this ceremonial at Heidelberg, it has occurred to me that in our amazement at such extravagances we are inclined to overlook some of the stark realities of the situation, and that perhaps they were these which either consciously or instinctively led the speakers to give expression to the wild and unbalanced statements which they are reported to have made.

In the mass-hysteria accompanying all revolutionary movements it is invariably the case that some group-associations in the country are singled out for attack and submitted to drastic and exemplary punishment or even total suppression by the new and self-created authorities, as we see in the case of the persecution of the Jewish population in Germany

to-day. It was, therefore, by no means improbable that the particular group of the intelligentsia represented by the universities might at any moment be destined to meet with a similar fate, in which the whole of their organisation and activities might be proscribed and swept away at the behest of the new masters in the State. To avert the possibility of such a dire calamity, it is not surprising that there should be found members of the group in question ready to come forward and give expression to assurances of complete sympathy with even the most extreme and unreasonable views and actions of the new rulers.

To us in Britain, who fortunately are not at the moment in danger of becoming the victims of mass-hysteria, such assurances appear as a deplorable negation of some of the most fundamental and sacrosanct articles of our scientific *credo*. Our less fortunate German colleagues, on the other hand, would seem to be faced with much the same situation as was Galileo cited before the Inquisition, and that some of them have had recourse to the opportunist tactics of Henry of Navarre when he declared that "Paris is worth a Mass".

Jan. 29.

P. F. F.

Deuterium as an Indicator in Fat Metabolism

It has hitherto not been a simple matter to determine whether the fatty acids in lipines such as lecithin, which are constituents of all active animal cells, play a part in the normal metabolism of fats. One reason for this is that suitable methods for 'labelling' fats which could be administered in the diet and then traced in the body have not been available. With the advent of deuterium a method for marking fats and using them in this way has become possible.

With the object of determining whether the fatty acids which are components of the fats of the diet can be found after absorption combined as lipines in various organs, we have partially saturated linseed oil with deuterium, and administered 2 gm. of the oil daily to an adult rat for seven days. The oil contained deuterium amounting to 4.9 per cent by weight of its total hydrogen content. The rat was then killed, and the ether-soluble substances of the liver and kidneys separated by the acetone method into lipine and glyceride fractions. A sample of fat from adipose tissue in the abdomen was also obtained. Each fraction was then examined for deuterium by burning it in a suitable combustion furnace, collecting the water produced and determining its density. The following figures for the deuterium content as percentage of total hydrogen were obtained:

Liver lipines, 0.98; liver glycerides, 0.97; kidney lipines, 0.63; adipose tissue fat, 0.75.

An estimation of the fat in the faeces, passed during the experiment, showed that absorption of the deuterium-containing fat was almost complete. These results show that the fatty acids containing deuterium have entered largely into the lipines both in the liver and kidney. The natural inference is that the lipines, although they may be important as structural elements in the cell, are probably also actively concerned in the metabolism of fats.

Whilst this work was in progress, Sinclair¹, using elaidic acid for 'marking' purposes, has also shown that the lipines of the liver take up fatty acids which have recently been administered in the food.

Philipp Lenard

Z U M 100. G E B U R T S T A G

Von Professor Franz Wolf, Karlsruhe*)

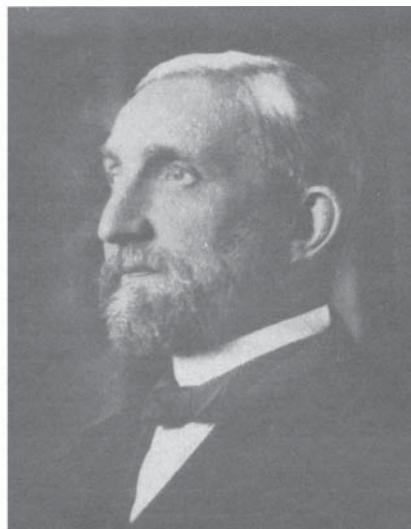
Philipp Lenard kam zu Preßburg als Sohn eines deutschstämmigen Kaufmanns am 7. Juni 1862 zur Welt. Er studierte ab 1880 in Budapest und Wien, in Berlin bei *v. Helmholtz* und schließlich in Heidelberg. Dort promovierte er unter *Georg Quincke* mit einer Arbeit über die Schwingungen fallender Tropfen.

Schon früh fesselte ihn das Problem der von *Hittorf* 1869 entdeckten Kathodenstrahlen, von denen man damals allerdings kaum mehr als die gelbe Glasfluoreszenz und den Schattenwurf kannte. Von Anfang an war Lenard bestrebt, die Strahlen zur ungestörten Untersuchung aus dem Gasentladungsraum ins Freie herauszulassen. Dies gelang, als 1892 in Bonn *Heinrich Hertz*, bei dem er inzwischen Assistent und Privatdozent geworden war, ihm seine Entdeckung zeigte, daß dünnteste Metallfolien im Raum der Gasentladung von den Kathodenstrahlen durchdrungen werden. Mittels des hiernach aus Aluminiumblatt konstruierten „Fensters“ ließ er die Strahlen an die freie Atmosphäre treten und konnte sie dort ungestört vom Erzeugungsvorgang bequem mit Leuchtschirm oder Photoplatte untersuchen. Zuerst fiel die rasche Intensitätsabnahme in Luft auf. Bereits 8 cm hinter dem Fenster blieb der Leuchtschirm dunkel. Dazu trat eine deutliche Verbreiterung des geometrisch zu erwartenden Strahlquerschnitts, die Luft erwies sich als trübes Medium. Da allein die Gasmoleküle die Wirkung auf die Strahlen ausübten, so schloß Lenard, mußten diese etwas außerordentlich Feines sein, so fein, daß sie möglicherweise ein Abtasten der Atome und Moleküle selbst erlaubten.

So geht er sofort daran, die Schwächung der Strahlen durch Materie systematisch zu untersuchen. Sie erweist sich ganz allgemein als ein räumlicher Vorgang. Bei konstant gehaltenen Erzeugungsbedingungen nimmt die Strahlintensität für nicht zu große Dicken der durchsetzten Schicht nach einem e-Gesetz ab. So ließ sich zunächst für viele Substanzen ein Absorptionsvermögen ableiten. Dabei sah Lenard sofort ein fundamentales einfaches Gesetz: In guter Annäherung ist für die Absorption der Kathodenstrahlen allein die Masse der durchsetzten Schicht bestimmd ohne Rücksicht auf Aggregatzustand und chemische Zusammensetzung. Nicht die Qualität, die Quantität der durchsetzten Materie allein bestimmt die Wirkung auf die Kathodenstrahlen. Da diese ihrer Feinheit wegen offenbar die Atome abtasten, unterscheiden sich hiernach auch die Atome verschiedener chemischer Elemente nur quantitativ voneinander, indem sie nur aus verschiedenen Mengen ein und desselben Urstoffs bestehen. Die alte alchimistische Vorstellung rückt in greifbare Nähe.

*) Eine ausführlichere Darstellung erscheint gleichzeitig in *Naturwiss.* 49 (1962). Außer auf die Fachliteratur stützt der Verfasser sich auf Überlieferung in der Familie und eigenes Erlebnis. — Vgl. auch die Darstellung von *C. Ramsauer* zu Lenards zehntem Todestag, *Phys. Bl.* 13, 219 (1957).

Ehemalige Freunde und Schüler, die weitere Erinnerungen an Lenard beitragen können, werden um Nachricht an den Verfasser gebeten.



Auch dem Wesen der Kathodenstrahlen selbst suchte *Lenard* alsbald beizukommen. *Hertz* hatte zuerst erkannt, daß Ablenkungsversuche mittels magnetischer und elektrischer Felder für geladene Partikel zu Angaben über Geschwindigkeit und spezifische Ladung führen mußten. In der Tat hatte schon *Hittorf* die magnetische Ablenbarkeit der Strahlen gefunden, und aus Versuchen von *Goldstein* konnte eine elektrische Ablenbarkeit vermutet werden. Möglicherweise handelte es sich hiernach um negativ geladene geschleuderte Massen. *Hertz* selbst und bald danach *Schuster* führten auch systematische Versuche aus, jedoch mit entgegengesetztem Ergebnis. *Hertz* glaubte, die Partikelnatur der Strahlen verneinen, *Schuster*, sie bejahren zu sollen. Beide Untersuchungen waren im Gasentladungsraum selbst ausgeführt und daher unübersehbaren Störungen ausgesetzt.

Lenard sah von Anfang an, daß nur Untersuchungen in einem abgetrennten, hochevakuierten Raum zu glaubhaften Ergebnissen führen konnten. Zunächst beobachtete er, daß die Kathodenstrahlen, jetzt durch das bewährte Fenster ins Vakuum geschickt, ohne jede Störung geradlinig über meterlange Wege liefen, ohne daß dabei irgendwelche Materie im üblichen Sinn nachweisbar war. Er untersuchte zunächst die magnetische Ablenkung genauer und fand ihren Zusammenhang mit der an das Gasentladungsrohr gelegten Spannung. — *F. Braun* entwickelte sehr rasch aus dieser neuen Kenntnis seine bekannte Meßröhre. — Hier unterbrach der Tod von *Hertz* die Arbeit für lange Zeit, da *Lenard* für die Institutsleitung einspringen, außerdem die eben vollendete *Hertzsche Mechanik* herausgeben mußte. Im Herbst 1894 erhielt er eine Professur für theoretische Physik in Breslau. Bereits 1895 kam er, ebenfalls als Dozent, zu *Wüllner* nach Aachen, um endlich ab 1896 als Professor für theoretische Physik neben seinem Lehrer *Quincke* in Heidelberg die unterbrochene Untersuchung fortzusetzen.

Obwohl weitere, zum Teil widersprüchliche Arbeiten über das Wesen der Kathodenstrahlen von *Wiechert*, *Kaufmann* und — besonders eindrucksvoll — von *J. J. Thomson* erschienen waren, lieferten die von *Lenard* nun herausgebrachten Untersuchungen erstmals überzeugende Angaben, da sie ungestört vom Entstehungsvorgang der Strahlen hinter dem Fenster im Hochvakuum gewonnen waren: Es handelte sich zweifellos um Partikel. Ihre Geschwindigkeiten lagen — bedingt durch das stets zur Erzeugung benutzte Induktorium — bei einem Drittel der Lichtgeschwindigkeit, und die spezifische Ladung erwies sich mehr als tausendmal so groß wie die des H-Ions. Außerdem konnte zweifelsfrei negative Ladung nachgewiesen werden. So kamen viele ältere Vermutungen zu Fall. Man hatte etwas ganz Neues in den Kathodenstrahlen vor sich, reine negative Elektrizität ohne Materie, Teilchen von ungekannt kleiner Masse, anscheinend auch von geringer räumlicher Ausdehnung, da zwei gekreuzte Kathodenstrahlen sich ganz ungestört durchsetzten. Das Elektron war gefunden, identisch offenbar mit der von *Zee-man* im Atom als schwingend nachgewiesenen negativen Ladung von gleichem e/m und mit dem elementaren Ladungsquantum, das schon lange *Faradays* Gesetze der Elektrolyse forderten. Ein ganz unerhörtes Ereignis zu einer Zeit, da man es aufgegeben hatte, ähnlich wie in der Wärmelehre den Wärmestoff, wirkliche elektrische Ladungen finden zu können oder überhaupt für reell zu halten, wo *Faraday* und *Maxwell* gelehrt hatten, ganz ohne Beachtung der Ladungen allein mittels der Felder die elektrischen Erscheinungen zu beherrschen.

Lagen bei dieser Entwicklung andere mit *Lenard* im Wettstreit, die weiteren Erfolge sind wieder ganz sein Verdienst. 1898 als Ordinarius und Institutedirektor nach Kiel berufen, konnte er nachweisen, daß der 1887 von *Hertz* entdeckte, von *Hallwachs* weiter untersuchte lichtelektrische Effekt in einer Befreiung von Elektronen aus den bestrahlten Metallen besteht. Die schon geübte Analyse brachte minimale Geschwindigkeiten, aber dasselbe e/m wie bei Kathodenstrahlen zum Vorschein und bewies damit die Identität der Teilchen. Hier schlossen sich auch bald die so bedeutsamen Erfahrungen von der Unabhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit von der Lichtintensität sowie von der Abhängigkeit der entstehenden Geschwindigkeit von der Farbe des Lichts an, die bald darauf *Einstein* die Aufstellung seiner Quantenformel für den Photoeffekt ermöglichten. Der hierzu nötige Begriff der Abtrennungsarbeit war ebenfalls schon von *Lenard* bei der inzwischen ebenfalls untersuchten Sekundärelektronen-Erzeugung gefunden.

Der Photoeffekt lieferte *Lenard* ein Verfahren, mit Hilfe angelegter Beschleunigungsspannungen Elektronenstrahlen von in weiten Grenzen wählbarer Geschwindigkeit herzustellen, was beim Gasentladungsrohr nicht möglich war. — Das bequeme Energiemaß eV fand er in diesem Zusammenhang. — Die Betastrahlen brachten bald noch eine Ergänzung der Möglichkeiten nach größten Geschwindigkeiten hin. Jetzt war die schon alte Frage zu lösen, wie das seinerzeit untersuchte Absorptionsvermögen der bestrahlten Stoffe von der Elektronengeschwindigkeit abhängt. Zunächst war klar: Wenn die früheren Trübungsversuche in Gasen nur geringe Ablenkung auf längerer Bahn ergaben, so konnte es sich nach gaskinetischen Schätzungen nicht um Reflexion der Elektronen an den Molekülen handeln, sondern es mußten Durchquerungen des Atominneren stattfinden. Messungen der Absorption mußten einen absorbierenden Querschnittsanteil des Einzelatoms aufdecken, und die

Kenntnis der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Absorptionsquerschnitts ver- sprach genauere Auskünfte über die Raumerfüllung der Elementarbausteine und der Felder im Atom. Die Messungen zeigten zunächst gegen kleinste Elektronengeschwindigkeiten hin Anstieg des Absorptionsquerschnitts recht annähernd bis zu dem bekannten der kinetischen Gastheorie, ein Fingerzeig, daß wohl auch Festigkeit, Elastizität u. dgl., vor allem auch die chemischen Kräfte auf elektrische Einflüsse zurückzuführen wären. Gegen größte Ge- schwindigkeiten hin, d. h. mit stark abnehmender Durchquerungszeit aber schrumpfte der absorbierende Querschnitt mehr und mehr zusammen. In 1 m^3 Platin blieb nicht mehr als 1 mm^3 für die Strahlen undurchdringlich. Zum größten Erstaunen erwies sich damit, daß die Atome nicht die festen Kugeln der kinetischen Gastheorie sind, sondern daß ihre Bausteine, die nach Zeeman vorhandenen Elektronen sowie die notwendig mit der Masse verbundenen positiven Ladungen verschwindend kleine Räume einnehmen, zwischen denen nur elektrische Felder sonst die Undurchdringlichkeit bewirken. Die Größe dieser Erkenntnis wird klar, wenn man bedenkt, daß um jene Zeit noch die Kontinuumstheorien der Thermodynamik und des elektromagnetischen Felds im Vordergrund standen, während atomistische Vor- stellungen weithin abgelehnt wurden. Lenards erfolgreiche Anwendung Clausiusscher Gedanken auf Kathodenstrahlen und Atominneres haben die Atomistik mit einem Mal zu einer anerkannten Wissenschaft gemacht. Dabei war Lenards Schritt von den elastischen Kugeln des Clausius zu seinem neuen Bild vom Atom zweifellos ungleich bedeutsamer als später Rutherford's Verfeinerung durch Entdeckung des Kerns.

Wir haben bisher nur der fundamentalen Arbeiten Lenards zum Problemkreis der Kathodenstrahlen gedacht, die ihm 1905 den Nobelpreis einbrachten, die außerdem durch die Schaffung klarer Verfahren zur Handhabung und Steuerung von Elektronen mächtig bis in unsere Zeit hineinwirken. Aber seine Interessen gingen weit über die Kathodenstrahlen hinaus. Nicht nur daß er bei der eingehend untersuchten Phosphoreszenz als Zentren des Vorgangs die kleinen metallischen Beimengungen nachweisen konnte, vor allem erkannte er rasch, daß zwischen Phosphoreszenzanregung und Photo- effekt große Ähnlichkeit besteht. Durch systematische Weiterverfolgung dieser Gebiete übersah er — 1907 war er nach Heidelberg berufen und behielt den dortigen Lehrstuhl bis zur Emeritierung 1930 — bereits 1910 mit voller Klarheit den Mechanismus der Lichtemission und ihrer Erregung: Die An- regung eines Atoms zum Leuchten besteht in der Anhebung eines Elektrons von seinem Platz, die Emission geschieht durch seine Rückkehr. So geht auch dieser zentrale Gesichtspunkt von Bohrs Theorie auf Lenards Experimental- arbeit zurück.

Noch auf vielen anderen Gebieten war er Meister. Photoeffekt und Sekundärelektronenerzeugung führten ihn vor allem auf vielerlei Fragen des Ionisationsprozesses, der Leitungsvorgänge, auch derjenigen in Flammen und Bogen sowie ihrer Spektren. Aber auch Oberflächen, Wasserfallelektrizität, meteorologische Fragen, die Lichtgeschwindigkeit u. a. beschäftigten ihn in vielen Arbeiten. Derselbe Gedankenreichtum durchflutete stets sein Institut und befruchtete die unzähligen Arbeiten seiner Schüler genau wie die vielen eigenen Schriften. Seine Vorlesung war immer ein großes Erlebnis, meisterhaft die Führung seines Kolloquiums.

Trotz allem konnten seine Mitarbeiter nie ganz froh werden, da er ihnen viel zu wenig Freiheit und eigene Initiative ließ. Zu einer wirklich eigenen Schule hat er es deshalb nie gebracht. Letzten Endes war er trotz des wissenschaftlichen Reichtums ein unglücklicher Mensch. Selbst offenbar innerlich weich, umgab er sich zum Schutz stets mit Härte und Abweisung. Viel zu geringe Menschenkenntnis und eigene Überempfindlichkeit führten fort und fort zu Zusammenstößen mit der Umwelt, vor allem mit den Fachgenossen, deren er sich viele zu unversöhnlichen Feinden mache. Wie bedauerlich wirkten die Auseinandersetzungen um *J. J. Thomson*, um *Röntgen*, um *Einsteins*, wie schrecklich die politischen Taten des politisch Ahnungslosen, bis er sich schließlich sogar für die Zwecke der Nationalsozialisten einspannen ließ und nach Kriegsende am 20. Mai 1947 in sinnloser Verbannung in dem Dorf Messelhausen bei Lauda starb. — Heute ist dies alles längst vorbei. Aber das Andenken an seine großen Taten sollten wir lebendig halten.

*

Wer, von Bad Mergentheim kommend, mit seinem Wagen nach Wertheim fährt, und kurz vor dem Eisenbahnknotenpunkt Lauda rechts in die schmale Nebenstraße nach Marbach (nicht die Schillerstadt!) einlenkt, kommt wenige Kilometer hinter dem kleinen Ort zu dem Dorf Messelhausen, das 25 km süd-süd-westlich von Würzburg liegt.

Auf einer Höhe am Rande des Ortes findet er die alte Kirche mit ihrem gepflegten Friedhof. Hier ruht der Nobelpreisträger Philipp Lenard zusammen mit seiner Frau. Auf einem großen Stein verkündet unter dem eingemeißelten Kreuz die Inschrift, daß er ein Jahr nach seiner Frau, am 20. Mai 1947, hier verstarb. Die Grabstelle ist mit Koniferen, mit Tonja und anderen immergrünen Pflanzen schön bewachsen. Erst nach Entfernung einiger Zweige entdeckt man die Inschrift.

Nachdem Lenard, von der politischen Entwicklung enttäuscht und wohl auch beschämkt, in der selbstgewählten Verbannung gestorben war, teilte uns seinerzeit der Bürgermeister von Messelhausen mit, daß Lenard dort die letzten Jahre zurückgezogen, aber angesehen gelebt habe. Bei seinem Tode hätte er der Gemeindeverwaltung das Versprechen abverlangt, daß er nicht nach Heidelberg überführt werde. „Wir sind stolz darauf“, schreibt heute der Ratschreiber, „einen so großen Wissenschaftler in unserer Heimaterde schlummern zu wissen.“

Im September 1947 hatte Max von Laue auf der ersten Nachkriegs-Physikertagung in Göttingen den Tod Lenards mit den Worten mitgeteilt: „Wir können und wollen die Verfehlungen des Pseudopolitikers Lenard nicht verschweigen oder entschuldigen, aber als Physiker gehörte er zu den Großen.“

Physiker legten in diesen Wochen der 15. Wiederkehr seines Todestages einen Strauß Frühlingsblumen auf das fast vergessene Grab dieses „Priesters der Physik“. D. u. E. Brüche



Philipp Lenard

Z U M 100. G E B U R T S T A G

Von Professor Franz Wolf, Karlsruhe*)

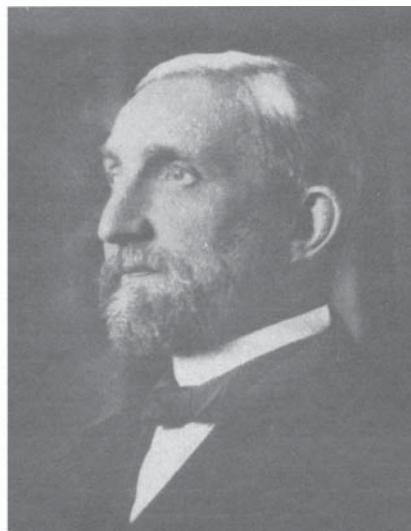
Philipp Lenard kam zu Preßburg als Sohn eines deutschstämmigen Kaufmanns am 7. Juni 1862 zur Welt. Er studierte ab 1880 in Budapest und Wien, in Berlin bei *v. Helmholtz* und schließlich in Heidelberg. Dort promovierte er unter *Georg Quincke* mit einer Arbeit über die Schwingungen fallender Tropfen.

Schon früh fesselte ihn das Problem der von *Hittorf* 1869 entdeckten Kathodenstrahlen, von denen man damals allerdings kaum mehr als die gelbe Glasfluoreszenz und den Schattenwurf kannte. Von Anfang an war Lenard bestrebt, die Strahlen zur ungestörten Untersuchung aus dem Gasentladungsraum ins Freie herauszulassen. Dies gelang, als 1892 in Bonn *Heinrich Hertz*, bei dem er inzwischen Assistent und Privatdozent geworden war, ihm seine Entdeckung zeigte, daß dünnteste Metallfolien im Raum der Gasentladung von den Kathodenstrahlen durchdrungen werden. Mittels des hiernach aus Aluminiumblatt konstruierten „Fensters“ ließ er die Strahlen an die freie Atmosphäre treten und konnte sie dort ungestört vom Erzeugungsvorgang bequem mit Leuchtschirm oder Photoplatte untersuchen. Zuerst fiel die rasche Intensitätsabnahme in Luft auf. Bereits 8 cm hinter dem Fenster blieb der Leuchtschirm dunkel. Dazu trat eine deutliche Verbreiterung des geometrisch zu erwartenden Strahlquerschnitts, die Luft erwies sich als trübes Medium. Da allein die Gasmoleküle die Wirkung auf die Strahlen ausübten, so schloß Lenard, mußten diese etwas außerordentlich Feines sein, so fein, daß sie möglicherweise ein Abtasten der Atome und Moleküle selbst erlaubten.

So geht er sofort daran, die Schwächung der Strahlen durch Materie systematisch zu untersuchen. Sie erweist sich ganz allgemein als ein räumlicher Vorgang. Bei konstant gehaltenen Erzeugungsbedingungen nimmt die Strahlintensität für nicht zu große Dicken der durchsetzten Schicht nach einem e-Gesetz ab. So ließ sich zunächst für viele Substanzen ein Absorptionsvermögen ableiten. Dabei sah Lenard sofort ein fundamentales einfaches Gesetz: In guter Annäherung ist für die Absorption der Kathodenstrahlen allein die Masse der durchsetzten Schicht bestimmd ohne Rücksicht auf Aggregatzustand und chemische Zusammensetzung. Nicht die Qualität, die Quantität der durchsetzten Materie allein bestimmt die Wirkung auf die Kathodenstrahlen. Da diese ihrer Feinheit wegen offenbar die Atome abtasten, unterscheiden sich hiernach auch die Atome verschiedener chemischer Elemente nur quantitativ voneinander, indem sie nur aus verschiedenen Mengen ein und desselben Urstoffs bestehen. Die alte alchimistische Vorstellung rückt in greifbare Nähe.

*) Eine ausführlichere Darstellung erscheint gleichzeitig in *Naturwiss.* 49 (1962). Außer auf die Fachliteratur stützt der Verfasser sich auf Überlieferung in der Familie und eigenes Erlebnis. — Vgl. auch die Darstellung von *C. Ramsauer* zu Lenards zehntem Todestag, *Phys. Bl.* 13, 219 (1957).

Ehemalige Freunde und Schüler, die weitere Erinnerungen an Lenard beitragen können, werden um Nachricht an den Verfasser gebeten.



Auch dem Wesen der Kathodenstrahlen selbst suchte *Lenard* alsbald beizukommen. *Hertz* hatte zuerst erkannt, daß Ablenkungsversuche mittels magnetischer und elektrischer Felder für geladene Partikel zu Angaben über Geschwindigkeit und spezifische Ladung führen mußten. In der Tat hatte schon *Hittorf* die magnetische Ablenkbartigkeit der Strahlen gefunden, und aus Versuchen von *Goldstein* konnte eine elektrische Ablenkbartigkeit vermutet werden. Möglicherweise handelte es sich hiernach um negativ geladene geschleuderte Massen. *Hertz* selbst und bald danach *Schuster* führten auch systematische Versuche aus, jedoch mit entgegengesetztem Ergebnis. *Hertz* glaubte, die Partikelnatur der Strahlen verneinen, *Schuster*, sie bejahren zu sollen. Beide Untersuchungen waren im Gasentladungsraum selbst ausgeführt und daher unübersehbaren Störungen ausgesetzt.

Lenard sah von Anfang an, daß nur Untersuchungen in einem abgetrennten, hochevakuierten Raum zu glaubhaften Ergebnissen führen konnten. Zunächst beobachtete er, daß die Kathodenstrahlen, jetzt durch das bewährte Fenster ins Vakuum geschickt, ohne jede Störung geradlinig über meterlange Wege liefen, ohne daß dabei irgendwelche Materie im üblichen Sinn nachweisbar war. Er untersuchte zunächst die magnetische Ablenkung genauer und fand ihren Zusammenhang mit der an das Gasentladungsrohr gelegten Spannung. — *F. Braun* entwickelte sehr rasch aus dieser neuen Kenntnis seine bekannte Meßröhre. — Hier unterbrach der Tod von *Hertz* die Arbeit für lange Zeit, da *Lenard* für die Institutsleitung einspringen, außerdem die eben vollendete *Hertzsche Mechanik* herausgeben mußte. Im Herbst 1894 erhielt er eine Professur für theoretische Physik in Breslau. Bereits 1895 kam er, ebenfalls als Dozent, zu *Wüllner* nach Aachen, um endlich ab 1896 als Professor für theoretische Physik neben seinem Lehrer *Quincke* in Heidelberg die unterbrochene Untersuchung fortzusetzen.

Obwohl weitere, zum Teil widersprüchliche Arbeiten über das Wesen der Kathodenstrahlen von *Wiechert*, *Kaufmann* und — besonders eindrucksvoll — von *J. J. Thomson* erschienen waren, lieferten die von *Lenard* nun herausgebrachten Untersuchungen erstmals überzeugende Angaben, da sie ungestört vom Entstehungsvorgang der Strahlen hinter dem Fenster im Hochvakuum gewonnen waren: Es handelte sich zweifellos um Partikel. Ihre Geschwindigkeiten lagen — bedingt durch das stets zur Erzeugung benutzte Induktorium — bei einem Drittel der Lichtgeschwindigkeit, und die spezifische Ladung erwies sich mehr als tausendmal so groß wie die des H-Ions. Außerdem konnte zweifelsfrei negative Ladung nachgewiesen werden. So kamen viele ältere Vermutungen zu Fall. Man hatte etwas ganz Neues in den Kathodenstrahlen vor sich, reine negative Elektrizität ohne Materie, Teilchen von ungekannt kleiner Masse, anscheinend auch von geringer räumlicher Ausdehnung, da zwei gekreuzte Kathodenstrahlen sich ganz ungestört durchsetzten. Das Elektron war gefunden, identisch offenbar mit der von *Zee-man* im Atom als schwingend nachgewiesenen negativen Ladung von gleichem e/m und mit dem elementaren Ladungsquantum, das schon lange *Faradays* Gesetze der Elektrolyse forderten. Ein ganz unerhörtes Ereignis zu einer Zeit, da man es aufgegeben hatte, ähnlich wie in der Wärmelehre den Wärmestoff, wirkliche elektrische Ladungen finden zu können oder überhaupt für reell zu halten, wo *Faraday* und *Maxwell* gelehrt hatten, ganz ohne Beachtung der Ladungen allein mittels der Felder die elektrischen Erscheinungen zu beherrschen.

Lagen bei dieser Entwicklung andere mit *Lenard* im Wettstreit, die weiteren Erfolge sind wieder ganz sein Verdienst. 1898 als Ordinarius und Institutedirektor nach Kiel berufen, konnte er nachweisen, daß der 1887 von *Hertz* entdeckte, von *Hallwachs* weiter untersuchte lichtelektrische Effekt in einer Befreiung von Elektronen aus den bestrahlten Metallen besteht. Die schon geübte Analyse brachte minimale Geschwindigkeiten, aber dasselbe e/m wie bei Kathodenstrahlen zum Vorschein und bewies damit die Identität der Teilchen. Hier schlossen sich auch bald die so bedeutsamen Erfahrungen von der Unabhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit von der Lichtintensität sowie von der Abhängigkeit der entstehenden Geschwindigkeit von der Farbe des Lichts an, die bald darauf *Einstein* die Aufstellung seiner Quantenformel für den Photoeffekt ermöglichten. Der hierzu nötige Begriff der Abtrennungsarbeit war ebenfalls schon von *Lenard* bei der inzwischen ebenfalls untersuchten Sekundärelektronen-Erzeugung gefunden.

Der Photoeffekt lieferte *Lenard* ein Verfahren, mit Hilfe angelegter Beschleunigungsspannungen Elektronenstrahlen von in weiten Grenzen wählbarer Geschwindigkeit herzustellen, was beim Gasentladungsrohr nicht möglich war. — Das bequeme Energiemaß eV fand er in diesem Zusammenhang. — Die Betastrahlen brachten bald noch eine Ergänzung der Möglichkeiten nach größten Geschwindigkeiten hin. Jetzt war die schon alte Frage zu lösen, wie das seinerzeit untersuchte Absorptionsvermögen der bestrahlten Stoffe von der Elektronengeschwindigkeit abhängt. Zunächst war klar: Wenn die früheren Trübungsversuche in Gasen nur geringe Ablenkung auf längerer Bahn ergaben, so konnte es sich nach gaskinetischen Schätzungen nicht um Reflexion der Elektronen an den Molekülen handeln, sondern es mußten Durchquerungen des Atominneren stattfinden. Messungen der Absorption mußten einen absorbierenden Querschnittsanteil des Einzelatoms aufdecken, und die

Kenntnis der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Absorptionsquerschnitts ver- sprach genauere Auskünfte über die Raumerfüllung der Elementarbausteine und der Felder im Atom. Die Messungen zeigten zunächst gegen kleinste Elektronengeschwindigkeiten hin Anstieg des Absorptionsquerschnitts recht annähernd bis zu dem bekannten der kinetischen Gastheorie, ein Fingerzeig, daß wohl auch Festigkeit, Elastizität u. dgl., vor allem auch die chemischen Kräfte auf elektrische Einflüsse zurückzuführen wären. Gegen größte Ge- schwindigkeiten hin, d. h. mit stark abnehmender Durchquerungszeit aber schrumpfte der absorbierende Querschnitt mehr und mehr zusammen. In 1 m^3 Platin blieb nicht mehr als 1 mm^3 für die Strahlen undurchdringlich. Zum größten Erstaunen erwies sich damit, daß die Atome nicht die festen Kugeln der kinetischen Gastheorie sind, sondern daß ihre Bausteine, die nach Zeeman vorhandenen Elektronen sowie die notwendig mit der Masse verbundenen positiven Ladungen verschwindend kleine Räume einnehmen, zwischen denen nur elektrische Felder sonst die Undurchdringlichkeit bewirken. Die Größe dieser Erkenntnis wird klar, wenn man bedenkt, daß um jene Zeit noch die Kontinuumstheorien der Thermodynamik und des elektromagnetischen Felds im Vordergrund standen, während atomistische Vor- stellungen weithin abgelehnt wurden. Lenards erfolgreiche Anwendung Clausiusscher Gedanken auf Kathodenstrahlen und Atominneres haben die Atomistik mit einem Mal zu einer anerkannten Wissenschaft gemacht. Dabei war Lenards Schritt von den elastischen Kugeln des Clausius zu seinem neuen Bild vom Atom zweifellos ungleich bedeutsamer als später Rutherford's Verfeinerung durch Entdeckung des Kerns.

Wir haben bisher nur der fundamentalen Arbeiten Lenards zum Problemkreis der Kathodenstrahlen gedacht, die ihm 1905 den Nobelpreis einbrachten, die außerdem durch die Schaffung klarer Verfahren zur Handhabung und Steuerung von Elektronen mächtig bis in unsere Zeit hineinwirken. Aber seine Interessen gingen weit über die Kathodenstrahlen hinaus. Nicht nur daß er bei der eingehend untersuchten Phosphoreszenz als Zentren des Vorgangs die kleinen metallischen Beimengungen nachweisen konnte, vor allem erkannte er rasch, daß zwischen Phosphoreszenzanregung und Photo- effekt große Ähnlichkeit besteht. Durch systematische Weiterverfolgung dieser Gebiete übersah er — 1907 war er nach Heidelberg berufen und behielt den dortigen Lehrstuhl bis zur Emeritierung 1930 — bereits 1910 mit voller Klarheit den Mechanismus der Lichtemission und ihrer Erregung: Die An- regung eines Atoms zum Leuchten besteht in der Anhebung eines Elektrons von seinem Platz, die Emission geschieht durch seine Rückkehr. So geht auch dieser zentrale Gesichtspunkt von Bohrs Theorie auf Lenards Experimental- arbeit zurück.

Noch auf vielen anderen Gebieten war er Meister. Photoeffekt und Sekundärelektronenerzeugung führten ihn vor allem auf vielerlei Fragen des Ionisationsprozesses, der Leitungsvorgänge, auch derjenigen in Flammen und Bogen sowie ihrer Spektren. Aber auch Oberflächen, Wasserfallelektrizität, meteorologische Fragen, die Lichtgeschwindigkeit u. a. beschäftigten ihn in vielen Arbeiten. Derselbe Gedankenreichtum durchflutete stets sein Institut und befruchtete die unzähligen Arbeiten seiner Schüler genau wie die vielen eigenen Schriften. Seine Vorlesung war immer ein großes Erlebnis, meisterhaft die Führung seines Kolloquiums.

Trotz allem konnten seine Mitarbeiter nie ganz froh werden, da er ihnen viel zu wenig Freiheit und eigene Initiative ließ. Zu einer wirklich eigenen Schule hat er es deshalb nie gebracht. Letzten Endes war er trotz des wissenschaftlichen Reichtums ein unglücklicher Mensch. Selbst offenbar innerlich weich, umgab er sich zum Schutz stets mit Härte und Abweisung. Viel zu geringe Menschenkenntnis und eigene Überempfindlichkeit führten fort und fort zu Zusammenstößen mit der Umwelt, vor allem mit den Fachgenossen, deren er sich viele zu unversöhnlichen Feinden mache. Wie bedauerlich wirkten die Auseinandersetzungen um *J. J. Thomson*, um *Röntgen*, um *Einsteins*, wie schrecklich die politischen Taten des politisch Ahnungslosen, bis er sich schließlich sogar für die Zwecke der Nationalsozialisten einspannen ließ und nach Kriegsende am 20. Mai 1947 in sinnloser Verbannung in dem Dorf Messelhausen bei Lauda starb. — Heute ist dies alles längst vorbei. Aber das Andenken an seine großen Taten sollten wir lebendig halten.

*

Wer, von Bad Mergentheim kommend, mit seinem Wagen nach Wertheim fährt, und kurz vor dem Eisenbahnknotenpunkt Lauda rechts in die schmale Nebenstraße nach Marbach (nicht die Schillerstadt!) einlenkt, kommt wenige Kilometer hinter dem kleinen Ort zu dem Dorf Messelhausen, das 25 km süd-süd-westlich von Würzburg liegt.

Auf einer Höhe am Rande des Ortes findet er die alte Kirche mit ihrem gepflegten Friedhof. Hier ruht der Nobelpreisträger Philipp Lenard zusammen mit seiner Frau. Auf einem großen Stein verkündet unter dem eingemeißelten Kreuz die Inschrift, daß er ein Jahr nach seiner Frau, am 20. Mai 1947, hier verstarb. Die Grabstelle ist mit Koniferen, mit Tonja und anderen immergrünen Pflanzen schön bewachsen. Erst nach Entfernung einiger Zweige entdeckt man die Inschrift.

Nachdem Lenard, von der politischen Entwicklung enttäuscht und wohl auch beschämkt, in der selbstgewählten Verbannung gestorben war, teilte uns seinerzeit der Bürgermeister von Messelhausen mit, daß Lenard dort die letzten Jahre zurückgezogen, aber angesehen gelebt habe. Bei seinem Tode hätte er der Gemeindeverwaltung das Versprechen abverlangt, daß er nicht nach Heidelberg überführt werde. „Wir sind stolz darauf“, schreibt heute der Ratschreiber, „einen so großen Wissenschaftler in unserer Heimaterde schlummern zu wissen.“

Im September 1947 hatte Max von Laue auf der ersten Nachkriegs-Physikertagung in Göttingen den Tod Lenards mit den Worten mitgeteilt: „Wir können und wollen die Verfehlungen des Pseudopolitikers Lenard nicht verschweigen oder entschuldigen, aber als Physiker gehörte er zu den Großen.“

Physiker legten in diesen Wochen der 15. Wiederkehr seines Todestages einen Strauß Frühlingsblumen auf das fast vergessene Grab dieses „Priesters der Physik“. D. u. E. Brüche

