ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 43.

1. *Über Doppelbrechung in kathodenzerstäubten
Metallschichten,
von Carl Bergholm.*

(Vorläufige Mitteilung.)

Wenn man eine Glasplatte in ein Entladungsrohr so einführt, daß ihre Ebene senkrecht zu einer blattförmigen Kathode steht, erhält man, wenn ein elektrischer Strom durch das Rohr eingeführt wird, auf der Glasplatte eine dünne, keilförmige Metallschicht, die in bezug auf die Kathode symmetrisch ist. Solche Metallschichten sind doppelbrechend.

Auf Aufforderung des Präfekten des hiesigen physikalischen Instituts, des Hrn. Prof. G. Granqvist, habe ich die Doppelbrechung in solchen Schichten für verschiedene Farben untersucht. Ehe ich Bericht über diese Untersuchung erstatte, erlaube ich mir, dem Hrn. Prof. G. Granqvist meinen herzlichen Dank zu sagen, sowohl für die Anregung, mich diesem Gebiet der Forschung zuzuwenden, als für all die wertvollen Ratschläge, die mir bei der Ausarbeitung zuteil geworden sind.

Die Doppelbrechung solcher Metallschichten ist mehrmals untersucht worden. Infolge unvollkommener Methoden der Messung sind die quantitativen Resultate unsicher und teilweise falsch geworden.

Kundt¹⁾ wies die Doppelbrechung nach, indem er die Schicht zwischen zwei gekreuzte Nicols einführte. Dessau²⁾ konnte durch Dilatieren einer Glasplatte feststellen, daß die Geschwindigkeit in „tangentieller“ Richtung in allen Metallschichten am größten ist. Der erste, dem es gelang, die Phasendifferenz zu messen und wenigstens eine Vorstellung ihrer Größe zu geben, war G. Granqvist.³⁾ Gleichzeitig wies

1) A. Kundt, Wied. Ann. 27. p. 59. 1885.

2) B. Dessau, Wied. Ann. 29. p. 353. 1886.

3) G. Granqvist, K. Vet.-Akad. Förhandl. 10. p. 575. 1897.

er auch nach, daß die Absorption in zwei zueinander senkrechten Richtungen nicht dieselbe war, und daß, um doppelbrechende Schichten zu erhalten, die Verdünnung weit fortgeschritten sein und die Glasplatte sich in der Nähe der Kathode befinden mußte. Kaempff¹⁾ benutzte eine bedeutend empfindlichere Methode als Granqvist, um die Phasendifferenz zu messen, aber die Fehlergrenze betrug trotzdem 30 Proz. Es gelang ihm, durch Messung nachzuweisen, daß die Phasendifferenz für weißes Licht für Pt-Schichten von dem Abstände von der Kathode abhing und fand, daß das Maximum der Doppelbrechung etwa 15 mm weit von der Kathode war. Kaempff glaubte weiter erwiesen zu haben, daß die Doppelbrechung allmählich abnahm, obgleich die chemischen Eigenschaften der Schicht dieselben waren. Daß die Doppelbrechung bei Oxydierung verschwindet, hatte schon Kundt nachgewiesen. Rumpelt²⁾ benutzte dieselbe Methode der Messung wie Kaempff und wies dadurch nach, daß die Doppelbrechung an einer Stelle von der Farbe des Lichtes abhing. Diese wurde für Gold, Kupfer, Silber und Platin gemessen. Er fand, daß die Phasendifferenz in Gold-, Kupfer- und Platinschichten am größten für Rot und am kleinsten für Blau war. Bei Silber war sie am größten für Gelb und am kleinsten für Blau. Hieraus schließt er, daß die Phasendifferenz nicht von dem Brechungsexponenten, sondern von dem Absorptionskoeffizienten abhängt. Er sagt: „Da die Absorption im allgemeinen mit der Wellenlänge abnimmt, so ergibt sich die stets beobachtete Tatsache, daß die Doppelbrechung für blaues und violettes Licht sehr gering wird.“ Unter der Kante des Kathodenblechs glaubte er bisweilen bemerkt zu haben, daß die Doppelbrechung ein anderes Zeichen als weiter weg von der Kathode hatte. Aber die Phasendifferenz an dieser Stelle war so klein, daß er sie nicht messen konnte.

Über die Ursache der Doppelbrechung in solchen Metallschichten gibt es mehrere verschiedene Theorien. Kundt und Granqvist sind der Ansicht, daß die Metallschicht elektrostatischer Kräfte wegen eine kristallinische Struktur annehme.

1) F. Kaempff, Ann. d. Phys. 16. p. 308. 1905.

2) H. Rumpelt, Ann. d. Phys. 28. p. 621. 1909.

Kaempff glaubt, daß die Ursache der Doppelbrechung eine elastische Spannung sei, die durch Bombardierung der Molekülaggregate durch die Kathode entstanden sei. Diese Teilchen werden nämlich deformiert, wenn sie die Platte treffen, und dann festgehalten, wodurch in jedem Teil eine Spannung entstehen soll. Rumpelt wies nach, daß Kaempfs Annahme falsch war, und dachte sich die Metallschicht aus aufeinander gelagerten Würfeln gebaut, welche in „tangentieller“ dichter als in „radieller“ Richtung liegen. Indem er auf dieses System die von O. Wiener¹⁾ abgeleiteten Formeln für lamellare Doppelbrechung anwendet, findet er eine Formel, die annähernd seine experimentellen Resultate wiedergibt.

Versuchsanordnungen.

Das Entladungsgefäß war bei diesem Versuch eine Kugel mit einem Radius von 8 cm und mit drei Schliffen versehen. Durch den einen, der einen Diameter von 2,5 cm hatte, wurde die Glasplatte eingeführt. Diese bestand zuerst aus dünnem Spiegelglas (Länge 12 cm, Breite 2,3 cm), aber wurde später gegen 0,1 mm dicke, 5 cm lange und 2 cm breite Glasplatten ausgetauscht, die beim Einführen mittels einer dünnen kupfernen Feder an die erwähnte Platte aus Spiegelglas befestigt wurden. Durch denselben Schliff wurde auch das Kathodenblech eingeführt, welches vertikal und rechtwinkelig zu der Glasplatte hing. Der zweite Schliff führte zu einer Wasserstoffbombe, einem Manometer und einer Rotationspumpe. Mittels des dritten stand das Entladungsrohr in beständiger Verbindung mit einem mit P_2O_5 gefüllten Gefäß. Ehe die Entladung anfang, wurde mehrmals trockener Wasserstoff eingeführt, und wenn das Metall verhältnismäßig schwer zu zerteilen war, führte man auch Wasserstoff zwischen den Entladungen ein, welche nie länger als 15 Sekunden dauerten. Dies geschah, um zu verhüten, daß die Glasplatte durch die Kathodenstrahlen zu warm und dadurch doppelbrechend wurde. Nachdem die Entladung aufgehört hatte, wurde immer nur trockene Luft eingeführt, und das Entladungsrohr stand nur so lange offen, als für das Herausnehmen und Einlegen der

1) O. Wiener, Physik. Zeitschr. 5. p. 332. 1904.

Platte notwendig war. Wenn man ein neues Metall als Kathode anwenden wollte, mißglückte gewöhnlich die erste Schicht, was vermutlich darauf beruhte, daß die Luft, die die Platte absorbiert hatte, ausgetrieben wird und das Metall oxydiert. Um dies zu vermeiden, wurde das Blech als Kathode eingesetzt und entlud sich eine recht lange Zeit hindurch. Dann wurde das Blech nur so lange in die Luft herausgenommen, als nötig war, um die Glasplatte einzuführen, welche sehr genau gereinigt und untersucht worden war, ob sie infolge der Spannung des Glases doppelbrechend wäre. Nachdem man die Phasendifferenz der Schicht gemessen hatte, wurde das Glas gereinigt und untersucht, ob es während der Bildung der Schicht doppelbrechend geworden wäre. Die erforderliche Spannung erhielt man von einem Induktorium.

Im Anfang war es meine Absicht, nur einen Orientierungsversuch zu machen, und deshalb ist ein Induktorium angewendet worden, obgleich die Verhältnisse in dem Entladungsrohr dann wenig konstant werden. Bei der Fortsetzung des Versuches ist es meine Absicht, Gleichstrom anzuwenden, und das Entladungsgefäß wird so beschaffen sein, daß es möglich ist, den Potentialfall an verschiedenen Punkten im Raum um die Kathode zu messen.

Um die Phasendifferenz der Metallschichten zu messen, wurde zuerst ein Versuch mit der Methode Granqvists gemacht, aber diese ist nicht für Messungen angewandt worden.

Danach wurden mehrere Versuche mit der von Kaempff und Rumpelt angewandten Methode gemacht, teils um die Größe des Fehlers mit dieser Anordnung zu bestimmen, damit es möglich wurde, den Wert der Messungen Rumpelts zu kontrollieren, teils weil diese Methode angewandt worden ist, um das gebrauchte Instrument zu gradieren. Die Anordnung geht aus der nachstehenden schematischen Figur hervor.

Die Strahlen von der Bogenlampe (*A*) werden mit Hilfe der Linse (*B*) parallel gemacht. Das Licht, welches durch den Polarisator (*C*) gegangen ist, wird in der Metallschicht (*D*) elliptisch polarisiert. Indem man die Glimmerplatte (*E*) in ihrer eigenen Ebene dreht, kann man bewirken, daß das Licht von derselben geradlinig polarisiert wird. Bei einer gewissen Stellung des Analysators wird das Gesichtsfeld dunkel. Wenn

die Absorption nach beiden Richtungen dieselbe ist, gilt nach Kaempff die Gleichung:

$$\sin \varepsilon = \sin 2\alpha \sin \delta.$$

ε = die Phasendifferenz in der Metallschicht,

δ = die Phasendifferenz in der Glimmerplatte,

α = der Winkel zwischen der Drehung des Glimmers und des Analysators.

Fig. 1.

Es erwies sich, daß mit dieser Methode die Ablesungen sehr unsicher waren, da das durchgehende Licht sowohl durch die Metallschicht als durch gefärbtes Glas geschwächt wurde. Das Gesichtsfeld blieb auch bei verhältnismäßig großen Drehungen des Analysators dunkel, und der Durchschnittsfehler des Resultats betrug mehr als 25 Proz.

Rumpelt gibt die folgende Tabelle über seine Messungen einer Platinschicht:

Farbe	Phasendifferenz
Rot	0,035
Gelb	0,031
Grün	0,027

Für Blau hat er keinen Wert betreffend Platin. Alle von ihm beobachteten Werte für Platin liegen innerhalb derselben Fehlergrenze. Rumpelts Messungen der Phasendifferenz in Platinschichten sind also unsicher.

Wenn die Lichtstärke, die durch das Instrument hindurchgeht, groß ist, ist diese Methode recht genau. Der Maximalfehler beträgt dann nur einige Prozente.

Um die Phasendifferenz in den Metallschichten zu messen, habe ich nur eine von Brace¹⁾ erfundene Methode angewandt, die sehr empfindlich ist. Die Anordnung geht aus der folgenden Figur hervor.

Das Licht erhielt man von einer sehr lichtkräftigen Bogen-

1) D. B. Brace, Phys. Rev. 18. p. 70. 1904.

lampe (*A*), die mit einem Strom von 12 Amp. und 80 Volt gespeist wurde. Die Linse (*B*) wird so plziert, daß das Bild der Lichtquelle einige Dezimeter hinter den Analysator (*G*) fällt. Der Polarisator (*C*) und der Analysator (*G*) sind die ganze Zeit gekreuzt. Die Glimmerplatte (*D*) ist sehr dünn, hat eine Größe von nur einigen Quadratmillimetern und deckt

Fig. 2.

das halbe Gesichtsfeld. Sie wird an eine 0,1 mm dicke Glasplatte nur dadurch befestigt, daß man sie vorsichtig auf das Glas legt, das keine Spur von Doppelbrechung zeigt. Die Glimmerplatte (*D*) und die Metallschicht, an die Blende (*E*) befestigt, werden bei 45° Azimut eingeführt. Das Fernrohr (*H*) wird so eingestellt, daß man die dünne Glimmerplatte (*D*) deutlich sieht. Indem man die Glimmerplatte (*F*) in ihrer eigenen Ebene dreht und den Drehungswinkel abliest, kann die Phasendifferenz in der Metallschicht bestimmt werden. Diese letztere Glimmerplatte ist sehr schwer zu erhalten. Sie muß ganz gleich dick und ein paar Quadratzentimeter groß sein und eine Phasendifferenz für blaues Licht von weniger als $\frac{1}{60}$ Wellenlänge verursachen.

Nach wochenlanger Übung gelang es mir, eine Glimmerplatte mit den erwähnten Eigenschaften zu erhalten, und es zeigte sich, daß es, wenn man nur sehr vorsichtig war, und große Geduld hatte, möglich war, Glimmerplatten zu erhalten, die eine Größe von 3—4 qcm und eine Phasendifferenz von $\frac{1}{100}$ Wellenlänge für blaues Licht hatten. Diese Glimmerscheibe wird an eine Glasplatte auf dieselbe Weise, wie vorher erwähnt ist, befestigt. Man muß dabei genau darauf acht haben, daß keine Luftblasen zwischen das Glas und den Glimmer eindringen, und daß sich der dünne Glimmer nicht doppelt legt. Die Glasplatten müssen so befestigt werden, daß keine Spannungen entstehen, die Doppelbrechung verursachen können. Um zu verhindern, daß Wärmestrahlen von

der Bogenlampe die Gläser erwärmen, setzt man unmittelbar vor die Linse ein gläsernes Gefäß, 6 cm breit und mit einer $\frac{1}{2}$ Proz. Kupfersulfatlösung gefüllt, die nach Miethe nur 1 Proz. von der Wärmestrahlung durchläßt.

Da ich der Ansicht bin, daß die von Brace gemachten Approximationen nicht erlaubt sind, habe ich die Rechnungen auf eine ganz andere Weise ausgeführt. Ich habe in den Rechnungen keine Rücksicht darauf genommen, daß die Absorption in verschiedenen Richtungen nicht dieselbe ist, was Granqvist nachgewiesen hat, weil Rumpelt bewiesen hat, daß eine kleine einseitige Absorption nicht auf das Ergebnis einwirkt.

Die Intensität (J), die durch einen Polarisator (P), zwei Glimmerplatten (G und G'), welche die Phasendifferenzen δ und δ' bzw. verursachen, und einen Analysator (A) geht, kann so geschrieben werden:

$$\begin{aligned} J = 1 \cdot [\cos^2 \alpha + \cos 2(\varphi' - \alpha) \sin 2\varphi \sin 2(\varphi' - \varphi) \sin^2 \frac{\delta}{2} \\ - \sin 2(\varphi' - \alpha) \cos 2\varphi \sin 2(\varphi' - \varphi) \sin^2 \frac{\delta'}{2} \\ - \sin 2(\varphi' - \alpha) \sin 2\varphi \cos^2(\varphi' - \varphi) \sin^2 \frac{1}{2}(\delta + \delta') \\ + \sin 2(\varphi' - \alpha) \sin 2\varphi \sin^2(\varphi' - \varphi) \sin^2 \frac{1}{2}(\delta - \delta')]. \end{aligned}$$

Die Bedeutung der Buchstaben geht aus der Fig. 3 hervor.

In diesem Fall ist $\varphi = 45^\circ$, $\alpha = 90^\circ$. Also wird

$$\begin{aligned} J = \cos^2 2\varphi' \sin^2 \frac{\delta}{2} + \sin 2\varphi' \cos^2(\varphi' - 45^\circ) \sin^2 \frac{1}{2}(\delta + \delta') \\ - \sin 2\varphi' \sin^2(\varphi' - 45^\circ) \sin^2 \frac{1}{2}(\delta - \delta'). \end{aligned}$$

Für die eine Hälfte ist $\delta = A$ = die Phasendifferenz in der Metallschicht. Für die andere Hälfte ist $\delta = A + \varepsilon$; ε = die Phasendifferenz in dem Glimmer (D). δ' ist die Phasendifferenz in dem Glimmer (F).

Die Intensität von den beiden Hälften soll dieselbe sein.

$$\begin{aligned} \cos^2 2\varphi' \sin^2 \frac{A}{2} + \sin 2\varphi' \cos^2(\varphi' - 45^\circ) \sin^2 \frac{1}{2}(A + \delta) \\ - \sin 2\varphi' \sin^2(\varphi' - 45^\circ) \sin^2 \frac{1}{2}(A - \delta) \\ = \cos^2 2\varphi' \sin^2 \frac{A + \varepsilon}{2} + \sin 2\varphi' \cos^2(\varphi' - 45^\circ) \sin^2 \frac{1}{2}(A + \varepsilon + \delta) \\ - \sin 2\varphi' \sin^2(\varphi' - 45^\circ) \sin^2 \frac{1}{2}(A + \varepsilon - \delta); \end{aligned}$$

Dies kann geschrieben werden,

$$\begin{aligned} & \cos^2 2\varphi' \left[\sin^2 \frac{\Delta + \varepsilon}{2} - \sin^2 \frac{\Delta}{2} \right] \\ & + \sin 2\varphi' \cos^2(\varphi' - 45^\circ) \left[\sin^2 \frac{1}{2}(\Delta + \varepsilon + \delta') - \sin^2 \frac{1}{2}(\Delta + \delta') \right] \\ & - \sin 2\varphi' \sin^2(\varphi' - 45^\circ) \left[\sin^2 \frac{1}{2}(\Delta + \varepsilon - \delta') - \sin^2 \frac{1}{2}(\Delta - \delta') \right] = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{oder } & \cos^2 2\varphi' \sin \frac{2\Delta + \varepsilon}{2} \sin \frac{\varepsilon}{2} \\ & + \sin 2\varphi' \cos^2(\varphi' - 45^\circ) \sin \frac{2\Delta + 2\delta' + \varepsilon}{2} \sin \frac{\varepsilon}{2} \\ & - \sin 2\varphi' \sin^2(\varphi' - 45^\circ) \sin \frac{2\Delta + \varepsilon - 2\delta'}{2} \sin \frac{\varepsilon}{2} = 0. \end{aligned}$$

Fig. 3.

Kürze mit $\sin \frac{\varepsilon}{2}$ ab; Δ und ε sind sehr klein. $\Delta_{\max} = 0,2^\circ$ und $\varepsilon_{\max} = 3^\circ$.

$$\begin{aligned} & \cos^2 2\varphi' \cdot \left(\Delta + \frac{\varepsilon}{2} \right) \\ & + \sin 2\varphi' \cdot \frac{1}{2} (\sin 2\varphi' + 1) \sin \frac{2\Delta + 2\delta' + \varepsilon}{2} \\ & + \sin 2\varphi' \cdot \frac{1}{2} (1 - \sin 2\varphi') \sin \frac{2\delta' - 2\Delta - \varepsilon}{2} = 0; \end{aligned}$$

$$(I) \quad \begin{cases} \cos^2 2\varphi' \cdot \left(\Delta + \frac{\varepsilon}{2}\right) \\ + \sin^2 2\varphi' \cos \delta' \left(\Delta + \frac{\varepsilon}{2}\right) + \sin 2\varphi' \sin \delta' = 0; \end{cases}$$

wenn $\delta' = \frac{\pi}{2}$ ist, wird

$$\cos^2 2\varphi' \left(\Delta + \frac{\varepsilon}{2}\right) + \sin 2\varphi' = 0.$$

Für $\Delta = 0$ erhält man $\frac{\varepsilon}{2} + \frac{\sin 2\varphi'_0}{\cos^2 2\varphi'_0} = 0$;

$$(II) \quad \varphi'_0 \text{ ist sehr klein, also } \frac{\varepsilon}{2} + 2\varphi'_0 = 0;$$

$$(III) \quad \Delta + \frac{\varepsilon}{2} + 2\varphi' = 0.$$

Durch Subtraktion von (II) und (III) erhält man

$$\Delta = 2(\varphi'_0 - \varphi').$$

Wenn δ' nicht zu groß ist, $\cos \delta' = 1 - \frac{\delta'^2}{2} + \dots$

Aus (I) erhält man

$$\left(\Delta + \frac{\varepsilon}{2}\right) [\cos^2 2\varphi' + \sin^2 2\varphi'] - \frac{\delta'^2}{2} \left(\Delta + \frac{\varepsilon}{2}\right) \sin^2 2\varphi' + \sin 2\varphi' \sin \delta' = 0.$$

Das zweite Glied ist klein von höherer Ordnung

$$(IV) \quad \Delta + \frac{\varepsilon}{2} + \sin 2\varphi' \sin \delta' = 0.$$

Wenn es keine Metallschicht gibt, ist $\Delta = 0$ und $\varphi' = \varphi'_0$

$$(V) \quad \frac{\varepsilon}{2} + \sin 2\varphi'_0 \sin \delta' = 0.$$

Durch Subtraktion von (IV) und (V) erhält man

$$\Delta = \sin(2\varphi'_0 - \sin 2\varphi') \sin \delta',$$

$$\Delta = 2 \cos(\varphi'_0 + \varphi') \sin(\varphi'_0 - \varphi') \sin \delta';$$

$$\varphi' - \varphi'_0 = \Theta; \text{ also } \varphi'_0 + \varphi' = 2\varphi'_0 + \Theta,$$

$$(VI) \quad \Delta = -2 \cos(2\varphi'_0 + \Theta) \sin \Theta \sin \delta'.$$

Wir halten Θ für positiv, wann $\varphi' > \varphi'_0$, ist $\varphi' < \varphi'_0$, so erhält man

$$(VIa) \quad \Delta = 2 \cos(2\varphi_0 - \Theta) \sin \Theta \sin \delta'.$$

Brace hat $\cos(2\varphi_0 + \Theta) = 1$. Wenn wir die Werte, die Elmén¹⁾ angewandt hat, um die Kerrischen Konstanten zu

1) G. W. Elmén, Ann. d. Phys. 16. p. 350. 1905.

bestimmen, in die Formel einsetzen, finden wir, daß die Formel von Brace ein Resultat liefert, das einen mehrprozentigen Fehler hat. Er gibt $\varphi_0' = 11^\circ 42'$ an, d. h. er hat $\cos 23^\circ 24' = 1$, eine Approximation, die nicht erlaubt ist.

Um durch Experimente die Richtigkeit der abgebildeten Formel zu beweisen, wurde folgender Versuch gemacht: Die Nullstellung $= 13,1^\circ$, $2\varphi_0' = 14^\circ 24'$. Eine Metallschicht wurde eingeführt. Damit das ganze Gesichtsfeld gleichmäßig beleuchtet werde, mußte man „den Kompensator“ bis $20,2^\circ$ drehen. Also wird $\Theta = 20,2^\circ - 13,1^\circ = 7,1^\circ$.

Die Metallschicht wurde um 90° gedreht. Bei derselben Intensität in beiden Hälften wies „der Kompensator“ auf $6,4^\circ$; $|\Theta| = 13,1^\circ - 6,4^\circ = 6,7^\circ$. Die beiden Winkel stimmen also nicht miteinander überein. Nach (VI) oder (VIa) erhalten wir

$$\cos(14,4 + 7,1^\circ) \sin 7,1^\circ = 6,607,$$

$$\cos(14,4 - 6,7^\circ) \sin 6,7^\circ = 6,609.$$

Dieses Resultat stimmt völlig mit den gemachten Berechnungen überein.

Aus den abgeleiteten Formeln (VI) und (VIa) geht auch hervor, daß das Zeichen für Δ von dem Zeichen für Θ abhängt. Durch eine einzige Ablesung erhält man also nicht nur die Größe der Phasendifferenz, sondern auch ihr Zeichen. Dies ist von großer Bedeutung, denn, wie ich später nachweisen werde, hängt das Zeichen der Phasendifferenz von dem Abstand von der Kathode ab.

Die Methode, welche Brace zur Gradierung des Instruments empfiehlt, konnte nicht angewandt werden, weil der Kompensator dann nicht mit genügender Genauigkeit bestimmt worden wäre. Der Fehler dieser Methode, wenigstens mit den Hilfsmitteln, die mir zu Gebote standen, wurde größer als 30 Proz. Darum bin ich auf folgende Weise zuwege gegangen.

Zuerst wurde die Phasendifferenz in einer dicken Glimmerplatte mit Hilfe des Kompensators Babinets auf die gewöhnliche Weise bestimmt. Diese Glimmerplatte war so gewählt, daß sie eine Phasendifferenz von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge für Strahlen mit einer Wellenlänge von etwa $0,50 \mu$ verursachte. Wenn man sehr genau sein will, soll man sich eine Viertelwellenglimmerplatte für jede Farbe, mit der man gradieren

will, verschaffen. Die Phasendifferenzen für verschiedene Farben waren:

für Rot	= 0,21	Wellenlängen
„ Gelb	= 0,23	„
„ Grün	= 0,25	„
„ Blau	= 0,29	„

Die betreffende Farbe erhielt man durch Farbenfilter von Glas für Rot, Grün und Blau, aber für Gelb wurde eine Lösung von Nickelsulfat, Kaliumbromat und Erythrosin angewandt.

Das rote Glas ließ	605—675 $\mu\mu$	durch
Die gelbe Lösung ließ	560—600 $\mu\mu$	„
Das grüne Glas ließ	520—565 $\mu\mu$	„
Das blaue Glas ließ	420—490 $\mu\mu$	„

In der Versuchsanordnung von Brace wird die Glimmerplatte (D) gegen (F) ausgetauscht, und die letztere wird durch die Viertelwellenglimmerplatte ersetzt. Der Analysator, dessen Drehung man ablesen muß, wird an einen Teilkreis befestigt, der in das Instrument eingepaßt wird. Die Berechnungen geschahen nach der vorher erwähnten Formel:

$$\sin \varepsilon = \sin 2\alpha \sin \delta.$$

Durch logarithmisches Differenzieren erhält man:

$$\frac{d\varepsilon}{\operatorname{tg} \varepsilon} = \frac{2 d\alpha}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{d\delta}{\operatorname{tg} \delta}.$$

Da $\operatorname{tg} \delta$ sehr groß ist, sieht man, daß eine kleine Fehlerbestimmung ($d\delta$) mit dem Kompensator Babinets nicht auf den Fehler in ε einwirkt. Man kann scharfe Einstellungen machen.

In dem benutzten „Kompensator“ war die Phasendifferenz

für Rot	= $\frac{1}{73,0}$	Wellenlängen
„ Gelb	= $\frac{1}{71,0}$	„
„ Grün	= $\frac{1}{60,0}$	„
„ Blau	= $\frac{1}{51,8}$	„

Das Glas, auf dem die Metallspiegel gebildet wurden, bestand, wie schon erwähnt ist, aus 0,1 mm dicken Platten. Zu-

erst muß man untersuchen, daß diese nicht allzusehr doppelbrechend sind. Von 30, die untersucht wurden, zeigte es sich, daß nicht mehr als 15 anwendbar waren.

Um die Phasendifferenz in verschiedenen Distanzen von der Kathode zu messen, wurde die Schicht selbst mit einer Teilmaschine gradiert. Mit Hilfe einer Spalte, die 2 mm breit und 15 mm lang war, wurde ein gewisser Teil der Metallschicht, die bei 45° Azimut zwischen den beiden dünnen Glimmerblättchen eingeführt wurde, abgegrenzt.

Experimentelle Resultate.

Das Präparat Granqvists aus dem Jahre 1897 wurde untersucht. Es zeigte sich, daß ein großer Teil dieser Metallschichten stark doppelbrechend war. Die Behauptung Kaempfs, daß die Doppelbrechung mit der Zeit verschwindet, ist also nicht richtig.

Die Lage der Doppelbrechung hängt von der Form und der Stellung der Kathode im Verhältnis zu der Glasscheibe ab. Ist die Kathode ein Draht, der senkrecht zu dem Glas steht, erhält man eine kreisförmige Metallschicht, wo die Achsen tangentiell und radiell liegen. Wenn die Kathode die Form eines Bleches hat, das senkrecht zur Fläche der Glasscheibe und symmetrisch über derselben hängt, liegen die Achsen der Doppelbrechung parallel und rechtwinkelig zur Längenrichtung des Glases. Wenn dagegen das Kathodenblech in seiner eigenen Ebene so gerückt wird, daß die Mitte des Bleches außerhalb der Glasscheibe kommt, erhalten die Achsen eine schräge Lage, d. h. die Lage der Achsen hängt von der Einfallsrichtung der Partikeln ab. Wird eine Glasscheibe so befestigt, daß ihre Ebene der Fläche des Kathodenblechs parallel läuft, wird die Schicht nicht doppelbrechend. — Um die Dicke solcher Metallschichten zu bestimmen, gibt es keine allgemeine Methode. Die Dicke der Silberschichten kann man recht genau bestimmen, indem man die Schicht in Silberjodid verwandelt und die durch Reflexion entstandenen Interferenzfarben beobachtet.

Die in den Tabellen angegebenen Werte sind Durchschnittszahlen von drei Ablesungen. Keine Ablesung wich von

den anderen mehr als $0,1^\circ$ ab. Der kleinste Wert der Phasendifferenz, der gemessen worden ist, ist $5 \cdot 10^{-5} \lambda$. Die Beobachtungen, die gemacht worden sind, gehen aus den folgenden Tabellen hervor:

Tabelle I.

(Silber, in trockener Luft dargestellt, Druck = 0,1 mm.)

Abstand von der Kathode in mm	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
ϑ_{rot}	0	-0,2	0,3	0,6	1,8	3,1	3,8	3,5	3,1	2,8	2,2	1,7
ϑ_{gelb}	-0,1	-0,4	0	0,6	2,6	4,4	5,0	5,2	4,7	4,0	3,6	2,6
ϑ_{blau}	-0,7	-1,4	-0,3	2,0	3,8	6,1	7,1	7,6	7,3	6,7	6,0	5,9
$10^4 \Delta_{\text{rot}}$	0	-1,0	-1,4	2,8	8,2	13,4	17,6	16,0	13,4	12,9	10,0	7,7
$10^4 \Delta_{\text{gelb}}$	-0,5	-2,0	0	3,1	12,8	21,3	24,3	25,3	22,8	19,6	17,7	12,8
$10^4 \Delta_{\text{blau}}$	-4,7	-9,1	-2,2	13,0	24,9	38,7	44,6	47,4	45,7	42,8	38,0	37,3
Dicke in $\mu\mu$	27	36	41	41	40	40	31	30	27	23	23	15

Alle folgenden Schichten sind in trockenem Wasserstoff dargestellt, und ich habe nur die Werte von Δ mitgenommen.

Tabelle II.

(Silber, Druck 0,5 mm.)

Abstand von der Kathode in mm	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$10^4 \Delta_{\text{rot}}$	-0,6	-3,7	9,6	29,0	36,3	37,3	36,0	29,6	23,4	18,1	12,2	7,4
$10^4 \Delta_{\text{grün}}$	-9,8	-3,3	10,4	29,2	39,7	41,6	42,1	37,6	31,4	26,5	20,7	16,1
$10^4 \Delta_{\text{blau}}$	-6,6	-2,7	1,4	8,4	13,7	17,0	17,6	17,0	16,3	15,7	13,7	11,8
Dicke in $\mu\mu$	10	—	13	14	—	12	—	—	8	—	—	—

Tabelle III.

(Platin, Druck 0,1 mm.)

Abstand von der Kathode in mm	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$10^4 \Delta_{\text{rot}}$	0	-0,9	4,1	8,7	13,7	18,5	19,5	19,0	17,7	15,0	14,0	11,4
$10^4 \Delta_{\text{gelb}}$	0	-1,0	5,0	9,8	14,2	19,2	21,0	19,2	18,9	14,8	14,2	12,3
$10^4 \Delta_{\text{blau}}$	0	-1,6	5,9	11,8	18,2	24,8	27,0	25,2	24,0	20,1	18,8	16,3

Tabelle IV.
(Palladium, (Druck 0,3 mm.)

Abstand von der Kathode in mm	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$10^4 \Delta_{\text{rot}}$	-9,6	-8,5	-0,5	3,7	6,9	8,7	9,6	8,3	7,4	6,4	6,0	5,5
$10^4 \Delta_{\text{grün}}$	-10,5	-8,8	0	6,0	9,8	12,5	13,5	13,0	10,8	9,3	8,7	7,1
$10^4 \Delta_{\text{blau}}$	-13,3	-9,3	0	7,9	13,1	17,0	18,2	16,3	14,5	11,8	11,2	9,2

Tabelle V.
(Wismut, Druck 0,5 mm).

Abstand von der Kathode in mm	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$10^4 \Delta_{\text{rot}}$	-0,9	16,0	28,0	19,0	13,7	11,0	9,6	6,5	4,6	—	—	—
$10^4 \Delta_{\text{gelb}}$	-1,0	16,2	30,0	20,6	14,8	11,3	9,9	7,0	5,0	—	—	—
$10^4 \Delta_{\text{blau}}$	-0,6	20,7	32,4	26,5	20,0	13,7	13,1	9,9	7,8	—	—	—

Silber in Luft.

Fig. 4.

Tabelle VI.
(Kupfer, Druck 0,5 mm.)

Abstand von der Kathode in mm	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$10^4 \Delta_{\text{rot}}$	-2,3	7,4	15,5	23,0	33,0	34,4	31,9	24,3	18,1	12,7	7,8	6,9
$10^4 \Delta_{\text{gelb}}$	-1,0	6,4	11,8	15,3	17,7	21,4	19,0	16,2	11,8	8,4	6,4	5,0
$10^4 \Delta_{\text{blau}}$	-0,6	5,9	10,5	15,0	16,2	16,7	15,5	11,8	7,9	6,6	4,6	4,0

Palladium.

Fig. 5.

Tabelle VII.
(Gold, Druck 0,3 mm.)

Abstand von der Kathode in mm	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$10^4 \Delta_{\text{rot}}$	-1,3	-2,7	3,7	11,4	19,0	23,9	29,6	28,7	28,0	26,0	21,7	20,8
$10^4 \Delta_{\text{gelb}}$	0	-1,5	2,6	6,0	11,8	17,8	22,0	23,8	22,4	21,5	20,8	17,2
$10^4 \Delta_{\text{blau}}$	0	0,7	2,0	4,6	8,5	10,5	11,7	11,2	10,5	9,9	9,2	8,5

Um diese Tabellen graphisch zu veranschaulichen, sind einige Kurven gezogen.

Durch diese Tabellen und Kurven sieht man sogleich, daß

der von Rumpelt aufgestellte Satz, daß die Doppelbrechung aller Metalle für lange Wellenlängen am größten ist, unrichtig ist. Dieses Verhältnis trifft nur in Kupfer- und Goldschichten ein. Vorhin habe ich nachgewiesen, daß die Messungen, welche

Fig. 6.

Rumpelt betreffend Platin gemacht hat, sehr unsicher sind. Vergleichen wir die Werte Rumpelts für Platin mit denen, die durch diesen Versuch erhalten worden sind, sehen wir, daß die Werte völlig umgestellt sind. Ich habe mehrere Platinschichten dargestellt, und die Art der Doppelbrechung ist stets dieselbe gewesen.

Der theoretische Versuch Rumpelts, die von O. Wiener entwickelten Formeln für lamellare Doppelbrechung anzuwenden, führt zu folgendes Resultat. „Die Phasendifferenz bei der Doppelbrechung hängt *nicht* von dem Brechungsexponenten ab.“ Mein Resultat kann so zusammengefaßt werden. Die Phasendifferenz bei der Doppelbrechung hängt *in hohem Grade* von dem Brechungsexponenten ab.

Nach Untersuchungen von Kundt¹⁾, Betz²⁾ und anderen haben Kupfer und Gold normale Dispersion. Bei diesen beiden Metallen ist die Phasendifferenz für Rot am größten und für Blau am kleinsten (vgl. Tab. VI und VII).

In trockner Luft kathodenzerstäubtes Silber, und in Wasserstoff dargestellten Platin und Wismut haben anomale Dispersion. Bei diesen Metallen ist die Phasendifferenz für Blau am größten und für Rot am kleinsten. Betz hat außerdem nachgewiesen, daß der Brechungsexponent für reines Silber ein Minimum in Grün hat. Aus Tab. II geht hervor, daß die Phasendifferenz für Grün am größten ist. Schon aus diesen oberflächlichen Betrachtungen geht hervor, daß die Phasendifferenz in dünnen kathodenzerstäubten Metallschichten in hohem Grad von dem Brechungsexponenten abhängt.

Aus den Tabellen kann man auch schließen, daß zwischen Phasendifferenz und Brechungsindex ein sehr einfacher Zusammenhang besteht.

In der folgenden Tabelle habe ich die Werte der Berechnungsindizes angegeben, die Kundt und Betz durch Messungen in Metallschichten erhalten haben.

Tabelle VIII.

Substanz	Roter Strahl n_R	Grüner Strahl n_G	Blauer Strahl n_B
Gold	0,38	—	1,00
Kupfer	0,45	—	0,95
Platin	1,76	—	1,44
Wismut	2,61	—	2,13
Silber	0,24	0,14	0,30
Oxid. Silber . . .	1,50	0,85	0,68

Ehe ich den erwähnten Zusammenhang nachweise, will ich betonen, daß man dies, ehe weitere Versuche gemacht worden sind, für eine mehr oder weniger approximative Relation halten muß. Es ist eine allgemein bekannte Sache, daß solche Metallschichten sehr schwer zu definieren sind. Die optischen Konstanten können für verschiedene Schichten des-

1) A. Kundt, Ann. d. Phys. 34. p. 482. 1888.

2) W. Betz, Ann. d. Phys. 18. p. 590. 1905.

selben Metalls recht bedeutend variieren. Da man die Dicke der Schichten nicht bestimmen kann, ist es schwer zu überblicken, wie die wiederholte Reflexion der Strahlen die Resultate verrückt. Diese Fehlerquelle spielt die kleinste Rolle, wenn die Dicke groß ist. Weiter habe ich nicht Rücksicht auf diejenigen Phasendifferenzen genommen, die entstehen, wenn das Licht die Grenzen zwischen dem kristallinen absorbierenden Körper und den isotropen Medien, die diesen begrenzen, passiert. Ich habe nur auf diejenigen Werte Rücksicht genommen, die an das Maximum der Doppelbrechung grenzen.

$$\text{Für Gold ist nach Tab. VIII } \frac{n_B}{n_R} = \frac{100}{38} = 2,6.$$

$$\text{Aus Tab. VII erhält man } \frac{\Delta_{\text{rot}}}{\Delta_{\text{blau}}} = \frac{29,6}{11,7} = 2,5.$$

$$\text{Für Kupfer ist nach Tab. VIII } \frac{n_B}{n_R} = \frac{95}{45} = 2,1.$$

$$\text{Aus Tab. VI erhält man } \frac{\Delta_{\text{rot}}}{\Delta_{\text{blau}}} = \frac{34,4}{16,7} = 2,1.$$

$$\text{Für Platin ist nach Tab. VIII } \frac{n_B}{n_R} = \frac{1,40}{1,76} = 0,79.$$

$$\text{Aus Tab. III erhält man } \frac{\Delta_{\text{rot}}}{\Delta_{\text{blau}}} = \frac{18,5}{24,8} = 0,74.$$

$$\text{Für Wismut ist nach Tab. VIII } \frac{n_B}{n_R} = \frac{213}{261} = 0,82.$$

$$\text{Aus Tab. V erhält man } \frac{\Delta_{\text{rot}}}{\Delta_{\text{blau}}} = \frac{28,0}{32,4} = 0,86.$$

$$\text{Für Silber ist nach Tab. VIII } \frac{n_B}{n_G} = \frac{30}{14} = 2,2.$$

$$\text{Aus Tab. II erhält man } \frac{\Delta_{\text{grün}}}{\Delta_{\text{blau}}} = \frac{42,1}{17,6} = 2,4.$$

Aus dem, was oben erwähnt ist, geht, wie mir scheint, folgendes hervor: *Das Verhältnis zwischen den Phasendifferenzen für zwei Farben an ein und derselben Stelle in der Schicht ist gleich dem invertierten Verhältnis zwischen den Brechungsexponenten dieser beiden Farben.*

Indem man die Phasendifferenz mißt, kann man also sagen, wie die Dispersionskurve in einer willkürlichen Einheit verläuft.

Die Dispersionskurve für Palladium habe ich nicht in der Literatur gefunden. Indem man den erwähnten Zusammenhang ausnützt, können wir schließen, daß Palladium anomale Dispersion zeigt und daß $n_R/n_B = 1,9$ (appr.).

Mit Hilfe der Tabellen und Kurven können wir noch ein paar Eigentümlichkeiten bei diesen Metallschichten ablesen.

Betreffend die Silberschichte ist angegeben, wie die Dicke mit dem Abstand von der Kathode variiert. Man sieht, daß sich die Doppelbrechung nicht so sehr nach der Dicke richtet, denn, wo diese am größten ist, ist die Doppelbrechung sehr klein, d. h. die Doppelbrechung ist nicht für das Metall als solches kennzeichnend, sondern muß ihren Grund darin haben, daß die verschiedenen Teile der Schicht auf eine gewisse Weise, die für verschiedene Distanzen von der Kathode nicht dieselbe ist, geordnet worden sind.

Für ein und denselben Metallspiegel ändert sich das Zeichen der Doppelbrechung. Wenn wir sie weiter weg von der Kathode positiv nennen, ist sie der Kathode am nächsten negativ. In unmittelbarer Nähe der Kathode ist die Doppelbrechung sehr klein, dann nimmt sie numerisch zu, um in einem gewissen Abstände Null zu werden.

Theoretische Betrachtung.

Mit der Hypothese von Kaempff und Rumpelt können die Eigenschaften der Schichten nicht erklärt werden. Die Hypothese von Kundt und Granqvist, daß die Doppelbrechung darauf beruht, daß sich die Teile auf eine gewisse Weise geordnet haben, ist sehr wahrscheinlich. Diese Forscher dachten beide, daß die ordnende Kraft auf elektrischen Kräften beruhte. Übrigens sind die Äußerungen beider in dieser Hinsicht sehr ungewiß.

Ich bin der Ansicht, daß die kristallinen Eigenschaften der Schichten durch die Annahme erklärt werden können, daß sie aus geordneten Ellipsoiden aufgebaut sind. Daß von gebildeten Ellipsoiden gebildete Medien doppelbrechend sind, haben A. Schumann¹⁾ und A. Cotton²⁾ und H. Mouton³⁾ experimentell und Lampa,⁴⁾ Langevin⁴⁾ und Voigt⁵⁾ theoretisch bewiesen. Man kann sich denken, daß diese Ellipsoide

1) A. Schumann, Ann. d. Phys. 10. p. 658. 1903.

2) A. Cotton u. H. Mouton, Compt. rend. p. 154, 930. 1912.

3) A. Lampa, Wiener Berichte Math.-Phys. Kl. 2. p. 681. 1895.

4) P. Langevin, Le Radium 7. p. 249. 1910.

5) W. Voigt, Gött. Nachr. Math.-Phys. Kl. Heft 5. p. 577. 1912.

dadurch entstanden sind, daß die verschiedenen Teile deformiert worden sind, wenn sie die Glasplatte getroffen haben. Daraus ersieht man, daß die Doppelbrechung eine Funktion von dem Abstände von der Kathode sein muß, denn je schräger die Teile einfallen, desto ausgeprägtere Ellipsoide müssen sie werden. Außerdem muß die Doppelbrechung von der Geschwindigkeit der Partikel abhängen, wenn sie die Platte treffen, und es ist eine bekannte Sache, daß die Doppelbrechung kleiner wird, wenn der Druck zunimmt. Es ist auch deutlich, daß die Achsen der Doppelbrechung von der Einfallsrichtung der Partikel abhängen müssen, was ich auch vorher experimentell bewiesen habe.

Man kann sich denken, daß diese kristallinische Struktur auch auf andere Weise entstanden ist. Wenn die von der Kathode geworfenen Teilchen länger in einer Richtung als in einer anderen sind, kann jedes Teilchen durch das elektrostatische Feld influenziert werden und sich in die Richtung der Kraftlinien stellen. Aber durch diese letztere Annahme allein scheint es mir schwer zu erklären, daß die Doppelbrechung Zeichen in einem gewissen Abstände von der Kathode wechselt. Es ist jedoch möglich, daß beide Faktoren gemeinsam die kristallinische Struktur weiterhin von der Kathode verursachen.

Die Teile, die senkrecht zur Fläche des Kathodenbleches ausgehen und das Glas in der Nähe der Kathode treffen, werden sehr wenig deformiert. Aber nicht alle Teile gehen senkrecht zur Ebene des Bleches aus. Dies habe ich experimentell auf die folgende Weise bewiesen. Die eine Hälfte des Kathodenbleches, die aus Silber bestand, wurde mit einem Aluminiumblättchen gedeckt. Aluminium wird nicht zerteilt, aber gerade vor dem Al-Blättchen waren recht große Mengen Silber niedergeschlagen. Man versteht nun leicht, daß die Doppelbrechung in der Nähe der Kathode verhältnismäßig klein sein und ein anderes Zeichen als weiter weg haben muß.

Vergleicht man die Kurven für Palladium und Kupfer, so sieht man, daß die „negative“ Doppelbrechung bei Palladium vielmals größer als die für Kupfer ist. Dies beruht darauf, daß das Palladiumblech mehr als noch einmal so breit ist als das Kupferblech. Die Partikel des ersteren können

also schräger als die, welche von dem Kupferblech kommen, einfallen.

Für diese Annahme spricht auch, daß das Zeichen der Doppelbrechung für alle Metalle dasselbe ist, daß die Absorption in verschiedenen Richtungen verschieden ist, und daß es, wie Granqvist nachgewiesen hat, um doppelbrechende Schichten zu erhalten notwendig ist, daß die Verdünnung verhältnismäßig weit fortgeschritten sei und daß sich die Platte in der Nähe der Kathode befinde. Bei der Fortsetzung des Versuches werden alle die Faktoren, die, wie man glaubt, nach dieser Annahme auf die Doppelbrechung einwirken können, genau untersucht werden.

Nachtrag.

Die Metallschichten, die sich auf dem Glas unter der Kathode bilden, sind nicht gleich dick. Durchschnittlich hat die Schicht das Aussehen, daß die Fig. 7 zeigt.

Fig. 7.

Unter der Kathode entsteht ein nackter Fleck, der dieselbe Form wie die Projektion der Kathode auf das Glas hat. Die Erklärung der Entstehung dieser Grube fällt nicht in das Gebiet dieser Untersuchung, aber da die Hypothesen, die es darüber gibt, nicht genügend sind, will ich zeigen, wie man aus der Grundannahme Starks für die Kathodenzerstäubung die Entstehung dieses Flecks einfach erklären kann. Die Theorie von Stark kann in folgende Worte zusammengefaßt werden. Gegen die Kathode stürzen positiv geladene Atome mit großer kinetischer Energie, die diese Teile beim Passieren der großen Spannungsdifferenzen in der Nähe der Kathode erhalten haben. Ein Atomstrahl, der auf einen Teil an der

Oberfläche eines Körpers trifft, kann an diesen einen Teil seiner Bewegungsenergie abgeben und ihm unter Umständen eine Geschwindigkeitskomponente in seiner eigenen ursprünglichen Richtung erteilen. Aber die Teile, die gegen die Kathode kommen, können auch an oder unmittelbar innerhalb der Fläche reflektiert werden.

Die Kanalstrahlen erhalten ihre hauptsächliche Energie in der Nähe der Kathode. Sie müssen sich darum unmittelbar an der Kathode in der Richtung bewegen, in welcher die Kraft am größten ist. Nimmt man einen Teil des freien Weges weg, auf welchem die Kanalstrahlen ihre Bewegungsenergie erhalten, muß ihr zerteilendes Vermögen kleiner werden, und, wenn ihre Bewegungsenergie einen gewissen Wert nicht erreicht, hört alle Zerstäubung auf. Wird eine Glasplatte einige Millimeter weit von einer ebenen Kathode so gestellt, daß beide Flächen parallel sind, so wird auf dem Glas keine Metallschicht nach den Untersuchungen von Maurain¹⁾ gebildet. Die Erklärung ist ganz einfach, daß hinter dem Glas keine Kanalstrahlen mit hinreichender Energie die Metallscheibe treffen. Maurain machte außerdem folgenden Versuch. In einem Abstand von 5 bis 6 mm von dem Kathodenblech wird eine Platte mit einem runden Loch aufgestellt. Metallbeschläge werden nur an den Kanten um das Loch gebildet. Die Kanalstrahlen, die durch das Loch hindurchgehen, haben große Bewegungsenergie und verursachen Zerstäubung. Die losgerissenen Teile folgen dann, wie Granqvist nachgewiesen hat, den Kraftlinien bis zu dem Teil der Wand, der am nächsten ist.

Die Grube unter der Kante des Kathodenbleches beruht teilweise darauf, daß das Glas die Kanalstrahlen hindert, die nötige Energie zu erhalten, bis sie die Kante treffen. Aber diese Erklärung allein ist nicht genügend, denn Metallbeschläge könnten sehr wohl unter der Kante gebildet werden, obgleich das Metall nicht von Teilen der Kante herrührte. Man weiß, daß Kanalstrahlen, die durch ein Loch in der Kathode hindurchgegangen sind, Zerstäubung verursachen, obgleich sie infolge von Attraktion von der Kathode gebremst werden.

1) Ch. Maurain, Compt. rend. 141. p. 1223. 1905.

Aber die Kanalstrahlen, die von der Kathode reflektiert werden, erhalten dieselbe Ladung wie die Kathode und haben dadurch ein größeres Zerstäubungsvermögen als die vorher erwähnten.

Mit Hilfe dieser reflektierten Kanalstrahlen kann man auch einen Versuch, den Granqvist gemacht hat, erklären. Er schreibt: „Unter eine drahtförmige Kathode wurde eine Glasplatte gestellt, mit einer dünnen Lage aus Silber gedeckt. Es zeigte sich nun, daß unter der Kathode ein Loch in der Silberschicht entstand. — Aus dem, was gesagt ist, kann man auch folgendes schließen. Will man auf einer Glasscheibe eine gleich dicke, gleichförmige Metallschicht darstellen, muß diese Glasscheibe so weit von der Ebene des Kathodenbleches und parallel zu derselben liegen, daß die positiven Atome die nötige Bewegungsenergie erhalten, mit anderen Worten, es ist notwendig, daß die Glasscheibe außerhalb des Crookesschen dunklen Raumes liege.

Ich glaube auch, daß man auf diese Weise teilweise erklären kann, daß die Zerstäubung von der Form des Entladungsröhres und der Lage des Kathodenbleches in denselben abhängt.

Upsala, Physikalisches Institut, Oktober 1913.

(Eingegangen 18. Oktober 1913.)