

12. *Die Absorption ultravioletter, sichtbarer und ultraroter Strahlen in dünnen Metallschichten; von E. Hagen und H. Rubens.*

(Erste Abhandlung.)

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die vorliegende Untersuchung¹⁾ über die *Absorption* von Strahlen verschiedener Wellenlänge in dünnen Metallschichten steht in naher Beziehung zu unseren über das *Reflexionsvermögen* einiger Metalle handelnden Arbeiten.²⁾ Sie wurde aus zwei Gründen unternommen. Einerseits kann nämlich die Untersuchung der Lichtabsorption in den Metallen eines der wichtigsten Mittel zur Prüfung der elektromagnetischen Lichttheorie Maxwell's liefern, denn nach dieser Hypothese wird die *Absorptionsconstante*³⁾ a für unendlich lange Wellen *proportional dem elektrischen Leitungsvermögen* des betreffenden Metalles. Andererseits fordert die Theorie, dass das *Reflexionsvermögen* stark absorbirender Medien ausser von dem Brechungs-exponenten auch von dem Absorptionsvermögen des Körpers für die betreffende Wellenlänge abhängen muss. Es war daher zu vermuten, dass sich zwischen den genannten Grössen bei der experimentellen Untersuchung gewisse Beziehungen ergeben würden, die es gestatten, über den Verlauf der Dispersion der Metalle, die bisher nur für *sichtbare* Strahlen bekannt war, auch für den *ultraroten* und *ultravioletten* Teil des Spectrums Schlüsse zu ziehen.

Zur Ermittlung der für die Grösse der Absorption charakteristischen Constanten haben wir, ebenso wie bei unseren Arbeiten über das Reflexionsvermögen der Metalle,

1) Eine kurze Mitteilung der Ergebnisse dieser Arbeit ist in den Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 4. p. 55. 1902 abgedruckt.

2) E. Hagen u. H. Rubens, Verhandl. d. Physik. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 143. 1898; Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 165. 1901; Zeitschr. f. Instrumentenk. 19. p. 293. 1899 u. 22. p. 42. 1902; Ann. d. Phys. 1. p. 352. 1900 u. 8. p. 1. 1902.

3) Definition vgl. p. 433.

den directen Weg eingeschlagen, d. h. wir haben diese Grösse nicht aus dem Hauptazimut und dem Haupteinfallswinkel unter Benutzung einer metalloptischen Theorie berechnet, sondern unmittelbar durch Intensitätsmessungen bestimmt. Die letzteren wurden stets bei angenähert senkrechter Incidenz ausgeführt, sodass die Abhängigkeit der Absorptionsconstanten von dem Incidenzwinkel hierbei nicht in die Erscheinung tritt.

Definition der Grössen a und g .

Als „Absorptionsconstante“ a soll der reciproke Wert derjenigen Weglänge, gemessen in μ , verstanden werden, welche erforderlich ist, um den *eindringenden* Strahl auf $\frac{1}{10}$ seiner ursprünglichen Intensität zu schwächen. Bezeichnet also d die Dicke einer Schicht (in μ gemessen), J die eindringende, i die durchgelassene Intensität, so ist

$$\frac{i}{J} = 10^{-ad} \quad \text{und} \quad a = \frac{1}{d} \log \frac{J}{i}.$$

Die hier als Absorptionsconstante a bezeichnete Grösse nennt Bunsen den Extinctionscoefficienten. Wir haben diese Bezeichnung nicht beibehalten, da in der Metalloptik unter dem Extinctionscoefficienten nach dem Vorgang von Beer und Eisenlohr diejenige Grösse verstanden wird, welche aus der Constante a durch Multiplication mit $\lambda/4\pi\mathfrak{M}$ (\mathfrak{M} gleich Modul des natürlichen Logarithmensystems) hervorgeht. Diese Grösse (von Wernicke mit dem Buchstaben g , von Voigt und seinen Schülern mit $n\kappa$ bezeichnet) nennen wir in Uebereinstimmung mit den älteren Metalloptikern den „Extinctionscoefficienten“ und setzen demgemäss:

$$g = \frac{a\lambda}{4\pi\mathfrak{M}}.$$

Ältere Beobachtungen.

Directe Messungen der Absorptionsconstanten a liegen bisher nur in geringer Zahl vor. Der Grund hierfür ist zweifellos in der Schwierigkeit zu suchen, welche die Bestimmung der Schichtdicken und die Eliminirung des durch Reflexion bedingten Lichtverlustes bietet. Von den hier in Betracht kommenden Untersuchungen ist in erster Linie die vortreffliche

Arbeit von Hrn. Wernicke¹⁾ über die Bestimmung der Constanten für die Absorption des Lichtes im metallischen Silber zu nennen. Hr. Wernicke ermittelte die Grössen a und g für durchsichtige Silberschichten, welche auf chemischem Wege auf Glasplatten niedergeschlagen waren, indem er mit Hülfe eines Vierordt'schen Doppelspaltes das Durchlässigkeitsverhältnis zweier verschieden dicker, auf *derselben* Platte niedergeschlagener Metallschichten photometrisch miteinander verglich. Nimmt man an, dass beide Schichten gleichviel reflectiren, und bezeichnet b das Intensitätsverhältnis der durch die beiden Spiegel hindurch gegangenen Strahlen, d_1 und d_2 die Dicken der beiden Schichten, so ist

$$a = \frac{1}{d_1 - d_2} \cdot \log b.$$

Die Dicke der Silberschichten bestimmte Hr. Wernicke durch Ueberführung derselben in Jodsilber und Beobachtung der Interferenzstreifen, welche im Spectrum des senkrecht von der Jodsilberschicht reflectirten Lichtes auftreten. Aus der Wellenlänge und der Ordnungszahl des Talbot'schen Streifens, sowie den in einer früheren Arbeit²⁾ ermittelten Brechungsexponenten des Jodsilbers berechnete Hr. Wernicke dann zunächst die Dicke der Jodsilberschicht und aus dieser unter Benutzung des Dichteverhältnisses und des Atomgewichtes des Silbers und Jodsilbers die Dicke der ursprünglichen Silberschicht. Auf diese Weise hat Hr. Wernicke für fünf Spiegelpaare, deren Dickendifferenz zwischen 5 und 15 $\mu\mu$ variierte, die Grössen a und g für eine Reihe von Wellenlängen des *sichtbaren* Spectrums gemessen. Die Dicke seiner Silberspiegel selbst lag zwischen 70 und 110 $\mu\mu$. Hr. Wernicke betont ausdrücklich, dass man hinsichtlich der für die Versuche zu benutzenden Spiegeldicken nicht unter einen gewissen Grenzwert gehen darf, da anderenfalls die Phasenänderung des Lichtes und das Reflexionsvermögen nicht den normalen, für dicke Spiegel gültigen Wert aufweisen. Die für die verschiedenen Paare von Silberspiegeln im sichtbaren Teil des Spectrums ermittelten Werte von a lagen zwischen 27,6 und 32,9. Innerhalb dieses Spectral-

1) W. Wernicke, Poggend. Ann. Ergbd. 8. p. 65. 1878.

2) W. Wernicke, Pogg. Ann. 155. p. 87. 1875.

gebietes erwies sich die Grösse α als von der Wellenlänge unabhängig.

Versuche zur Bestimmung der Lichtabsorption in dünnen Metallschichten sind ferner von den Herren W. Wien¹⁾ und W. Rathenau²⁾ ausgeführt worden.

Hrn. Wien's Versuche beschränken sich auf bolometrische Absorptionsmessungen *einzelner* Silber-, Gold- und Platinschichten; die reflectirte Strahlung wurde durch besondere Versuche ermittelt, die Dicke der Schichten durch Wägung bestimmt. Als Strahlungsquelle diente die leuchtende oder nichtleuchtende Flamme des Bunsenbrenners. Es ist infolge davon leider nicht möglich anzugeben, für welche Wellenlänge die von Hr. Wien erhaltenen Absorptionswerte gelten. Eine Vergleichung derselben mit den Ergebnissen anderer Beobachter und der Berechnung ist deshalb nicht möglich.

Die Rathenau'sche Arbeit geht insofern über die oben erwähnten Versuche des Hr. Wernicke hinaus, als er fünf Metalle, nämlich Gold, Silber, Platin, Eisen und Nickel in den Kreis seiner Beobachtung zog. Er benutzte dabei im wesentlichen die Wernicke'sche Methode der photometrischen Vergleichung der Lichtdurchlässigkeit von *Spiegelpaaren*, bestimmte jedoch die *Dickendifferenz* der Schichten nach einem von Hr. Otto Wiener³⁾ angegebenen optischen Verfahren, welches die Gleichheit der Phasenänderung des an den beiden Schichten reflectirten Lichtes zur Voraussetzung hat. Ueber die Dicke der einzelnen Spiegel selbst macht Hr. Rathenau indessen keinerlei Angaben; auch ist, nach Hr. Wiener's Versuchen nur für Silber die geringste Dicke⁴⁾ bekannt, von welcher ab die Phasenänderung des reflectirten Lichtes als constant angenommen werden darf. Es ist daher nicht unwahrscheinlich, dass die grossen Unterschiede, welche zwischen den Rathenau'schen Werten einerseits und den Wernicke'schen Resultaten, sowie den aus dem Haupteinfallswinkel und dem Hauptazimut theoretisch berechneten Zahlen andererseits bestehen, darauf zurückzuführen sind, dass Hr. Rathenau's

1) W. Wien, Wied. Ann. **35**. p. 48. 1888.

2) W. Rathenau, Dissertation, Berlin 1889.

3) O. Wiener, Wied. Ann. **31**. p. 632. 1887.

4) O. Wiener, l. c. p. 669.

Versuche mit Schichtdicken angestellt worden sind, die noch *unterhalb* der zur Constanz der Phasenänderung erforderlichen geringsten Dicke lagen.

Methode.

Unsere, für die Metalle *Silber*, *Gold* und *Platin* durchgeführte Untersuchung unterscheidet sich von den vorstehenden in folgenden Punkten. Sie erstreckt sich ausser auf das *sichtbare*, auch auf das *ultraviolette* und *ultrarote* Spectrum und umfasst das Wellenlängengebiet $0,22-2,5 \mu$. Dies war dadurch ermöglicht, dass zur Messung der Strahlungsintensitäten eine lineare Thermosäule verwendet wurde, die wie bei der Versuchsanordnung für unsere letzte Arbeit¹⁾ an Stelle des Fadenkreuzes in dem Fernrohrocular des Spectrometers angebracht war. Bei den Versuchen wurde *nicht* das Durchlässigkeitsverhältnis von *Spiegelpaaren* ermittelt, wie dies Hr. Wernicke seiner Zeit gethan, sondern es wurde die Durchlässigkeit für jede *einzelne* Metallschicht und zwar zunächst ohne Rücksicht auf die durch Reflexion eingetretene Schwächung der auffallenden Strahlung für die verschiedenen Wellenlängen bestimmt. Es genügte dazu die Beobachtung der Ausschläge unseres Thermomultiplicators, wenn die Metallschicht sich in dem Strahlengang befand, und wenn sie wieder daraus entfernt war.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung und die Art der *Eliminirung* des von der Reflexion herrührenden Lichtverlustes soll weiter unten (p. 442) mitgeteilt werden.

Versuchsmaterial.

Bei weitem die meisten der für die Versuche verwendeten Silber-, Gold- und Platinschichten waren durch Kathodenzerstäubung erhalten. Vom Gold standen ausserdem Blätter echten Goldschaumes, vom Silber chemisch niedergeschlagene Spiegel zur Verfügung. Die verwendeten Schichtdicken waren sämtlich so gross, dass das Reflexionsvermögen in den Gebieten stärkerer Absorption bereits seinen grössten, für dicke Schichten gültigen Wert besass. Die Schichtdicken lagen

beim Gold zwischen	50	und	100	$\mu\mu$
„ Silber	„	40	„	140 „
„ Platin	„	20	„	90 „

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. S. p. 1. 1902.

Sämtliche Metallbeläge waren, um die Versuche auch auf ultraviolette Strahlen ausdehnen zu können, auf dünnen planparallelen Quarzplatten¹⁾ niedergeschlagen. Bei den durch Kathodenzerstäubung hergestellten Schichten geschah dies nach dem für derartige Zwecke besonders geeigneten Boas'schen²⁾ „Verfahren zur Herstellung von Metallspiegeln auf elektrischem Wege“. Zur Zerstäubung diente dabei ein kräftiger Funkeninductor³⁾ mit 20 mm langer eingeschalteter Funkenstrecke. Um jegliche Oxydation der Spiegel auszuschliessen und die während des Zerstäubungsverfahrens etwa noch aus den Elektroden austretenden, vorher absorbirten Gasmengen herauszuschaffen, wurde von Zeit zu Zeit ein wenig elektrolytischer Wasserstoff in den Zerstäubungsapparat eingelassen und dann wieder ausgepumpt. Der Druck, bei dem die Zerstäubungen vorgenommen wurden, betrug etwa 0,02 mm. Die Herstellung von Goldspiegeln durch Kathodenzerstäubung bot keine Schwierigkeit, hingegen ist es äusserst schwer, vollkommen oxydfreie Silber- und Platinschichten auf diese Weise zu erhalten. Bei den letzteren schadete dies insofern nichts, als sie leicht durch Erhitzen auf 300—400° in einer Wasserstoffatmosphäre reducirt werden konnten, während das bei Silberspiegeln nicht möglich ist. Die Angaben unserer vorliegenden Arbeit beziehen sich deshalb beim Silber nur auf chemisch niedergeschlagene Schichten. Dieselben waren in der Glasversilberei des Hrn. C. Bischoff in Berlin⁴⁾ hergestellt und erschienen im durchfallenden Lichte schön blau, während die durch Kathodenzerstäubung erhaltenen Silberschichten blau mit einem Stich ins Violette waren.

Messung der Schichtdicke.

Während beim Gold und Platin die Dickenbestimmung nur durch Wägung der Quarzplatten vor und nach ihrer Belegung möglich ist, stehen bei dem Silber drei verschiedene Methoden der Dickenmessung zur Verfügung, nämlich erstens die durch Ermittlung des Gewichtes des metallischen Silber-

1) Dicke 1 mm, Durchmesser 50 mm.

2) H. Boas, D.R.P. 85435 vom 6. Februar 1895.

3) Funkenlänge in Luft 25 cm.

4) C. Bischoff, Berlin N., Tieckstr. 37.

belages, sodann die durch Wägung der Schicht, nachdem dieselbe Joddämpfen ausgesetzt und in Jodsilber umgewandelt worden ist, und drittens die optische, auf p. 434 bereits erwähnte Wernicke'sche Methode der Interferenzstreifen-Beobachtung.

Wendet man alle drei Methoden für ein und dieselbe Schicht an, so lässt sich durch Vergleichung der hieraus gewonnenen Resultate die wichtige Frage entscheiden, ob das chemisch niedergeschlagene und das durch Kathodenzerstäubung erhaltene Silber gleiche bez. normale Dichtigkeit haben. Bei der Dickenbestimmung durch Silberwägung sowohl wie durch Jodsilberwägung geht nämlich das spezifische Gewicht s des Silbers als Factor in den Ausdruck für die Dicke d ein. Ist f die Fläche der Quarzplatte in Quadratmillimetern, auf welche die Silberschicht niedergeschlagen ist, P das Gewicht des Silbers, Q dasjenige des Jodsilbers in Milligramm, so ist die Schichtdicke

$$d = \frac{P}{f \cdot s} \quad \text{bez.} \quad d = \frac{Q \cdot 107,7}{f \cdot s \cdot 234,2}.$$

Bei der optischen Dickenmessung nach Wernicke hingegen wird zur Ermittlung der Schichtdicke d ausser den bereits auf p. 434 erwähnten Grössen nur das *Verhältnis* der spezifischen Gewichte von Silber und Jodsilber gebraucht, und es liegt kein Grund vor etwa anzunehmen, dass dieses Verhältnis in dünnen Schichten ein anderes sein sollte, wie bei grösseren Schichtdicken.

Nach den drei genannten Methoden haben wir zehn Silber Spiegel bezüglich ihrer Dicke untersucht. Fünf davon waren auf den Quarzplatten chemisch niedergeschlagen und fünf durch Kathodenzerstäubung erhalten. Bei diesen letzteren war der Niederschlag bedeutend gleichmässiger auf die ganze Oberfläche verteilt. Zwar erwiesen sich einige Schichten als schwach keilförmig; da jedoch zu der optischen Dickenbestimmung, ebenso wie zur Ermittlung des Absorptionsverhältnisses stets der mittelste Teil der Schichten benutzt wurde, kann diese Form der Ungleichmässigkeit auf das Endresultat nur von sehr sehr geringem Einfluss gewesen sein. — Tab. 1 giebt eine Zusammenstellung dieser Versuchsergebnisse.

Tabelle 1.

Zusammenstellung der nach verschiedenen Methoden ermittelten Dicken von Silberschichten.

Herstellungs- art	Silber- schicht Nr.	Dicke der Schicht			Bemerkungen über die Schicht
		durch Silber- wägung	durch Jodsilber- wägung	durch optische Messung	
Chemisch nieder- geschlagen	1	61,9 $\mu\mu$	61,5 $\mu\mu$	61,4 $\mu\mu$	Sehr gleichmässig
	2	75,0	75,0	79,0	In der Mitte etwas dicker
	3	90,1	88,2	88,7	Gleichmässig
	4	85,0	85,0	91,2	In der Mitte etwas dicker
	5	99,1	98,5	100,4	Gleichmässig
Kathoden- zerstäubung	6	38,0	43,3	40,8	Sehr gleichmässig
	7	38,6	40,3	40,7	Schwach keilförmig
	8	77,1	85,4	82,0	Sehr gleichmässig
	9	126,5	127,6	133,6	Keilförmig
	10	144,0	142,7	140,0	„

Die Uebereinstimmung der nach den verschiedenen Methoden für die gleiche Schicht erhaltenen Dicken beweist, dass das Silber bereits in durchsichtigen Schichten *normale* Dichtigkeit hat, und dass diese Eigenschaft nicht nur den chemisch niedergeschlagenen Schichten zukommt, sondern auch denjenigen, welche durch Kathodenzerstäubung erhalten wurden. In Uebereinstimmung mit Hrn. O. Wiener¹⁾ und im Gegensatze zu Hrn. Wernicke²⁾ muss man deshalb die Structur des Metalles in den durch Zerstäubung hergestellten Schichten für ebenso normal und für optische Untersuchungen ebenso geeignet erachten, wie die durch chemischen Niederschlag erhaltenen.

Die Wägungen wurden mit einer Wage von Hugo Schickert's Nachfolger³⁾ ausgeführt. Die einzelnen Wägungsfehler überschritten selten die Grösse 0,03 mg, was neben anderem wesentlich dem Umstande zuzuschreiben ist, dass Quarz-

1) O. Wiener, Wied. Ann. **31**. p. 673. 1887.

2) W. Wernicke, Wied. Ann. **30**. p. 452. 1887.

3) Oskar Richter, Dresden A., Güterbahnhofstr. 8.

platten als Unterlage für die Metallschichten benutzt wurden. Wurde eine solche Platte wiederholt gewogen, so ergab sich, selbst wenn sie inzwischen zur Ablösung der darauf befindlichen Metallschicht mit Salpetersäure oder Königswasser behandelt war, fast ausnahmslos Uebereinstimmung innerhalb der oben genannten Genauigkeitsgrenze, während man im gleichen Falle bei Glasplatten Abweichungen von mehr als 0,1 mg beobachtete.

Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Schichtdicke.

Für dünne Silberschichten hat Hr. Wiener die Abhängigkeit der Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion von der Schichtdicke bestimmt, er fand dieselbe abhängig von der Individualität des Spiegels und von der Wellenlänge der untersuchten Strahlung, sodass es schwierig ist, aus dem angegebenen Beobachtungsmaterial sichere Schlüsse zu ziehen bezüglich des Grenzwertes der Dicke, von welchem ab die Phasenänderung als constant anzusehen ist. Da ferner unseres Wissens Beobachtungen über die Aenderung des Reflexionsvermögens dünner Metallschichten mit der Schichtdicke von anderer Seite nicht vorliegen, so haben wir für eines der untersuchten Metalle derartige Versuche angestellt. Dieselben wurden nach der von uns früher beschriebenen optischen Methode ausgeführt. Wir wählten dazu Gold, und zwar aus mehreren Gründen. Erstens bedürfen die durch Kathodenzerstäubung hergestellten Goldschichten niemals eines nachträglichen Polirens, durch das besonders bei dünnen Schichten leicht eine Beschädigung derselben herbeigeführt werden kann. Zweitens ist Gold in dem sichtbaren Spectralgebiete, in welchem wir die Reflexionsbeobachtungen ausgeführt haben, das durchsichtigste von den drei untersuchten Metallen. Der Grenzwert der Dicke, von welchem an ein constantes Reflexionsvermögen eintritt, liegt deshalb bei Gold höher als bei Silber und Platin. Endlich zeigt Gold im sichtbaren Gebiete die grösste Verschiedenheit des Reflexionsvermögens, sodass eine Abhängigkeit der zur Erreichung der maximalen Reflexion erforderlichen Grenzdicke von der Wellenlänge hier deutlich hervortreten musste. In Tab. 2 sind unsere Resultate, welche an fünf mittels Kathodenzerstäubung auf gläsernen Hohlspiegeln nieder-

geschlagenen Goldschichten und für vier verschiedene Wellenlängen des sichtbaren Spectrums erhalten wurden, wiedergegeben.

Tabelle 2.

Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Dicke der spiegelnden Schicht.

Wellenlänge	Goldspiegel durch Kathodenzerstäubung erhalten					für massive Goldschichten früher gefunden
	Nr. 1 $d = 28,6$	Nr. 2 $d = 49,5$	Nr. 3 $d = 103$	Nr. 4 $d = 147$	Nr. 5 $d = 232 \mu\mu$	
$\lambda = 0,65 \mu$	60,3 %	85,7 %	89,4 %	89,6 %	88,4 %	88,9 %
0,60	52,4	79,7	84,7	84,2	83,6	84,4
0,55	40,0	66,9	72,2	70,8	71,1	74,0
0,50	30,4	45,4	47,4	47,1	45,8	47,0

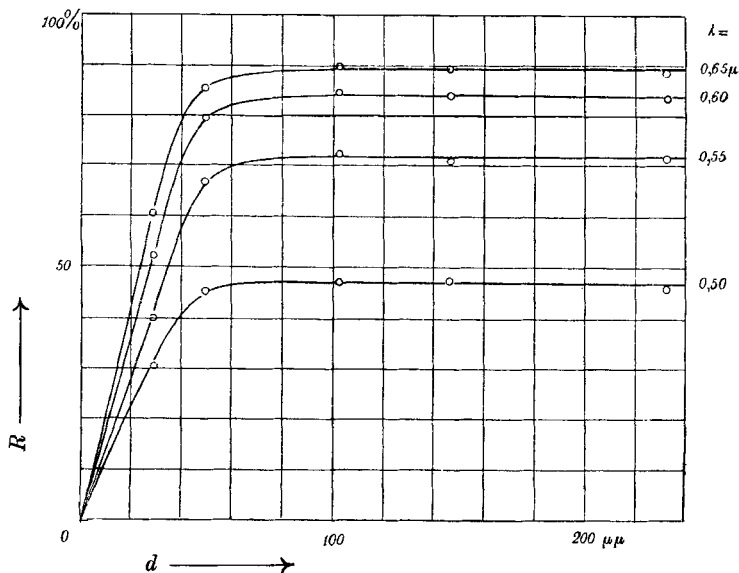


Fig. 1.

Abhängigkeit des Reflexionsvermögens des Goldes von der Dicke der Schicht.

Besser noch als die Zahlen der Tabelle lassen die Curven der Fig. 1 die Thatsache erkennen, dass das Reflexions-

vermögen von Gold für Schichtdicken von mehr als 50μ nicht wesentlich von dem maximalen Grenzwerte verschieden ist, und zwar gilt dieser Satz für alle vier Wellenlängen. Für das Platin wird der stärkeren Absorption wegen der Grenzwert des Reflexionsvermögens bereits bei einer weit geringeren Grenzdicke erreicht sein. Dasselbe gilt für das Silber im sichtbaren und ultraroten Spectrum, wogegen im ultravioletten Spectralgebiete das Silber dickere Schichten zur Erzielung des maximalen Reflexionsvermögens erfordert. Indessen ist in diesem Theile des Spectrums das Reflexionsvermögen des Silbers so gering, dass kein merklicher Fehler im Resultate mehr dadurch hervorgebracht werden kann, dass die für das Maximum des Reflexionsvermögens erforderliche Schichtdicke hier eventuell noch nicht vorhanden ist.

Versuchsanordnung für die Absorptionsmessungen.

Im Vergleich zu der Versuchsanordnung, welche wir für unsere Reflexionsbeobachtungen anwenden mussten, gestaltete sich die Aufstellung der Apparate für die Absorptionsmessungen sehr einfach. Von dem Krater *A* (Fig. 2) einer Bogenlampe

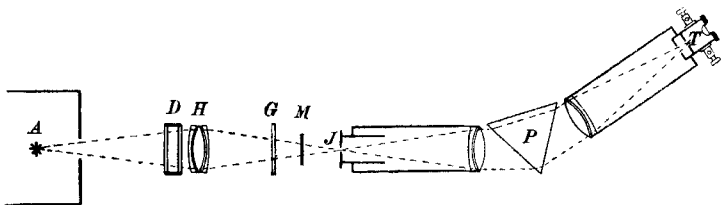


Fig. 2.

wird durch einen Quarz-Flussspatachromaten *H* ein reelles Bild auf dem Spalt *J* eines Spektrometers entworfen, dessen Prisma und Linsen aus Quarz und Flussspat bestehen und in dessen Okular an Stelle des Fadenkreuzes bei *T* eine lineare Thermosäule¹⁾ eingesetzt ist, von der Zuleitungsdrähte zu einem gegen magnetische Störungen geschützten du Bois-Rubens'schen²⁾ Panzer-

1) H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. 18. p. 65. 1898.

2) H. du Bois u. H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. 20. p. 65. 1900.

galvanometer geführt sind. In dem Strahlengange befand sich weiter zur Beseitigung des Einflusses der diffusen Strahlung grösserer Wellenlängen der in unserer letzten Arbeit beschriebene¹⁾ Schirm *G* mit drei Fenstern, von denen das oberste durch eine *rote*, das zweite durch eine *farbloße Glasscheibe* und das unterste durch eine *Quarzplatte* bedeckt ist. Ausserdem war bei allen Versuchen mit Wellenlängen unterhalb 1μ ein mit Wasser gefüllter Quarztrog *D* eingeschaltet. Bei *M* befand sich die zu untersuchende Metallschicht, sie konnte mit Hilfe einer geeigneten, mit Anschlägen versehenen Schlittenführung nach Belieben in den Strahlengang eingeschaltet und aus demselben entfernt werden. Durch diese Vorrichtung wird erreicht, dass stets dieselbe Stelle der Metallschicht in den Strahlengang eingeführt und von den Strahlen durchdrungen werden kann. Die Beobachtungen erfolgten abwechselnd bei eingeschalteter und nicht eingeschalteter Metallschicht unter gleichzeitiger Benutzung des zuvor erwähnten, mit drei Fenstern versehenen Schirmes *G*. Der Thermomultiplicator konnte durch Anwendung von Nebenschlüssen und durch Einschaltung geeigneter Widerstände in die Galvanometerleitung auf $\frac{1}{10}$ oder $\frac{1}{100}$ seiner Empfindlichkeit herabgesetzt werden. Das war bei der Beobachtung der Durchlässigkeit dickerer Metallschichten unentbehrlich, da man hier häufig Ausschläge miteinander zu vergleichen hat, die sich wie 1:1000 oder gar 1:10000 verhalten. Bezüglich der Einzelheiten der verwendeten Bogenlampe, der Thermosäule und des Galvanometers kann auf unsere letzte Arbeit verwiesen werden.

Um die Inconstanz der elektrischen Bogenlampe zu eliminieren, wurden auch hier die einzelnen Versuchsreihen symmetrisch angeordnet, meist in der Art, dass für eine gegebene Wellenlänge zunächst zwei Ausschläge α der directen Strahlung, dann nach Einschaltung der zu untersuchenden Metallschicht fünf Ausschläge β , und endlich nach Entfernen der Schicht wiederum zwei Ausschläge α beobachtet wurden. Hieraus wurde alsdann das Verhältnis p der Ausschläge α und β und daraus $\log p$ abgeleitet. Besitzt nun die untersuchte absorbirende Metallschicht eine so grosse Dicke, dass

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 7 u. 9. 1902.

das Reflexionsvermögen seinen oberen Grenzwert erreicht hat, so muss der Logarithmus von p eine *lineare* Function der Spiegeldicke werden. Ist nämlich J_0 die Intensität der auffallenden Strahlung, J diejenige der in die Schicht eindringenden, i die der durchgelassenen Strahlung und R das Reflexionsvermögen des untersuchten Metalles für die betreffende Wellenlänge, so ist:

$$J_0(1 - R) = J.$$

Da nun weiter

$$p = \frac{i}{J_0} \quad \text{und} \quad a = \frac{1}{d} \log \frac{J}{i}$$

ist, so ergibt sich:

$$p = \frac{i}{J} (1 - R) \quad \text{und} \quad \log p = \log \frac{i}{J} + \log(1 - R)$$

$$\log p = -a d + \log(1 - R).$$

Hat man also für eine gegebene Wellenlänge das Auschlagsverhältnis p für eine Reihe von Schichtdicken ermittelt und trägt man in einem Coordinatensystem den $\log p$ als Function der Dicke d auf, so müssen sämtliche Punkte auf einer Geraden liegen, falls die Schichtdicken d so gross sind, dass das Reflexionsvermögen als constant angesehen werden muss. Die trigonometrische Tangente des Neigungswinkels dieser Geraden gegen die Axe der d ist dann, wie man ohne weiteres übersieht, gleich der gesuchten Absorptionsconstante a .

Wir haben für eine grosse Zahl von Wellenlängen, und zwar für jedes der von uns untersuchten Metalle, solche Curven gezeichnet und haben constatiren können, dass dieselben für grössere Schichtdicken *gerade* Linien sind. Es beweist dies, dass das Absorptionsgesetz auch für Metalle gilt. Aus der Neigungstangente dieser *logarithmischen Geraden* gegen die horizontale Axe der d kann man dann bei passend gewähltem Ordinatenverhältnis die Absorptionsconstante a unmittelbar durch Ausmessung erhalten.

In der Fig. 3 geben wir die Abbildungen von je zwei logarithmischen Geraden für Silber, Gold und Platin, wie sie, entsprechend der soeben erwähnten graphischen Methode, zur Bestimmung der Absorptionsconstanten a verwendet wurden.

In der Figur geben die Abscissen die Dicken d der verschiedenen Schichten an. Als Ordinaten sind die aus den Tab. 3—5 entnommenen Werte von $\log J_0/i$ aufgetragen. Die Wellenlängen, für welche die dargestellten Curven gelten — ein Paar davon dem Ultrarot, das zweite den sichtbaren Strahlen, das dritte dem Ultraviolett angehörend — sind am

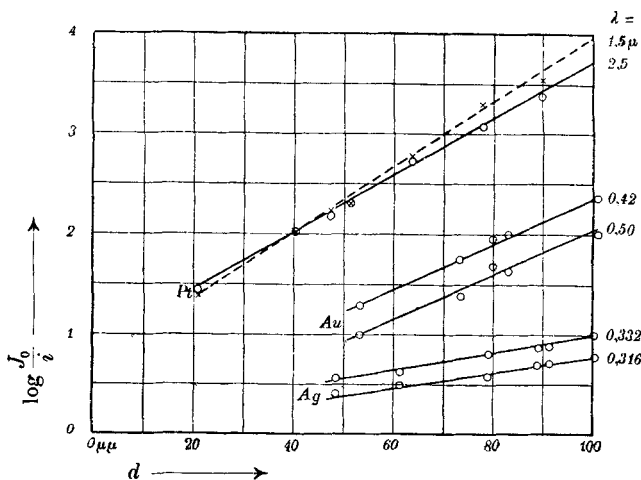


Fig. 3.

Rande der Figur vermerkt. Man erkennt, dass sich in allen Fällen eine gerade Linie mit grosser Annäherung durch die beobachteten Punkte legen lässt. Die Neigungstangente dieser Geraden gegen die Horizontale multiplicirt mit 50 ergibt die Absorptionsconstante α und lässt sich leicht bis auf etwa 2 Proc. daraus ermitteln.

Versuchsergebnisse.

Die folgenden Tab. 3, 4, 5 geben eine Zusammenstellung der Ergebnisse unserer Beobachtungen für eine Anzahl *ultraroter*, *sichtbarer* und *ultravioletter* Wellenlängen. Die Tabellen enthalten ausser den Dicken d der Schichten und dem $\log p$ auch die Absorptionsconstanten α , wie sich dieselben aus den Grössen d und $\log p$ für jede Wellenlänge durch Construction der logarithmischen Geraden ergeben. Aus

den Absorptionskonstanten a sind dann ferner die Extinctionskoeffizienten

$$g = \frac{a \lambda}{4 \pi \mathfrak{M}}$$

berechnet und hinzugefügt.

Tabelle 3.

Chemisch niedergeschlagenes Silber.

λ	$-\log p = \log \frac{J_0}{i}$ für:						a	g
	$d=48,6$	$d=61,4$	$d=79,0$	$d=88,7$	$d=91,2$	$d=100,4 \mu\mu$		
1,5 μ	1,936	2,530	3,444	—	—	4,125	45,2 ¹⁾	12,4
1,2	1,889	2,524	3,620	—	—	4,260	46,9	10,3
1,0	1,854	2,504	3,538	—	—	4,000	43,6	8,00
0,8	1,708	2,280	3,284	—	—	3,770	42,3	6,21
0,7	1,593	2,169	3,102	—	3,523	3,602	43,0	5,52
0,65	1,556	2,060	2,975	—	—	3,469	40,0	4,77
0,60	1,474	1,967	2,848	—	—	3,301	38,1	4,20
0,55	1,385	1,772	2,556	—	3,071	3,119	37,4	3,78
0,50	1,274	1,690	2,401	2,830	2,845	2,987	35,0	3,21
0,45	1,167	1,455	2,075	2,509	2,538	2,611	31,4	2,59
0,42	1,053	1,366	1,886	2,333	2,328	2,499	30,0	2,31
0,385	1,004	1,291	1,623	2,075	2,071	2,367	25,2	1,78
0,357	0,928	1,201	1,381	1,569	1,635	2,090	19,6	1,28
0,338	0,684	0,845	0,992	1,177	1,131	1,440	13,0	0,86
0,332	0,559	0,623	0,799	0,869	0,886	1,000	9,1	0,554
0,326	0,404	0,510	0,595	0,710	0,668	0,772	7,50	0,449
0,321	0,356	0,409	0,500	0,674	0,648	0,705	7,2	0,424
0,316	0,400	0,491	0,573	0,693	0,706	0,775	7,8	0,452
0,310	0,476	0,678	0,836	0,996	1,086	1,060	11,0	0,621
0,305	0,635	0,821	0,987	1,143	1,252	1,337	14,1	0,789
0,288	0,975	1,328	1,535	1,854	1,824	1,879	19,0	1,005
0,251	1,167	1,599	1,833	2,071	2,046	—	21,8	1,002
0,221	1,155	1,260	1,592	—	—	—	(16,6)	(0,68)

1) Die reciproken Werte von a sind die Weglängen, gemessen in μ . (vgl. p. 433).

Tabelle 4.
Gold.

λ	$-\log p = \log \frac{J_0}{i}$ für:					a	g
	$d = 53,3$	$d = 73,2$	$d = 80,0$	$d = 83,0$	$d = 101,1 \mu\mu$		
2,5 μ	2,798	3,509	3,796	—	—	36,8 ²⁾	16,9
2,0	2,545	3,409	3,638	—	—	42,0	15,4
1,5	2,194	3,131	3,509	—	3,796	41,0	11,3
1,2	1,996	2,896	3,357	—	3,569	40,2	8,85
1,0	1,830	2,644	3,194	—	3,398	37,6	6,90
0,8	1,777	2,540	2,932	2,836	2,996	35,4	5,19
0,7	1,636	2,256	2,658	2,812	2,765	32,2	4,13
0,65	1,519	2,139	2,415	2,695	2,695	30,0	3,56
0,60	1,401	1,860	2,223	2,380	2,548	26,4	2,91
0,55	1,176	1,616	1,839	1,932	2,285	23,0	2,32
0,50	0,996	1,386	1,686	1,625	2,032	22,6	2,07
0,45	1,179	1,553	1,845	1,818	2,164	21,0	1,73
0,42	1,292	1,757	1,959	1,996	2,356	22,4	1,72
0,385	1,382	1,851	2,101	2,170	2,510	25,8	1,82
0,357	1,401	1,943	2,133	2,292	2,514	26,4	1,73
0,326	1,542	2,041	—	—	—	25,0	1,51

 Tabelle 5.
Platin.

λ	$-\log p = \log \frac{J_0}{i}$ für:							a	g
	$d = 20,9$	$d = 40,5$	$d = 47,4$	$d = 51,5$	$d = 63,9$	$d = 78,0$	$d = 89,9 \mu\mu$		
2,5 μ	1,443	2,031	2,178	2,301	2,726	3,080	3,386	28,4 ²⁾	13,0
2,0	1,409	2,005	2,203	2,281	2,760	3,182	3,417	30,2	11,1
1,5	1,383	2,030	2,238	2,305	2,788	3,298	3,552	32,4	8,93
1,2	1,392	2,075	—	2,304	2,903	—	3,650	33,4	7,35
1,0	1,373	2,075	2,257	2,277	2,991	3,482	3,712	35,2	6,47
0,8	1,291	2,098	2,249	2,308	3,006	3,535	3,701	36,6	5,36
0,7	1,250	2,068	2,268	2,285	2,947	3,660	3,676	37,4	4,81
0,65	1,239	2,088	2,280	2,295	3,000	3,663	3,642	37,8	4,51
0,60	1,226	2,059	2,244	2,289	2,989	3,636	3,613	37,8	4,16
0,55	1,218	2,062	2,238	2,263	2,971	3,635	3,656	37,6	3,79
0,50	1,176	2,040	2,209	2,280	2,951	3,674	3,688	38,4	3,52
0,45	1,158	2,009	2,264	2,258	2,845	—	3,569	37,2	3,07
0,42	1,147	1,979	2,173	2,245	2,928	—	—	38,8	2,99
0,385	1,120	1,959	2,162	2,292	2,903	—	—	38,6	2,76
0,357	1,119	1,921	2,160	2,312	2,848	—	—	38,9	2,56
0,326	1,113	1,910	2,181	—	—	—	—	39,2	2,34

 1) Die in dieser Columnne stehenden Zahlen sind die für *Blattgold* erhaltenen.

2) Vgl. Anm. 1 auf voriger Seite.

Da aus den Zahlen für $\log p$ in diesen Tabellen nicht ohne weiteres ein Urteil über das Durchlässigkeitsverhältnis p selbst gewonnen werden kann, ist in den Figg. 4 und 5 der Verlauf der Grösse p für einige Metallschichten direct als Function der Wellenlänge λ dargestellt. Fig. 4 giebt ein Bild des Verlaufes der Durchlässigkeit i/J_0 im sichtbaren und ultravioletten Spectrum für drei verschieden dicke Silberschichten ($d = 48,6; 79$ und $100,4 \mu\mu$). Ungemein scharf tritt in allen drei Curven der Durchlässigkeitsstreifen des Silbers im Ultraviolett hervor. Auch erweisen sich die Angaben der Herren Liveing und Dewar, nach welchen das Durchlässigkeitsbereich auf das Wellenlängenintervall von $0,309$ bis $0,325$ beschränkt sein soll, als ziemlich richtig. Für die Beurteilung unserer Methode ist die Schärfe, mit der sich hier benachbarte Gebiete grosser Durchlässigkeit und starker Absorption voneinander abheben, von grosser Bedeutung. Sie bildet ein wichtiges Kriterium für die Reinheit unseres Spectrums.

Dass das Maximum der Durchlässigkeit mit dem von uns früher beobachteten Minimum der Reflexion genau zusammenfällt, bedarf kaum der Erwähnung, dagegen ist hervorzuheben, dass die bei $\lambda = 0,221 \mu$ beobachtete Durchlässigkeit etwas grösser ist wie bei $\lambda = 0,251 \mu$, sodass die Durchlässigkeit des Silbers unterhalb $\lambda = 0,251 \mu$ wieder zuzunehmen scheint.

In Fig. 5 ist die Grösse p für drei nahezu gleich dicke Schichten ($d = 79-80 \mu\mu$) von Silber, Gold und Platin in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge wiedergegeben in dem Spectralbereich $\lambda = 0,221$ bis $\lambda = 0,7 \mu$. Ausserordentlich deutlich tritt der verschiedene Charakter der einzelnen Metalle hervor. *Platin* erweist sich als sehr stark und nahezu für alle Wellenlängen gleichmässig absorbirend und zwar zeigt es eine nur geringe Zunahme der Durchlässigkeit mit wachsender Wellenlänge. *Gold* ist im sichtbaren Spectrum das bei weitem durchlässigste der Metalle und hat zwischen $\lambda = 0,50$ und $\lambda = 0,55 \mu$, ein deutlich ausgeprägtes Durchlässigkeitsmaximum. *Silber* endlich zeigt das bereits in Fig. 4 charakterisirte Verhalten und ist für die betrachtete Spiegeldicke bei $\lambda = 0,321 \mu$ ca. 1200 mal durchlässiger als Platin.

Die Curven der Figg. 4 und 5 geben indessen insofern kein ganz reines Bild von der Durchlässigkeit der Metalle,

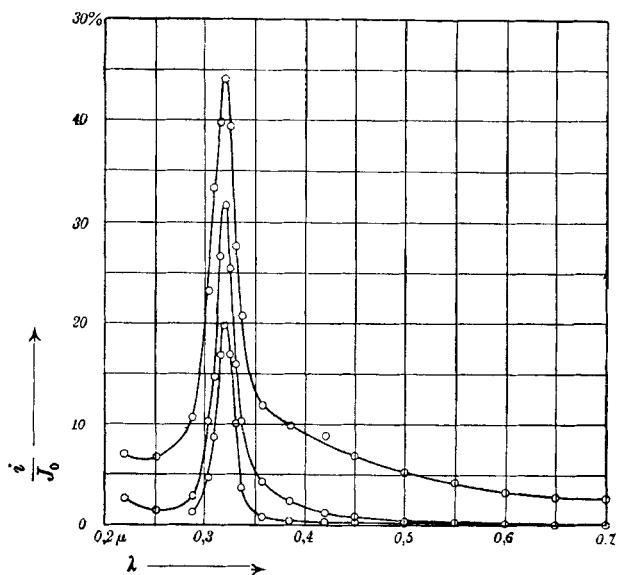


Fig. 4: Durchlässigkeit $\frac{i}{J_0}$ für Silber von 48,6, 79 u. 100,4 $\mu\mu$ Dicke.

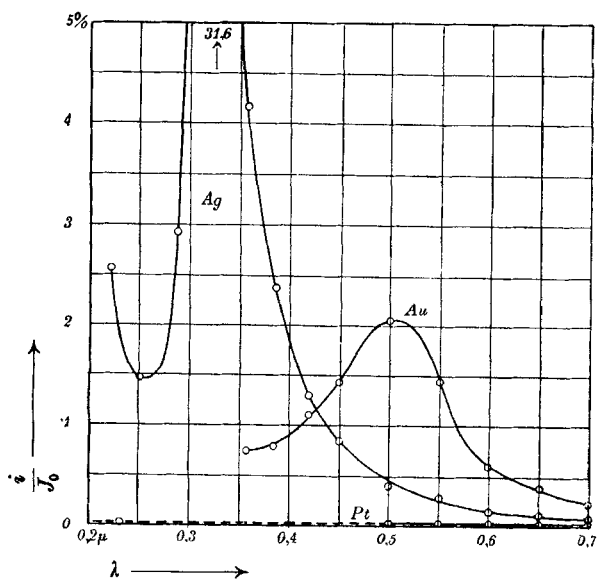


Fig. 5: Durchlässigkeit $\frac{i}{J_0}$ für Ag, Au, Pt bei gleicher Dicke (80 $\mu\mu$).

als darin nicht i/J , sondern i/J_0 dargestellt ist, mithin der Einfluss des Reflexionsvermögens noch nicht eliminirt ist. Bei Berücksichtigung dieses Einflusses würde man indessen zu Curven gelangen, welche mit den dargestellten dem Charakter nach übereinstimmen.

In der nächstfolgenden Abbildung (Fig. 6) sind die Werte von a für die drei Metalle in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge (für $\lambda = 0,2\text{--}1,5\ \mu$) dargestellt. Die Curven für Gold und Platin zeigen einen viel gleichmässigeren Verlauf als die für Silber. Das Minimum im Grün tritt bei dem *Gold*

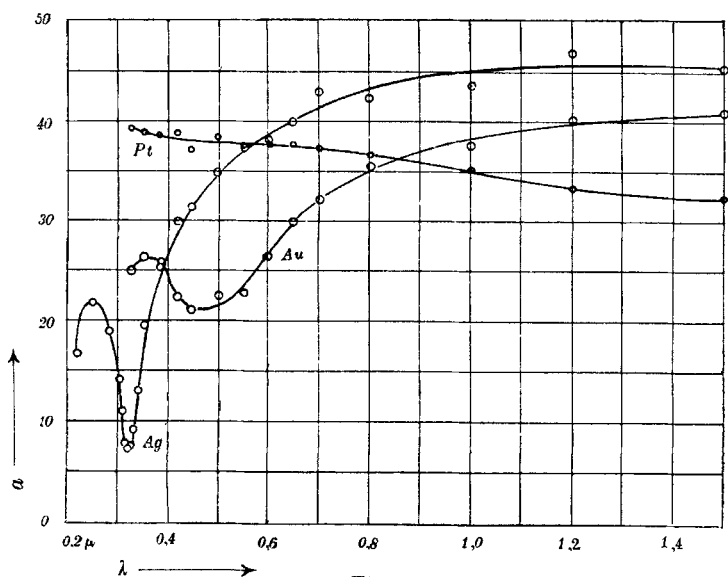


Fig. 6.

Absorptionsconstante a für Ag, Au, Pt.

deutlich hervor, bei ihm sowohl wie bei dem Silber nimmt a vom Grün nach dem Ultrarot rasch zu, während bei dem *Platin* eine Abnahme der Grösse a mit wachsender Wellenlänge unverkennbar ist. Bei $\lambda = 0,6\ \mu$ schneidet die a -Curve des chemisch niedergeschlagenen Silbers diejenige des Platins, dasselbe thut die a -Curve des Goldes bei $0,85\ \mu$, sodass das Platin in dem Gebiete der grössten hier betrachteten Wellenlängen als das durchlässigste Metall erscheint, während es im

Ultraviolett und im sichtbaren Spectralgebiet das bei weitem undurchlässigste Metall ist.

Wir haben darauf verzichtet, in den Tabellen und Figuren auch die Beobachtungsergebnisse von sechs gleichfalls untersuchten, durch Kathodenzerstäubung erhaltenen Silberschichten mitzuteilen, da wir nicht sicher sind, dass sie ganz oxydfrei waren. Indes wollen wir wenigstens kurz die Unterschiede erwähnen, welche unsere chemisch niedergeschlagenen und die durch Kathodenzerstäubung erhaltenen Silberschichten zeigten. Das Minimum im Ultraviolett war bei den chemisch niedergeschlagenen Silberschichten bedeutend stärker ausgeprägt, auch wächst die Grösse α im sichtbaren Gebiet viel stärker mit der Wellenlänge als bei den durch Kathodenzerstäubung hergestellten. Dieser letztere Gegensatz entspricht einem Unterschiede zwischen den nach den erwähnten beiden Herstellungsarten gewonnenen Schichten, welcher bereits in dem äusseren Aussehen derselben deutlich hervortritt. Wie schon oben erwähnt, sind die Schichten in beiden Fällen im durchgehenden Lichte blau, jedoch zeigen die durch Kathodenzerstäubung hergestellten einen Stich ins Grauviolette. Derartige Unterschiede sind auch schon bei Silberbelägen, welche nach verschiedenen Versilberungsverfahren hergestellt wurden, häufig beobachtet, so zuerst von Hrn. Quincke¹⁾, der angiebt, dass das Martin'sche Versilberungsverfahren das Silber in einer blau-durchsichtigen Modification abscheide, während man nach dem Böttger'schen und Petitjean'schen Verfahren eine graue bez. nur wenig bläuliche Modification erhalte. Aehnliche Angaben finden sich bei W. Wien und O. Wiener. Trotz dieses verschiedenartigen Verhaltens kann es sich bei beiden Silbermodificationen doch um chemisch reines Silber handeln, wie denn auch die Dichte beider Silberschichtenarten mit der normalen des compacten Silbers übereinstimmt.

Vergleichung unserer Resultate mit den Ergebnissen anderer Beobachter.

Ausser den eingangs besprochenen Untersuchungen Wernicke's, bei denen die Grössen α und g durch Intensitäts-

1) G. Quincke, Pogg. Ann. 129. p. 56. 1866.

vergleichung des eindringenden und durchgegangenen Lichtes ermittelt wurden, können auch die metalloptischen Untersuchungen von Jamin, sowie des Hrn. Quincke und Hrn. Drude zum Vergleich mit den unsrigen herangezogen werden. In jenen Arbeiten sind Messungen des Hauptazimuts und Haupteinfallswinkels der verschiedenen Metalle für spectral zerlegtes Licht enthalten, aus welchen man die Extinctionscoefficienten nach einer der metalloptischen Theorien berechnen kann. Die verschiedenen Theorien führen übrigens, worauf schon Hr. Wernicke hingewiesen hat, zu nahezu identischen Resultaten. Die so erhaltenen Werte von g sind für Silber in der Tab. 6 mit denen von Hrn. Wernicke und uns zusammengestellt.

Tabelle 6.

Extinctionscoefficienten des Silbers.

λ	g berechnet			g beobachtet	
	Jamin	Quincke	Drude	Wernicke	H. u. R. chemisch nieder- geschlagen
0,656 μ (C)	3,5	3,4	—	3,57	4,84
0,630	—	—	4,04	—	4,54
0,589 (D)	2,8	2,9	3,67	3,26	4,12
0,527 (E)	2,6	2,5	—	2,94	3,49
0,486 (F)	2,3	2,2	—	2,71	3,01
0,429 (G)	2,1	1,8	—	2,40	2,41

Tab. 7 giebt eine analoge Gegenüberstellung der von Hrn. Quincke und Hrn. Drude für Gold und Platin berechneten und von uns experimentell gefundenen Werte von g . Unsere in der letzten Columnne angegebenen Resultate zeigen eine bemerkenswerte Uebereinstimmung mit den Drude'schen Zahlen. Die bestehenden Unterschiede lassen sich durch die Verschiedenheit des Materiales in ungezwungener Weise erklären.

Tabelle 7.
Extinctionscoefficienten des Goldes und Platins.

λ	Gold			Platin		
	g ber.		g beob.	g ber.		g beob.
	Quincke	Drude	H. u. R.	Quincke	Drude	H. u. R.
0,656 μ (C)	2,9	—	3,69	4,2	—	4,58
0,630	—	3,20	3,31	—	4,54	4,37
0,589 (D)	2,5	2,82	2,82	3,7	4,26	4,08
0,527 (E)	1,8	—	2,20	3,3	—	3,66
0,486 (F)	1,4	—	1,96	3,1	—	3,39
0,429 (G)	1,3	—	1,72	2,9	—	3,02

Aus den in unseren früheren Arbeiten angegebenen Werten für das Reflexionsvermögen R und den hier gegebenen Extinctionscoefficienten g für gleiches λ kann mit Hülfe der Formel

$$n = \frac{1 + R}{1 - R} \pm \sqrt{\left(\frac{1 + R}{1 - R}\right)^2 - (g^2 + 1)}$$

der Brechungsexponent n der Metalle für die betreffenden Wellenlängen berechnet werden. Eine derartige Berechnung wird indes stets mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet sein, da schon kleine Fehler in der Bestimmung des Reflexionsvermögens grosse Fehler bei der Berechnung des Brechungsexponenten zur Folge haben müssen. So ereignet es sich in einigen Fällen (im ultravioletten Spectralgebiete bei dem Platin und Gold), dass die Grösse $(g^2 + 1)$ den Wert von $(1 + R/1 - R)^2$ übersteigt, was einen imaginären Wert von n zur Folge haben würde. Wahrscheinlich ist bei diesen Wellenlängen das Reflexionsvermögen etwas zu klein gemessen, was im Ultraviolett leicht eintreten kann, da hier etwaige Fehler in der Politur einen erheblicheren Einfluss auf das Resultat haben als in dem Gebiet grösserer Wellenlänge. Immerhin ist von Interesse, dass die obige Formel in Uebereinstimmung mit den bisher vorliegenden Messungen von Kundt¹⁾, Quincke, Drude u. a. für Silber Werte von n liefert, welche von 0,63

1) A. Kundt, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin. p. 255. 1888.

für Ultrarot ($\lambda = 1,5 \mu$) und 0,4 im Rot allmählich bis auf 0,22 im Blau sinken, im Ultraviolett bei $0,357 \mu$ ein Minimum von 0,2 erreichen, also bis hierher anomale Dispersion zeigen, um dann rasch bis 3,50 für $\lambda = 0,251 \mu$ wieder anzusteigen.

Bei Gold giebt die Berechnung mittels der obigen Formel in Uebereinstimmung mit den älteren Angaben im sichtbaren Spectralgebiet starke normale Dispersion; der Brechungsexponent wächst von 0,37 bei $\lambda = 0,700 \mu$ stetig bis auf 1,63 bei $\lambda = 0,450 \mu$ an. Im Ultraviolett und im Ultrarot ist die Dispersion gering, im Ultrarot aber deutlich anomal, n steigt hier mit wachsender Wellenlänge von 0,37 bei $0,8 \mu$ auf 0,88 bei $1,500 \mu$.

Platin endlich giebt sehr hohe Brechungsexponenten und starke anomale Dispersion. Von $\lambda = 0,45$ bis $\lambda = 0,7 \mu$ wächst der Brechungsexponent von 2,1 stetig auf 3,1 und erreicht im Ultrarot bei $\lambda = 1,200 \mu$ den grössten Wert 4,5.

Ein Vergleich unserer Resultate mit den Forderungen der Maxwell'schen Theorie kann zunächst noch nicht gegeben werden, da die Zahl der untersuchten Metalle noch zu gering und das Spectralgebiet, auf welches sich unsere Beobachtungen erstrecken, nicht weit genug nach der Seite der langen Wellen ausgedehnt ist. Es kann daher die aus p. 450 hervorgehende Thatsache, dass im Ultrarot die Reihenfolge der Absorptionsconstanten a für die Metalle dieselbe ist, wie diejenige des elektrischen Leitungsvermögens, noch auf einem Zufall beruhen. Sollte indessen dieses Resultat mit der Maxwell'schen Theorie im Zusammenhange stehen, so müsste dasselbe mit wachsenden Wellenlängen schärfer hervortreten; ausserdem würde dann bezüglich der Grösse a eine ähnliche Abhängigkeit von der Temperatur in dem Gebiete langer Wellen zu erwarten sein, wie sie bei dem elektrischen Leitungsvermögen der Metalle besteht. Wir gedenken deshalb unsere Versuche nach dieser Richtung hin unter Benutzung sehr langer Wellen fortzusetzen.

(Eingegangen 10. April 1902.)
