

## 10. *Lichtelectrische Untersuchungen an polarisirtem Lichte; von J. Elster und H. Geitel.*

Der durch Beleuchtung der Kathode in einem verdünnten Gase eingeleitete photoelectrische Strom hat sich als abhängig von der Richtung der Lichtschwingungen gegen die Kathodenfläche erwiesen, und zwar erreicht er sein Maximum, wenn die Polarisationssebene des Lichtes zur Einfallsebene normal ist, sein Minimum für die hierzu senkrechte Lage.<sup>1)</sup>

Die weitere Verfolgung dieser Erscheinung war nach zwei Richtungen hin vorzunehmen; man kann fragen, nach welchem Gesetze der photoelectrische Strom sich ändert, wenn man die Polarisationssebene des einfallenden Lichtes um den Strahl als Axe dreht, oder auch die Abhängigkeit der Intensität desselben Stromes von dem Einfallswinkel des Lichtes aufsuchen.

Wir beschränken uns hier im Wesentlichen auf die Beantwortung der ersten Frage,<sup>2)</sup> zu der Lösung der zweiten, die weit grössere Schwierigkeiten bietet, können wir bis jetzt nur einige Beiträge geben.

Wie wir schon früher bemerkten, wird man durch die Hindernisse, die sich der Herstellung von polarisirtem, ultraviolettem Lichte entgegenstellen, dahin geführt, als lichtelectrisch empfindliche Fläche die flüssige Kalium-Natriumlegirung in einer Atmosphäre eines verdünnten neutralen Gases zu wählen, indem hierdurch die Anwendung von Licht aus dem Bereiche des sichtbaren Spectrums ermöglicht wird. Damit ist man aber zugleich in die Nothwendigkeit versetzt, die dem Versuche unterworfenen Metallflächen in Glasrecipienten einzuschliessen. Es wäre vortheilhaft, diese so einzurichten, dass der polarisirte Lichtstrahl normal durch eine planparallele Glasplatte in sie eintritt. Man würde so jede Intensitäts-

---

1) J. Elster u. H. Geitel, Sitzungsber. der Berl. Akad. d. Wiss. VI. p. 134. 1894 u. Wied. Ann. 52. p. 440. 1894.

2) Ein Theil der Resultate ist schon in dem Sitzungsbericht der kgl. Akademie zu Berlin, XI. p. 209. 1895 veröffentlicht.

änderung des erregenden Lichtes, die bei schiefer Incidenz gegen die Glaswand mit der Aenderung des Azimuthes verbunden ist, von vornherein ausschliessen. Das Einsetzen solcher planparalleler „Fenster“ in die Glasrecipienten erfordert aber die Anwendung eines Kittes, der so beschaffen sein muss, dass er in einem Vacuum bei Gegenwart von Alkalimetalldämpfen weder verdampft noch einen chemischen Angriff erfährt. Es ist uns nicht gelungen, ein Material zu finden, das sich dauernd bewährt hätte. Organische Substanzen, wie Harze, sind von vornherein ausgeschlossen, da sie flüchtige Stoffe enthalten, welche die Kathode mit einer gegen das Licht fast unempfindlichen Schicht überziehen, aber auch anorganische, wie Kalium- oder Natriumsilicat und die aus Phosphorsäure und Metalloxyden zusammengesetzten Kitten bewirkten mit der Zeit eine Abnahme der Lichtempfindlichkeit, vermuthlich in Folge der Erhöhung des Gasdrucks durch den aus dem Wassergehalte der Substanz durch die Alkalimetalldämpfe entwickelten Wasserstoff. Leidlich bewährte sich geschmolzene glasige Phosphorsäure, wenn man die Vorsicht gebrauchte, sofort nach dem Aufkitten der Platte die Fugen der Kittung mit geglühtem und geschlammtem Zinkoxyd zu bestäuben und sie dann mit einer Schicht eines Gemenges von Wachs und Colophonium zu überziehen. Bei den so behandelten Apparaten sank zwar die Empfindlichkeit ebenfalls innerhalb der ersten Tage nach dem Abschmelzen von der Luftpumpe, doch näherte sie sich bald einer nicht zu tief liegenden Grenze. Wir waren daher im Stande, wenigstens einige Controlversuche an solchen Recipienten mit Planparallelfenstern anzustellen.

Die eben genannten Schwierigkeiten zwangen uns dazu, zu einfachen vor der Lampe geblasenen Glaskugeln (Zellen) zurückzukehren, bei denen das Alkalimetall und seine Dämpfe nur mit den Glaswänden und den Platinelectroden in Berührung stehen. Wir verwandten zu den meisten der im Folgenden mitgetheilten Versuche eine solche von 50 mm Durchmesser, die mit der Na-K-Legirung bis zu ihrem Mittelpunkte angefüllt war. Jeder Strahl, der die Mitte dieses Metallspiegels traf, musste daher auch die Glaswand senkrecht geschnitten haben, war also in seiner Intensität vom Azimuth

unabhängig. Den Querschnitt des Strahles wählten wir dabei so klein, als es die Lichtempfindlichkeit der Zelle zuließ.

Um Lichtstrahlen von kleinem Querschnitt und grosser Intensität zu erhalten, verwandten wir eine Projectionslampe (Skiptikon) mit einem in einer Leuchtgassauerstoffflamme glühenden Zirkonscheibchen als Lichtquelle. Nachdem diese so eingestellt war, dass das Bild des Zirkonstückes in sehr grosser Entfernung deutlich erschien, wurde der Umriss einer zwischen der Condensatorlinse und dem projicirenden Linsensysteme eingeschalteten horizontalen schlitzförmigen Blende (von etwa 3 mm Länge und 1 mm Breite) auf der Wand der Zelle entworfen. Das Skioptikon, dessen Bestandtheile unter sich und mit der Blende fest verbunden waren, konnte in einer verticalen Ebene gedreht und in jeder Lage bis zu einer Neigung von etwa  $50^{\circ}$  gegen die Horizontale festgehalten werden. Gab man ihm eine solche

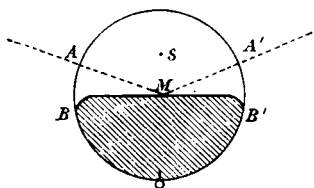


Fig. 1.

Stellung, dass der hell erleuchtete Lichtfleck (die Eintrittsstelle des Strahles) bei  $A$  auf der Glaswand der Zelle (Fig. 1) erschien, so liess sich auch die Austrittsstelle bei  $A'$  nach der Reflexion an  $M$  scharf erkennen. Mittels eines Zirkels griffen wir die Entfernungen  $AB$  und  $A'B'$  entsprechender Ränder dieser Lichtflecke von der natürlichen horizontalen Oberfläche des flüssigen Kathodenmetalls ab und stellten das Skioptikon und die Zelle so zu einander ein, dass  $AB$  gleich  $A'B'$  war. So waren wir sicher, dass der Lichtstrahl die Mitte der Kathode traf, also die Glaswand unter rechtem Winkel schnitt. Etwa 10 mm oberhalb  $M$  befand sich die Anodenspitze  $S$ , ein Platindraht (in der Figur als Punkt gezeichnet), dessen Richtung senkrecht zur Ebene  $ABA'B'$  stand. Die Alkalimetallfläche muss so rein sein, dass die Stelle, wo sie vom einfallenden Licht getroffen wird, einem Auge, das nicht in der Richtung gegen den reflectirten Strahl hin blickt, durchaus unsichtbar ist.

Steilere Einfallswinkel, als durch Neigung des Skioptikons erreichbar waren, stellten wir mittels eines um eine horizontale Axe drehbaren Silberspiegels (der metallischen Seite einer

mit Silber belegten Spiegelglasplatte) her, von dem wir den horizontalen Strahl nach unten reflectiren liessen.

Um den Einfallswinkel des Strahles zu der horizontalen Kathode zu bestimmen, benutzten wir ein einfaches Instrument, das auch zur Messung von Sonnenhöhen Anwendung findet. Von dem Mittelpunkte eines in halbe Grade getheilten Kreisquadranten aus Pappe hängt an einem feinen Faden ein Bleiloth herab, der Aufhängefaden spielt vor der Gradtheilung. Auf der Verlängerung des einen der den Quadranten begrenzenden Radien über den Mittelpunkt hinaus ist normal zu seiner Ebene ein Stift befestigt. Der Apparat wird so gehalten, dass der aus dem Skioptikon austretende Strahlencylinder den Schatten des Stiftes in der Richtung des Radius entwirft. Der Einfallswinkel ist dann dem Winkel zwischen dem Radius und dem Faden gleich und kann an der Theilung abgelesen werden.

Wie bei den früher mitgetheilten photoelectrischen Messungen war auch diesmal die Zelle mit dem damals beschriebenen Galvanometer in den Schliessungskreis einer Batterie von 100—400 Zink-Salmiak-Kohleelementen von etwa 450 Volt Gesamtspannung so eingeschaltet, dass die Alkalimetallfläche Kathode war. Die Intensität des photoelectrischen Stromes wurde vermittels Spiegels und Scala abgelesen; es ist wohl kaum nöthig, zu bemerken, dass die Zelle vor den Strahlen der zur Beleuchtung der Scala dienenden Lampe geschützt war, und dass auch aus dem Skioptikon kein störendes Nebenlicht zu ihr dringen konnte.

Unmittelbar vor der Zelle wurde das mit einem Theilkreise versehene, in horizontaler und verticaler Ebene drehbare grosse Nicol'sche Prisma aufgestellt, das uns Hr. Geheimrath Weber in Braunschweig freundlichst geliehen hatte. Der Querschnitt des Lichtstrahles war durch die Blende so bemessen, dass er das Prisma, während es gedreht wurde, stets frei durchsetzte, wie man von unten her blickend an der hell erleuchteten Bahn des Strahles innerhalb des Kalkspathes leicht beurtheilen konnte.

Lässt man nun den durch den Nicol polarisirten Strahl unter anderer als senkrechter Incidenz in der beschriebenen Art auf die Kathodenfläche fallen, so beobachtet man am

Galvanometer während der Drehung des Nicols eine periodisch veränderliche Stromintensität mit 2 Maximis und 2 Minimis. Die ersteren treten ein, wenn der Hauptschnitt mit der Einfallsebene zusammenfällt, die Minima in den um  $90^\circ$  verschiedenen Zwischenlagen. Rechnet man den Drehungswinkel  $\alpha$  des Prismas von der Stellung der Maxima an, für welche demnach die Polarisationssebene des Strahles zur Einfallsebene senkrecht steht, die electricischen Verschiebungen also in dieser erfolgen, und stellt mit jedem Werthe von  $\alpha$  den durch die Ablesung des Galvanometers gefundenen Zahlenwerth der Stromintensität  $J$  zusammen, so findet man, dass diese innerhalb der Fehlergrenzen durch die Formel:

$$J = A \cos^2 \alpha + B \sin^2 \alpha$$

darstellbar ist, wenn  $A$  die maximale (für  $\alpha = 0$  erhaltene)  $B$  die minimale Stromintensität (entsprechend  $\alpha = 90^\circ$ ) bedeutet. Damit dieser Zusammenhang recht deutlich hervortrete, hat man die Maximal- und Minimalstellung mit möglichster Schärfe zu bestimmen. Nun ist die Veränderlichkeit von  $J$ , wie die Natur der Function erkennen lässt, in der Nähe von  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 90^\circ$  am geringsten, daher ist es nur mit einer Unsicherheit von mehr als einem Grade möglich, diese Hauptlagen durch einen directen Versuch zu ermitteln. Wir zogen es deshalb vor, die Stelle der stärksten Veränderlichkeit von  $J$ , nämlich  $\alpha = 45^\circ$  festzulegen. Während der eine von uns das Nicol'sche Prisma langsam drehte, beobachtete der andere am Galvanometer die Stromintensität und las den Maximal- und den Minimalwerth  $A$  und  $B$  ab. Zugleich wurden die zugehörigen Stellungen am Theilkreis des Nicols notirt. Für  $\alpha = 45^\circ$  lässt die Formel den Werth

$$J = \frac{A + B}{2}$$

erwarten. Dreht man nun den Nicol von einer der soeben notirten Stellungen aus um  $45^\circ$ , so wird man stets einen Werth von  $J$  beobachten, der dem berechneten  $A + B/2$  nahe kommt. Durch eine kleine Drehung am Nicol brachten wir es dahin, dass diese Zahl thatsächlich abgelesen wurde und sahen die so erhaltene Stellung als die dem Azimuthe  $\alpha = 45^\circ$  genau entsprechende an. Beim Vor- und Zurückdrehen um

45° findet man dann die corrigirten Hauptlagen und erhält für diese die alten Maximal- und Minimalwerthe *A* und *B* wieder.

Wir erwähnen noch, dass bei der Drehung des Prismas die Richtung des austretenden Strahles nicht völlig constant blieb, es wurden vielmehr kleine Verschiebungen der Ein- und Austrittstellen (vgl. Fig. 1) an der Wand der Zelle beobachtet. Die Erscheinung liegt in einer Unvollkommenheit des Nicols begründet, der den Strahl nicht ganz ohne Ablenkung passiren liess. Da es sich um nur sehr kleine Richtungsänderungen handelte und die dadurch bewirkten Verschiebungen der Lichtflecke fast innerhalb der Genauigkeitsgrenze der oben beschriebenen Methode der Abmessung lagen, so haben wir sie vernachlässigt. Der Versuch, sie durch Neueinstellung des Strahles und der Zelle zu eliminiren, würde die Dauer einer Messungsreihe so verlängert haben, dass die Veränderlichkeit des Zirkonlichtes sicher eine weit grössere Fehlerquelle geworden wäre.

Die folgenden Tabellen enthalten unter I A—D die an der oben beschriebenen Zelle bei den Einfallswinkeln 70, 66, 40, 23° beobachteten Werthe der Stromintensität für um 15° fortschreitende Azimuthe. Tabelle II gibt eine Reihe für eine Zelle, in der die Kathodenfläche etwa um den halben Radius von dem Mittelpunkte der Glaskugel entfernt war, III bezieht sich auf einen Recipienten mit planparallelem Fenster.

I.

Zelle I, halb mit der KNa-Legirung angefüllt.

A. Einfallswinkel = 70°.

27. Januar 1895.

Azimuth $\alpha$	0	15	30	45	60	75	90
Stromintensität (beob.)	149,6	138,0	111,0	74,6	38,9	12,7	3,2
Stromintensität (ber.)	147,3	137,6	111,3	75,2	39,3	12,9	3,2
Differenz . . . . .	+2,6	+0,4	-0,3	-0,6	-0,4	-0,2	—

B. Einfallswinkel = 66°.

Stromintensität (beob.)	144,0	132,5	107,0	72,3	38,3	12,5	4,0
Stromintensität (ber.)	141,6	132,4	107,2	72,8	38,4	13,2	4,0
Differenz . . . . .	+2,4	+0,1	-0,2	-0,5	-0,1	-0,7	—

## C. Einfallswinkel = 40°.

Azimuth $\alpha$	0	15	30	45	60	75	90
Stromintensität (beob.)	161,3	149,5	122,0	85,9	47,0	19,0	7,1
Stromintensität (ber.)	161,7	151,3	123,1	84,5	45,8	17,5	7,1
Differenz . . . . .	-0,4	-1,8	-1,1	+1,4	+1,2	+1,5	-

## D. Einfallswinkel = 23°.

1. Februar 1895.

Stromintensität (beob.)	96,8	91,8	79,7	63,3	42,9	30,0	28,1
Stromintensität (ber.)	97,2	92,5	79,9	62,6	45,4	32,7	28,1
Differenz . . . . .	-0,4	-0,7	-0,2	+0,7	-2,5	-2,7	-

## II.

Zelle II, etwa  $\frac{1}{4}$  mit der KNa-Legirung angefüllt.

Einfallswinkel = 65°.

31. December 1894.

Azimuth $\alpha$	0	15	30	45	60	75	90
Stromintensität (beob.)	105,4	98,6	79,6	53,8	28,0	8,7	2,1
Stromintensität (ber.)	105,5	98,6	79,7	53,8	28,0	9,0	2,1
Differenz . . . . .	-0,1	0,0	-0,1	0,0	0,0	-0,3	-

## III.

Zelle III, mit planparallelem Glasverschluss.

Einfallswinkel = 65°.

24. Februar 1895.

Azimuth $\alpha$	0	15	30	45	60	75	90
Stromintensität (beob.)	63,7	60,1	48,5	33,7	17,3	6,0	1,3
Stromintensität (ber.)	64,7	60,5	48,9	33,0	17,2	5,5	1,3
Differenz . . . . .	-1,0	-0,4	-0,4	+0,7	+0,1	+0,5	-

Die als berechnete Stromintensitäten aufgeführten Zahlen sind nach der Formel

$$J = A \cos^2 \alpha + B \sin^2 \alpha$$

durch ein Ausgleichungsverfahren in folgender Weise gefunden. Man kann die Gleichung in der Gestalt:

$$J = (A - B) \cos^2 \alpha + B,$$

oder:

$$A - B = \frac{J - B}{\cos^2 \alpha}$$

schreiben. Subtrahirt man daher den Minimalwerth  $B$  (ent-

sprechend  $\alpha = 90^\circ$ ) von allen übrigen Werthen von  $J$  und theilt die Differenzen durch das Quadrat des Cosinus der zugehörigen Azimuthe, so müssen die so erhaltenen Zahlen nahe bei einander liegen. Wir nahmen aus ihnen das arithmetische Mittel ( $M$ ), und führten die nach der Formel

$$J = M \cos^2 \alpha + B$$

für alle Azimuthe gefundenen Zahlenwerthe als die berechneten Stromintensitäten auf.

Wie aus den vorstehenden Reihen hervorgeht, bestätigt das an der Zelle mit Planparallelfenster gefundene Resultat das an den kugelförmigen beobachtete, ja selbst wenn der nach der Mitte der Kathode gerichtete Lichtstrahl die Glaswand unter schieferm Winkel schneidet, wie es bei der unter Tabelle II bezeichneten Zelle der Fall war, ist die Gesetzmässigkeit im Verlaufe von  $J$  die gleiche. Der Grund ist darin zu suchen, dass die vom Azimuthe abhängigen Intensitätsänderungen, die ein polarisirter Strahl beim schieferm Durchgange durch eine einzige Glasfläche erfährt, nur klein sind, zumal wenn der Einfallswinkel von dem Polarisationswinkel stark abweicht.

Für Einfallswinkel unter  $40^\circ$  (Tabelle I D) wurde, wie bemerkt, der Strahl mittels eines Silberspiegels in das Nicol'sche Prisma hineinreflectirt. Streng genommen wäre hier der Betrag an elliptischer Polarisation in Rechnung zu ziehen, die das Licht durch die Reflexion am Silber erleidet und die allein schon die von dem Nicol durchgelassene Intensität für verschiedene Azimuthe verschieden machen würde. Aber auch in diesem Falle liegt der Fehler völlig innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Messungen. Wir überzeugten uns davon, indem wir die Helligkeit des austretenden Strahles mittelst einer Natriumzelle mit starrer, zu ihm senkrechter Kathode während einer Drehung des Nicols um  $90^\circ$  maassen; es ergab sich, dass sie fast constant blieb.

Um die Veränderlichkeit des Zirkonlichtes zu eliminiren, wurde nach Schluss jeder Beobachtungsreihe die Anfangsstellung des Nicols wiederholt. Nur solche Reihen sind beibehalten, in denen diese Controlmessung mit der anfänglichen übereinstimmte.



Die in der obigen Formel ausgesprochene Abhängigkeit des photoelectrischen Stromes vom Azimuthe des Lichtes lässt sich unter der, durch frühere Versuche erwiesenen Annahme ableiten, dass die Stromstärke der Lichtintensität proportional ist, wenn man hinzufügt, dass der Proportionalitätsfactor für Licht, parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirt, verschieden ist. Bezeichnet nämlich  $a$  die Amplitude eines polarisirten Strahles, dessen Schwingungsebene mit der Einfallsebene den Winkel  $\alpha$  bildet, so sind die Intensitäten seiner Componenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene bez.:  $a^2 \cos^2 \alpha$  und  $a^2 \sin^2 \alpha$ . Die Stärke des durch diesen Strahl in Bewegung gesetzten photoelectrischen Stromes ist demnach, wenn wir unter  $x$  und  $y$  die beiden Proportionalitätsfactoren zwischen Licht- und Stromintensität verstehen:

$$J = a^2 x \cos^2 \alpha + a^2 y \sin^2 \alpha.$$

Hierin sind  $a^2 x$  und  $a^2 y$  die von  $\alpha$  unabhängigen Constanten, die wir oben mit  $A$  und  $B$  bezeichneten. Ein in der Einfallsebene schwingender Lichtstrahl erregt daher einen im Verhältniss  $x:y$  oder  $A:B$  stärkeren photoelectrischen Strom, als ein Strahl gleicher Helligkeit, der normal zu ihr, also parallel der Kathodenfläche schwingt.

Das Verhältniss  $A:B$  muss, wie eine einfache Betrachtung lehrt, vom Einfallswinkel abhängig sein. Denn bei senkrechter Incidenz ist die Lage der Einfallsebene unbestimmt, daher ist erforderlich, dass dann der Unterschied von  $A$  und  $B$  wegfällt. Der Versuch zeigt, dass der gemeinsame Werth der Constanten für diese Richtung des Strahles vergleichsweise klein ist, während dann aber  $A$  mit wachsendem Einfallswinkel stark wächst, um nach Erreichung eines Maximums in der Nähe von  $60^\circ$  wieder abzunehmen, wird  $B$  durchweg kleiner und scheint sich bei fast streifender Incidenz der Null zu nähern. So erreicht zwischen  $60$  und  $70^\circ$  das Verhältniss  $A/B$  den Werth von etwa  $50:1$  (vgl. obige Tabellen). Versuche, die noch fortzusetzen sind, machen es nicht unwahrscheinlich, dass der Einfallswinkel, für welchen  $A$  sein Maximum erreicht, mit dem Polarisationswinkel der Kalium-Natriumlegirung für die electrisch wirksamsten, d. h. die blauen Strahlen, zusammenfällt.

Es liegt nahe, anzunehmen, dass die verschiedene Lichtempfindlichkeit der metallischen Kathodenfläche gegen Licht,

das parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirt ist, mit der grösseren Tiefe zusammenhängt, bis zu der das letztere nach Hrn. Quincke <sup>1)</sup> in Metallflächen eindringt.

Man hat demnach das eigenthümliche Ergebniss, dass ein polarisirter Lichtstrahl bei senkrechter Incidenz eine weit geringere photoelectrische Wirkung äussert, als wenn er unter schieferm Winkel bei zur Einfallsebene senkrechter Polarisationsebene die Kathode trifft. Hierin liegt aber, dass die gleiche Erscheinung auch bei natürlichem Lichte eintreten muss, da man dieses als aus zwei zu einander senkrecht polarisirten Componenten bestehend ansehen kann, deren eine in der Einfallsebene schwingt. Die hierzu normale trägt wegen der Kleinheit der Constante *B* bei höheren Einfallswinkeln nur unerheblich zu der Unterhaltung des photoelectrischen Stromes bei.

Allerdings muss, damit diese Erwartung zutrifft, die Kathodenfläche so völlig eben sein, wie es bei den Alkalimetallen nur an der flüssigen Substanz erreichbar ist. Starre Natrium- und Kaliumkathoden sind stets von rauher, körnig krystallinischer Beschaffenheit und bieten dem Lichte Flächenelemente von allen möglichen Stellungen dar. Daher zeigt sich die Zunahme des photoelectrischen Stromes mit wachsendem Einfallswinkel nur bei den Zellen mit flüssigen Kathoden aus der Na-K-Legirung, während für die mit starren die Stromstärke vom Einfallswinkel nahezu unabhängig ist.

Diese Unabhängigkeit ist zugleich eine Folge davon, dass die beleuchtete Fläche mit grösser werdendem Einfallswinkel in gleichem Maasse zunimmt, wie die Beleuchtung der Flächeneinheit sich verringert.

Wir führen zum Belege des Gesagten die folgenden beiden Beobachtungsreihen an.

Natürliches Licht.		
18. Nov. 1894		
	I. Flüssiges Metall (KNa-Legirung)	II. Festes Metall (Körnige aber möglichst ebene Oberfläche)
Einfallswinkel 0°	10,2	34,0
25	15,5	33,5
45	44,2	33,0
60	56,7	30,5
0	8,4	33,1

1) G. Quincke, Pogg. Ann. 129. p. 117. 1866.

Da es hiernach ohne Zuhilfenahme der Polarisation, allein durch Aenderung des Einfallswinkels möglich ist, die Zunahme der photoelectrischen Wirkung eines Lichtstrahles nachzuweisen, die eintritt, sobald die Lichtschwingungen eine zur Kathode senkrechte Componente enthalten, so lag es nahe, die gleichen Versuche an ultraviolettem Lichte auszuführen, das ja, wie eingangs bemerkt wurde, nur schwer, vielleicht mit den gebräuchlichen Mitteln überhaupt nicht, in rein linear polarisirtem Zustande zu erhalten ist. Man hat dann den Vortheil, die Kathode aus beliebigem metallischen Stoffe wählen und sie in freier Luft aufstellen zu können.

Die Versuchsanordnung war die folgende. (Fig. 2.) Mit einem grossen Inductorium  $J$  war ein Condensator  $C$  verbunden, dessen hell leuchtende Entladungen zwischen zwei Zink-

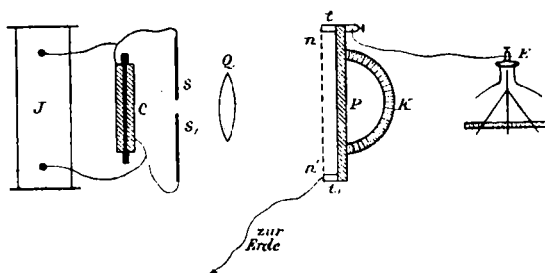


Fig. 2.

spitzen  $S$  und  $S'$  im Brennpunkte einer Quarzlinse  $Q$  übergingen. Die so parallel gemachten Strahlen fielen auf eine isolirt aufgestellte amalgamirte Zinkplatte  $P$ , die wir um eine zur Richtung des Lichtes senkrechte Axe über einer Kreistheilung  $K$  drehen konnten. Unmittelbar über der Platte trug, durch Siegellackstützen  $tt'$  an ihr befestigt, ein zur Erde abgeleiteter Drahtrahmen  $nn'$  einen in grossen Zwischenräumen hin und her gespannten feinen Kupferdraht. Wurden die Funken eine bestimmte Zeit lang bei  $SS'$  erregt, so entzog das von ihnen ausgehende ultraviolette Licht der Platte, je nach seiner Intensität, einen grösseren oder kleineren Betrag einer ihr mitgetheilten negativen Ladung. Das Sinken des Potentials wurde an einem mit ihr verbundenen Exner'schen Electroskope  $E$  beobachtet. Aus den Potentialwerthen  $V$  und

$V'$  vor und nach der Belichtung war dann die Lichtintensität mittels der früher <sup>1)</sup> begründeten Formel:

$$J = \log \frac{V}{V'}$$

zu berechnen. Zu Anfang jeder Versuchsreihe stand die blank geputzte Zinkplatte zu den einfallenden Strahlen normal ( $\alpha = 0$ ), dann wurde sie um  $50^\circ$  nach rechts und links gedreht ( $\alpha = \pm 50^\circ$ ) und schliesslich die Anfangslage wiederhergestellt. Dabei betrug das Anfangspotential  $V$  stets 258 Volt (25 Scalentheile des Electroskops), die Potentiale  $V'$  nach 10 Secunden Expositionszeit sind in folgenden beiden Reihen aufgeführt:

13. April 1895.

		Einfallswinkel:	0	+50	-50	0	+50	-50	0	+50	-50	0
$V'$ in	} Reihe	I	9,1	7,5	7,5	8,8	7,5	7,9	9,0	7,9	7,8	9,1
Scalentheilen		II	8,9	7,9	7,4	8,5	8,0	8,0	8,9	7,5	7,5	9,0

Als Mittel aus den einschliessenden Beobachtungen ergibt sich

für senkrechte Incidenz  $V'_0 = 8,9$  Scalentheile = 117 Volt

für schiefe Incidenz  $V'_{\pm 50^\circ} = 7,7$  Scalentheile = 107 Volt

Hieraus folgt für das Verhältniss der lichtelectrischen Wirkungen:

$$\frac{J'_{\pm 50}}{J'_0} = \frac{\log 258 - \log 107}{\log 258 - \log 117} = 1,11.$$

Es ist demnach die photoelectrische Wirksamkeit des schief einfallenden ultravioletten Lichtes in freier Luft ebenfalls der des senkrecht gerichteten überlegen, allerdings sind die Unterschiede weit kleiner als die bei sichtbarem Lichte an Alkalimetallflächen im Vacuum gefundenen. Wir vermutheten, dass diese Abweichung in der Unvollkommenheit der Oberfläche des amalgamirten Zinks ihre Ursache hätte und wiederholten denselben Versuch an einem natürlichen Quecksilberspiegel, unter Abänderung der Versuchsanordnung mit Rücksicht darauf, dass jetzt der Lichtstrahl gegen die nunmehr feststehende Kathodenfläche gedreht werden musste. Aber auch hier erwiesen sich die Unterschiede als in denselben

1) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. 48. p. 347. 1893.

Grenzen liegend. Es ist daher entweder das Verhältniss der photoelectrischen Wirkung des parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtes von der Wellenlänge abhängig, sodass es sich der Einheit nähert, wenn diese klein wird, oder es spielen noch andere Ursachen (wie die Verschiedenheit des Gasdrucks) bei dem Vorgange eine Rolle.

Wir haben auch, veranlasst durch die Bemühungen des Hrn. Wanka<sup>1)</sup>, bei dem bekannten Hertz'schen Versuche der Erregung eines electricischen Funkens durch das Licht eines anderen einen Einfluss der Richtung der Lichtschwingungen gegen die beleuchtete Kathode nachzuweisen, nach einer Abhängigkeit derselben Erscheinung vom Einfallswinkel gesucht. Die experimentelle Anordnung war im wesentlichen die vorhin beschriebene, nur dass als die Wirkung des Lichtes nicht der Potentialabfall einer beleuchteten Fläche, sondern die Auslösung des synchronen, sogenannten passiven Funkens eines zweiten mit dem ersten in gleicher Phase befindlichen Inductoriums beobachtet wurde. Dabei kommt der oben genannte Condensator bei dem ersten Inductorium in Wegfall, dagegen verbindet man zweckmässig das zweite mit einer Leydner Flasche, um dem passiven Funken eine grössere Intensität zu geben und dadurch seine Beobachtung zu erleichtern. Wir haben weder mit der Zinkplatte als Kathode noch an der Quecksilberoberfläche irgend einen merklichen Unterschied der (im übrigen deutlich wahrnehmbaren) Wirkung bei verschiedenen Einfallswinkeln ( $0^\circ$  und  $50^\circ$ ) gefunden.

Es ist dabei indessen zu berücksichtigen, dass die Hertz'sche Erscheinung, die Auslösung eines Funkens durch ultraviolette Beleuchtung der Kathode, nicht als durchaus gleichartig mit der von Hrn. Hallwachs gefundenen Zerstreung negativer Electricität im ultravioletten Lichte angesehen werden darf. Die letztere ist in weiten Grenzen der Lichtintensität proportional und verschwindet daher erst vollständig bei Abschluss des Lichtes, während bei der ersteren für einen bestimmten Electrodenabstand eine endliche Lichtstärke nothwendig ist und zugleich ausreicht. Der oben beschriebene Versuch würde deshalb vielleicht ein positives Resultat er-

---

1) J. Wanka, Mitth. d. deutschen math. Ges. in Prag. p. 63. 1892.

geben, wenn man die Schlagweite des passiven Funkens durch eine Mikrometerschraube jedesmal auf ihren Maximalwerth einstellte.

In Betreff der Natur des photoelectrischen Vorganges sprechen die Ergebnisse der Versuche an polarisirtem Lichte im Ganzen für die Vorstellung, dass man es hier mit einer unmittelbaren Wirkung zu thun hat, welche die Lichtstrahlen durch die Erregung electricischer Schwingungen ausüben. In diesem oder ähnlichem Sinne haben sich früher die Hrn. Wiedemann und Ebert<sup>1)</sup>, wir selbst<sup>2)</sup> und Hr. Jaumann<sup>3)</sup> ausgesprochen. Doch bleibt, wenn man nicht wie die erstgenannten Forscher den photoelectrischen Process mit der Erregung von Kathodenstrahlen in Zusammenhang bringen will noch räthselhaft, weshalb er eben auf die Kathode beschränkt ist. Zur Ausfüllung dieser Lücke ist eine weitere Annahme erforderlich, die vor Kurzem von Hrn. J. J. Thomson<sup>4)</sup> eingeführt ist, dass nämlich die Kathodenoberfläche im Contact mit der Luft (oder dem darüber lagernden Gase) mit einer electricischen Doppelschicht überzogen wird, deren positive Seite die Molecüle der Kathode, deren negative die Gasmolecüle bilden.

Denken wir uns nun, dass ein Lichtstrahl die aus Metall bestehende Kathodenfläche so trifft, dass die electricischen Verschiebungen im Strahle eine zu ihr senkrechte Componente haben, so werden in den Metallmolecülen electricische Schwingungen inducirt, in denen eine solche Componente ebenfalls vorhanden ist. Diese bewirken aber, dass die Berührungsstelle zwischen Metall- und Gasmolecül, soweit sie dem ersteren angehört, in sehr schneller Folge abwechselnd positive und negative Ladungen erhält. Es ist vielleicht möglich, dass in *der* Phase der Schwingungen, in der die electricische Dichtigkeit negativ ist, der Zusammenhang des Metallmolecüles mit dem

---

1) E. Wiedemann u. H. Ebert, Wied. Ann. **33**. p. 263. 1888 u. **35**. p. 259. 1888.

2) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **41**. p. 175. 1890 u. **44**. p. 736. 1891; ferner Berl. Ber. VI. p. 134 u. 136. 1894.

3) In der oben citirten Abhandlung von Wanka p. 58. 1892; ferner G. Jaumann, Wien. Ber. **104**. Abth. IIa. p. 9. Januar 1895.

4) J. J. Thomson, Phil. Mag. **37**. p. 356. 1894.

ebenfalls negativen Gasmolecüle durch electrostatische Abstoßung aufgehoben und das letztere in den freien Gasraum hineingestossen wird, während ein anderes, das nun seine Stelle einnimmt, durch den Contact mit dem Metallmolecüle diesem positive Electricität mittheilt, und sich selbst wieder negativ ladet.

Für diese Auffassung spricht der Umstand, dass Alkalimetallzellen, die anstatt des verdünnten Wasserstoffgases die viel stärker electronegativen Gase Sauerstoff oder Kohlendioxyd enthalten, ganz besonders lichtempfindlich sind und dass bei gleicher Gasatmosphäre die Lichtempfindlichkeit mit dem electropositiven Charakter des Kathodenmetalles steigt. Wir hoffen auf diese Erscheinungen noch zurückkommen zu können.

Allerdings ist der im vorigen angedeuteten Vorstellung gegenüber geltend zu machen, dass die lichtelectrische Wirkung nicht ganz erlischt, wenn die electricen Verschiebungen parallel der Kathodenfläche erfolgen, also die zu ihr normale Componente null ist. Von besonderer Wichtigkeit für die Kenntniss des photoelectrischen Vorgangs scheinen uns weitere Untersuchungen über die Abhängigkeit desselben vom Einfallswinkel und zwar unter Anwendung polarisirten Lichtes zu sein.

Zu unserm Bedauern sind wir durch einen in seiner Form verletzenden Angriff des Hrn. Jaumann genöthigt, diese Mittheilungen mit folgenden Bemerkungen zu schliessen.

Hr. Jaumann sagt <sup>1)</sup>, dass er den Ausfall unserer lichtelectrischen Versuche mit polarisirtem Lichte (citirt ist: Wied. Ann. 52. p. 490) schon 1892 vorhergesagt habe und fügt hinzu, dass *wir diesen uns allerdings wohlbekannten Umstand nicht mitgetheilt hätten*. Er stützt seine Behauptung auf folgende Stellen der oben citirten Abhandlung (Titel: Ueber ein neues Entladungsexperiment) des Hrn. Wanka:

1. p. 57: „Hr. G. Jaumann hält deswegen auch dafür, dass die Hertz'sche Lichtwirkung auf den von ihm aufgefundenen Einfluss der Potentialschwankungen auf den Entladungsvorgang beruhe und hierdurch erklärt sei.“

---

1) Jaumann, Wien. Ber. 104. Abth. IIa. p. 3. 1895.

2. p. 63: „Da die Wirkung bei einer gewissen Stellung des activen Funkens gänzlich erlosch, weil die electricen Kräfte desselben polarisirt sind, so ist es auch sehr wahrscheinlich, dass das Hertz'sche Lichtexperiment mit polarisirtem Lichte ausgeführt, zu einem übereinstimmenden Resultate führen müsse.“

Zu 1 bemerken wir, dass diese Auffassung, wie oben schon gesagt wurde, nicht neu, sondern, nachdem die Hrn. E. Wiedemann und Ebert (l. c.) zuerst ähnliche Gedanken geäußert hatten, von uns <sup>1)</sup> in der Art ausgedrückt ist, dass wir als Analogon des photoelectricen Vorganges die Auslösung der Entladung einer Leydner Flasche durch electriche Oscillationen, auf welche sie resonirt, aufstellten. Dabei haben wir, unserer Meinung nach vorsichtiger, wie Hr. Jaumann, bemerkt, dass diese Erklärung, oder vielmehr diese Analogie, mangelhaft ist, da sie die Beschränkung der Lichtwirkung auf die Kathode ausser Acht lässt. Wir hatten deshalb keine Veranlassung, die von Hrn. Wanka citirte Ansicht des Hrn. Jaumann unsererseits noch einmal aufzuführen, um so mehr, da unsere Mittheilung von Versuchen an polarisirtem Lichte handelte und in der Meinungsäußerung des Hrn. Jaumann von solchem überhaupt nicht die Rede ist.

Was die Stelle Nr. 2 anlangt, so ist festzustellen, dass weder darin noch in ihrer Nähe der Name des Hrn. Jaumann genannt wird. Wie sollten wir also dazu kommen, die hierin ausgesprochene Vermuthung einem anderen, als dem Verfasser der Abhandlung, Hrn. Wanka, zuzuschreiben? Wir glauben daher ganz correct gehandelt zu haben, indem wir in unserer ersten Veröffentlichung <sup>2)</sup> über diesen Gegenstand unter Citirung der Abhandlung des Hrn. Wanka sagen: „So gelang es Hrn. Wanka nicht, bei einer verwandten Erscheinung, der von Hrn. Hertz entdeckten Auslösung electriche Funken durch ultraviolettes Licht, den von ihm vermutheten Einfluss der Schwingungsrichtung des Lichtes festzustellen.“ Die Wanka'sche Abhandlung ist auch in der für diese Annalen ausgeführten Bearbeitung <sup>3)</sup> desselben Stoffes

1) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 41. p. 175. 1890.

2) Elster u. Geitel, Berl. Ber. 6. p. 134. 1894.

3) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 52. p. 445. 1894.



genannt, nur ist der Zusatz, dass ein solcher Einfluss erwartet war, weggeblieben und zwar ebenso unbeabsichtigter, wie für den Sinn unschädlicher Weise, da ein Versuch rationellerweise doch nur dann angestellt wird, wenn man einen Zusammenhang der Factoren muthmaasst, die man aufeinander wirken lässt. Wir weisen desshalb den in den Worten des Hrn. Jaumann liegenden Vorwurf entschieden zurück.

Wolfenbüttel, im Mai 1895.

---