

nicht ausser Acht gelassen werden; denn sie kommt mit Nothwendigkeit zur Interferenz mit den an den Elementarspiegeln zurückgeworfenen Wellen; und für die Interferenz ist nicht die Intensität, sondern die Amplitude mit dem Betrage

$$\sqrt{0,04} = 0,2$$

maassgebend. Selbst in dem günstigsten Falle, dass die Amplitude der Gesamtwelle des aus der Tiefe der Schicht reflectirten Lichtes nahe den Werth 1 erreichte, würden das Maximum und Minimum ihrer Interferenz mit der Oberflächewelle annähernd im Amplitudenverhältniss

$$(1 + 0,2) : (1 - 0,2) = 3 : 2,$$

also annähernd im Intensitätsverhältniss 9 : 4 stehen. In Wirklichkeit wird dies Verhältniss noch grösser sein und darf nicht ausser Acht bleiben. Dafür enthält die vorliegende Mittheilung auch eine Reihe experimenteller Beweise.

Die Oberflächewelle würde nur dann nicht stören, wenn sie für die wirksam gewesene Farbe die gleiche Phase hätte, wie die Elementarwellen. Dies wäre z. B. der Fall, wenn man annehmen dürfte, dass ein Knoten der stehenden Lichtwellen — ich spreche hier und im Folgenden nur von der elektrischen Kraft der Wellen — während der Belichtung in der Oberflächewelle der Schicht läge und dass die Phasenänderung bei Zurückwerfung an einem durch die Entwicklung entstandenen Elementarspiegel gleich Null wäre. Beide Annahmen hat man in der That gemacht¹⁾ und beide sind unrichtig.

Es herrscht also im allgemeinen keine Uebereinstimmung in der Phase der Oberflächewelle und Tiefenwelle für die wirksam gewesene Farbe und dadurch wird die Richtigkeit der Farbenwiedergabe gestört.

Man überzeugt sich leicht von diesem störenden Einfluss der Oberflächereflection, indem man sie einfach ausschaltet. Taucht man z. B. die Platte unter Benzol, dessen Brechungsindex dem der Schicht nahe liegt, so treten die richtigen Farben auf, insofern keine weiteren Fehler vorliegen.

Ich werde im Folgenden zeigen, von welchen Umständen der Phasenunterschied zwischen der Oberflächewelle und den

1) Vgl. z. B. Labatut, Compt. rend. 113. p. 126. 1891.

9. Ursache und Beseitigung eines Fehlers bei der Lippmann'schen Farbenphotographie, zugleich ein Beitrag zu ihrer Theorie, von Otto Wiener.

Bei meiner Untersuchung über Körperfarbenphotographie¹⁾ stiess ich auf einen Fehler des Lippmann'schen Verfahrens²⁾, der bisher noch nicht aufgeklärt war und der auch in rein physikalischer Hinsicht interessante Seiten darbietet.

Wenn man eine Photographie des Spectrums nach Lippmann, mit Bromsilbergelatine und unter Anwendung von Farbstoffsensibilisatoren hergestellt, einmal von der Schichtseite, einmal von der Glasseite aus im senkrecht zurückgeworfenen Licht betrachtet, so beobachtet man von den beiden Seiten aus an derselben Stelle der Platte verschiedene Erscheinungen dafür, die ich in der Literatur gefunden habe, sind nicht richtig.

Man hat bisher den Einfluss, den die an der Oberfläche der Schicht zurückgeworfene Lichtwelle auf die wiedergegebene Farbe hat, entweder übersehen oder falsch beurtheilt oder endlich sogar geleugnet.

Diesen letzten Standpunkt nimmt Meslin³⁾ ein, indem er die nach der Formel $J = (n - 1)^2 / (n + 1)^2$ zu 0,08 berechnete Intensität des an der Schicht in Luft bei senkrechtem Einfall zurückgeworfenen Lichtes glaubt nicht beachten zu brauchen. Obgleich aus $n = 1,5$, wie Meslin annimmt⁴⁾, für J nur 0,04 folgen würde, darf trotzdem diese Lichtwelle

1) O. Wiener, Wied. Ann. 55. p. 250. 1895.

2) G. Lippmann, Compt. rend. 112. p. 274. 1891; 114. p. 961. 1892.

3) Vgl. z. B. G. Meslin, Ann. de chim. et de phys. (6) 27. p. 369. 1892.

4) l. c. p. 374.
5) l. c. p. 370.

Elementarwellen abhängt und wie im einzelnen der dadurch bedingte Fehler beseitigt werden kann.

1. Abstand der ersten Bauebene von der Grenzfläche Gelatine-Quecksilber.

Es ist öfters behauptet worden, ich hätte gezeigt, dass in der Reflexionsebene ein Schwingungsknoten der stehenden Lichtwellen liege, und zwar auch unter den Bedingungen des Lippmann'schen Verfahrens. Mein Versuch¹⁾ bezog sich indess nur auf die Reflexion an Glas, nicht an einem Metall. Die Phasenänderung an einem solchen hat aber nicht wie an einem durchsichtigen, optisch dichteren Mittel den Betrag von 0,5 Wellenlängen, sondern wie aus Theorie und Experiment²⁾ hervorgeht, einen anderen Betrag. Welchen, das liesse sich zwar theoretisch berechnen; indess würde man keine Sicherheit haben, ob der berechnete Werth unter den Bedingungen des Versuchs wirklich zuträfe. Die Untersuchungen über die absolute Phasenänderung bei Reflexion an Metallen haben gezeigt, dass diese Grösse unter Umständen ausserordentlich empfindlich ist gegen Spuren von Verunreinigung der Grenzfläche.³⁾

Bei dieser Sachlage war es erforderlich, durch den Versuch unmittelbar die Phasenänderung des Lichtes bei Reflexion in Gelatine an Quecksilber zu bestimmen. Hr. H. Wallbott hat dies auf meine Veranlassung hin gethan⁴⁾ und die Phasenänderung bei Reflexion in reiner, unter dem Exsiccator getrockneten Gelatine an reinem Quecksilber für Farben von der Wellenlänge $\lambda = 625 \mu\mu$ bis $475 \mu\mu$ gleich einer Beschleunigung φ von bez. 0,405 bis 0,411 Wellenlängen gefunden, unter gleichmässigem Ansteigen der Werthe bis zu diesem Betrage. Die zum Theil extrapolirten theoretischen Werthe fallen in den gleichen Grenzen von etwa 0,414 bis zu 0,404 Wellenlängen ab.

1) O. Wiener, Wied. Ann. 40, p. 229, 1890.

2) W. Wernicke, Pogg. Ann. 159, p. 198, 1876.

3) W. Wernicke, Wied. Ann. 51, p. 448, 1894.

4) H. Wallbott, Die Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion an Quecksilber. Giessener Dissertation. Leipzig: J. A. Barth, 1899. Im Auszug in Wied. Ann. 68, p. 471, 1899.

War die Gelatine nicht unter dem Exsiccator, sondern nur in Luft getrocknet bei einer relativen Feuchtigkeit der Luft von etwa 75 Proc., so nahm die Phasenbeschleunigung φ von 0,476 für $\lambda = 625 \mu\mu$ stetig bis 0,393 für $\lambda = 475 \mu\mu$ ab. Der kleinste Werth wurde bei einer Platte für $\lambda = 469$ mit $\varphi = 0,388$, der grösste für $\lambda = 635$ mit $\varphi = 0,491$ gefunden.

Eine Verunreinigung des Quecksilbers mit $\frac{1}{1000}$ Proc. Blei ergab keinen Einfluss auf die Phasenänderung, wenigstens bei Reflexion in Glimmer an Quecksilber.

Für die besonderen Zwecke der Farbenphotographie nach Lippmann wäre noch die Bestimmung der Phasenänderung für die mit Bromsilber und Farbstoffen präparirte Gelatine- und Eiweisschicht erwünscht. Es ist indess nicht wahrscheinlich, dass die Phasenänderung sich hierbei noch wesentlich anders verhielte, als die bei an Luft getrockneter Gelatine, denn die letztere verhält sich bereits so, als ob die Gelatine eine unreinigende Oberflächenschicht enthielte, und höchstens so könnte sie sich wohl bei der sensibilisirten Schicht auch verhalten.

Die Grösse der Phasenbeschleunigung φ bei Reflexion des Lichtes am Quecksilber bestimmt den Abstand a der ersten Bauebene von der Grenze Gelatine-Quecksilber. Für diese Ebene muss der Gangunterschied zwischen der einfallenden und zurückgeworfenen Ebene Null sein, d. h. es ist:

$$0 = \frac{2a}{\lambda} - \varphi,$$

also:

$$a = \frac{\varphi}{2} \lambda,$$

d. h. der gesuchte Abstand beträgt das $\frac{1}{2} \varphi$ fache derjenigen Wellenlänge, welche dem wirksam gewordenen Licht in Gelatine zukommt.

Würde die Phasenänderung bei der sensibilisirten Gelatine die gleiche wie bei reiner Gelatine sein, so wäre jener Abstand bei gut unter dem Exsiccator getrockneten Platten durchschnittlich 0,205 Wellenlängen; bei an Luft getrockneten Platten wäre der Abstand im blauen Theile des Spectrums merklich ein anderer wie im rothen, nämlich im blauen ein kleinster von etwa 0,20, im rothen ein grösster von etwa 0,24. Am rothen Ende des Spectrums könnte er unter Umständen nahe den Werth 0,25 erreichen.

2. Phasenänderung bei Reflexion an einem Elementarspiegel der entwickelten Lippmann'schen Platte.

Unter dem „Elementarspiegel“ verstehe ich nicht eine geometrische Ebene, sondern eine Schicht endlicher Dicke, welche den photographischen Niederschlag enthält, der sich symmetrisch um die geometrische Bauebene der stehenden Lichtwellen anordnet. Diese Ebene ist daher zugleich die Symmetrieebene des Elementarspiegels.

Unter der „Phasenänderung bei Reflexion an einem Elementarspiegel“ verstehe ich den Unterschied der Phase der von dem Elementarspiegel zurückgeworfenen Welle gegenüber der Phase der in seiner Symmetrieebene einfallenden Lichtwelle.

Lippmann¹⁾ hat diese Phasenänderung in der Theorie seines Verfahrens gleich Null gesetzt, wohl aber nicht deshalb, weil er diesen Werth für den richtigen hielt, sondern weil bei jeder Theorie, welche die Reflexion an der Oberfläche nicht berücksichtigt, jene Phasenänderung in den Differenzen der Gangunterschiede herausfällt. In gleicher Weise dürfte die Angabe von Niewenglowski²⁾ aufzufassen sein, der ohne nähere Begründung sie gleich einer halben Wellenlänge setzt.

Es ist eben nicht ganz leicht, von vornherein etwas Bestimmtes über diese Phasenänderung auszusagen, bevor man genauer über die optischen Constanten des Niederschlages und die Art seiner Vertheilung unterrichtet ist.

Es giebt im wesentlichen zwei Annahmen, die man darüber machen kann. Beide sollen genauer erörtert werden. Sie führen zu verschiedenen Werthen der Phasenänderung und man kann daher experimentell darüber entscheiden. Die Entscheidung konnte für die Photographien, mit denen ich experimentirte, thatsächlich durch einen später mitzutheilenden Versuch getroffen werden. Gleichwohl kann man mit Sicherheit sagen, dass auch die andere Annahme für bestimmte Arten von Farbenphotographien zutreffen muss.

Die letztere Annahme — sie werde als Annahme I bezeichnet — setzt voraus, dass im wesentlichen nur die Ver-

1) G. Lippmann, Journ. de phys. (3) 3. p. 97. 1894.

2) G. H. Niewenglowski, Eder's Jahrb. f. Photogr. S. p. 81. 1894.

schiedenheiten des Brechungsexponenten in der Schicht es sind, welche die Reflexionen veranlassen.

Diese Annahme wurde schon von Lippmann¹⁾ als möglich bezeichnet „au moins dans certains cas“. Er verstand darunter jedenfalls seine Farbenphotographien mit Chromgelatine, deren Zustandekommen er vorher auf diese Weise erklärt hatte²⁾, und bei denen in der That eine andere Möglichkeit ausgeschlossen ist.

Diese Erklärung wurde von Schütt³⁾ als die auch für Bromsilberplatten einzig mögliche hingestellt.

Auch ich hatte schon früher bei meiner Untersuchung der Körperfarbenphotographien mich auf den Boden dieser Annahme gestellt und unter ihrer Voraussetzung bewiesen⁴⁾, dass dann die Phasenänderung an einem Elementarspiegel eine viertel Wellenlänge betragen muss, und einen zweiten Beweis in Aussicht gestellt, der alsbald hier folgen soll.

Der ausführlichen Theorie seiner Farbenphotographie hat Lippmann⁵⁾ eine andere Annahme zu Grunde gelegt. Danach sollen die Reflexionen erfolgen durch „molécules réfléchissantes disséminées“. Dabei braucht man wohl das Wort „molécules“ nicht streng zu nehmen; es spielt auch in der Theorie keine wesentliche Rolle, dass es gerade Molecüle sind, es genügt, dass der photographische Niederschlag in Dimensionen abgeschrieben wird, die klein gegen eine Wellenlänge sind, zum mindesten in der Dickenerstreckung der Schicht, während die Dimensionen parallel der Schichtoberfläche beliebig gross sein dürfen.

Es ist ferner nicht erforderlich, dass die abgeschiedenen Theilchen aus reinem Silber bestehen, wenigstens nicht aus metallischem Silber, es könnte auch moleculares Silber oder eine Silberverbindung sein. Wesentlich ist aber, dass der Niederschlag insofern metallähnlich ist, als sein Reflexionsvermögen nicht allein von dem Brechungsexponenten abhängen

1) G. Lippmann, Journ. de phys. (3) 3. p. 107. 1894.

2) G. Lippmann, Compt. rend. 115. p. 575. 1892.

3) F. Schütt, Wied. Ann. 57. p. 533. 1896.

4) O. Wiener, Wied. Ann. 55. p. 255. 1895.

5) G. Lippmann, Journ. de phys. (3) 3. p. 97. 1894.

darf, sondern durch sein Absorptionsvermögen mitbedingt sein muss.

Die so abgegrenzte Annahme werde als Annahme II bezeichnet.

Ich wende mich zunächst zu der Annahme der Reflexion allein durch Unterschiede im Brechungsexponenten.

Dieselbe ist bereits von Schütt¹⁾ zum Ausgangspunkt einer Theorie gemacht worden. Seine Theorie beschränkt sich aber auf die etwas sehr schematische Voraussetzung, dass in der fertigen Platte Schichten von abwechselnd constanten niederen und constanten höheren Brechungsexponenten und je ein viertel Wellenlänge Dicke miteinander abwechseln. Er macht also die beiden vereinfachenden Voraussetzungen, dass erstens die Elementarschicht gerade ein viertel Wellenlänge Dicke besitzt, und dass zweitens der Brechungsexponent innerhalb und ausserhalb derselben jeweils constant ist.²⁾

Von beiden Voraussetzungen kann man mit Leichtigkeit absehen. Es möge zunächst die erste Voraussetzung fallen, es habe also die Elementarschicht eine beliebige Dicke zwischen

1) F. Schütt, l. c. p. 547.

2) Leider geht Hr. Schütt ausserdem von einem falschen Ansatz aus. In seinem Streben, Combinationen zweier Ebenen zu finden, die eine gesuchte Lichtart mit *überestimmenden* Phasen zurückwerfen, übersieht er, dass die gleiche Lichtart an anderen Ebenen mit *entgegengesetzten* Phasen zurückgeworfen werden kann. Für die beiden Fälle, dass die betrachteten Ebenen um ein gerades und um ein ungerades Vielfaches einer viertel Wellenlänge λ der wirksam gewordenen Farbe voneinander abstehen, findet er, dass Lichtarten von der Wellenlänge λ' , bez. λ'' mit gleicher Phase zurückgeworfen werden, wenn sie den Bedingungen genügen:

$$\lambda' = \frac{n\lambda}{2m} \quad \text{bez.} \quad \lambda'' = \frac{n\lambda}{2m-1}$$

worin n und m ganze Zahlen bedeuten. Um ein Beispiel zu nehmen, so werde in der ersten Formel $n = 4$, $m = 3$, in der zweiten $n = 2$, $m = 2$ eingesetzt, die Formeln führen dann zum gleichen Werthe für λ' und λ'' , nämlich $\frac{2}{3}\lambda$. Die Lichtart dieser Wellenlänge ($\frac{2}{3}\lambda$) müsste also durch Interferenz begünstigt werden. In Wirklichkeit wird sie durch die Interferenz der von je zwei um $\lambda/2$ abstehenden Ebenen völlig beseitigt. Damit verlieren auch alle Folgerungen aus dieser Theorie ihre Beweiskraft, wenigleich ihr, wie sich zeigen wird, ein brauchbarer Kern zu Grunde liegt.

Null und einer halben Wellenlänge. Ihre Grenzen lasse man zusammenfallen mit den Stellen der stärksten Aenderung des Brechungsexponenten und nehme vorläufig der Leichtigkeit des Verständnisses halber, unter Beibehaltung der zweiten Voraussetzung, den Brechungsexponent innerhalb und ausserhalb der Elementarspiegelschicht jeweils als constant an.

Die an einem Elementarspiegel zurückgeworfene Welle setzt sich dann in Wirklichkeit aus zwei Wellen zusammen, deren erste am optisch dichteren, deren zweite am optisch dünneren Mittel zurückgeworfen wird, wenn man zunächst der Schicht des Elementarspiegels einen grösseren Brechungsexponenten als ausserhalb desselben zuschreibt. Phase und Amplitude der zusammengesetzten Welle findet man dann nach der Fresnel'schen Regel¹⁾:

Stellt man eine Welle, bez. die durch sie in einem Punkte erzeugte Sinusschwingung durch einen Fahrstrahl dar, dessen Länge die Amplitude, dessen Winkel mit einer Anfangsrichtung die Phase angiebt, so stellt die geometrische Summe (Zusammensetzung nach dem Kräfteparallelogramm) der zu zwei Schwingungen von gleicher Schwingungsdauer gehörigen Fahrstrahlen die zusammengesetzte Schwingung nach Amplitude und Phase dar.

Im vorliegenden Falle wähle man die Anfangsrichtung so, dass sie die Phase einer in der Symmetrieebene des Elementarspiegels ankommenden Welle H_0 darstelle. Die an der zweiten Grenze des Elementarspiegels, also an optisch dünneren Mittel zurückgeworfene Welle erfährt gegenüber H_0 eine Phasenverzögerung, die nur durch den von der Mitte der Elementarspiegelschicht bis zu ihrer im Abstand d befindlichen unteren Grenze doppelt zurückgelegten Weg bedingt ist und also in Wellenlängen ausgedrückt den Werth $2d/\lambda$, in Bogenmaass ausgedrückt den Werth

$$\varphi = 2\pi \frac{2d}{\lambda}$$

besitzt; H_2 bildet also mit H_0 den Winkel φ ; es ist dabei die Phasenverzögerung durch Drehung des Ausgangsfahrstrahles

1) Vgl. einfachen geometrischen Beweis im Leitfaden der Physik von E. Mach, 2. Aufl. § 137. p. 97. 1891; vgl. auch A. Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. 5. Aufl. I. p. 703. 1895.

im entgegengesetzten Sinn des Uhrzeigers dargestellt (vgl. Fig. 1). Die an der ersten Grenze des Elementarspiegels, also am optisch dichteren Mittel zurückgeworfene Welle erfährt gegenüber H_0 zunächst eine Phasenverzögerung von einer halben Wellenlänge durch den

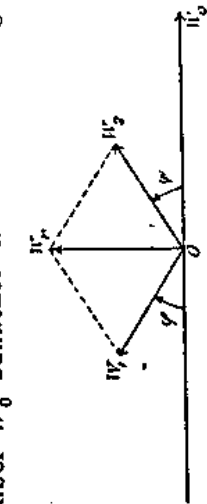


Fig. 1.

Act der Reflexion; da sie aber gegenüber H_0 einen um $2d$ kleineren Weg zurückgelegt hat, so hat die gesamte Phasenverzögerung, in Bogenmass ausgedrückt, nur den Werth $\pi - \varphi$. Man findet also die Richtung H_1 , indem man an der H_0 entgegengesetzten Richtung den Winkel φ im Sinne kleiner werdender Winkel abträgt. Zieht man die Diagonale des aus H_1 und H_2 construirten Parallelogramms, so findet man den die zusammengesetzte Welle darstellenden Fahrstrahl H_0 . Er steht zufolge der Construction senkrecht auf H_0 ; die am Elementarspiegel reflectirte Gesamtwellen erfährt also an ihm eine Phasenverzögerung von einer viertel Wellenlänge.

Die Phasenänderung ist die gleiche, wie gross man auch die Dicke $2d$ des Elementarspiegels wählen mag. Die Grösse von $2d$ hat nur Einfluss auf die Grösse der Amplitude, die mit $2d$ verschwindet und für $2d = \lambda/4$ ein Maximum erreicht, d. i. für den Specialfall des Schüttischen Schemas.

Der obige Beweis lässt sich ohne weiteres auf den Fall der stetigen Aenderung des Brechungsexponenten übertragen. Es treten nur an die Stelle der geradlinigen Fahrstrahlen H_1 und H_2 zwei stetig gekrümmte Curvenstücke, welche aber gleichfalls spiegelbildlich zu der auf H_0 errichteten Normale verlaufen und sich daher auch zu einem in dieser Normale liegenden Fahrstrahle H_0 zusammensetzen müssen.

Damit ist die oben aufgestellte Behauptung allgemein bewiesen: Unter den angegebenen Bedingungen ist die Phasenänderung bei Reflexion an einem Elementarspiegel, bezogen auf die geometrische Mittelebene seiner Schicht, eine viertel Wellenlänge, und zwar eine Phasenverzögerung, wenn, wie hier vorausgesetzt, die Schicht des Elementarspiegels einen höheren Brechungsexponenten hat als seine Umgebung, eine Phasenbeschleunigung

vom gleichen Betrage, wenn sie einen kleineren Brechungsexponenten hat.

Dabei ist freilich noch vorausgesetzt, dass die Amplituden der an beiden Grenzflächen des Elementarspiegels reflectirten Wellen als gleich gross angenommen werden dürfen. In Wirklichkeit muss die Amplitude, welche zu der zweiten Reflexion gehört, die kleinere sein, allein schon wegen des Intensitätsverlustes des Lichtes bei der ersten Reflexion.

Will man diese Verschiedenheit der Amplituden berücksichtigen, so ersieht man aus Fig. 1, dass die Phase der resultirenden Welle H' , etwas grösser als 90° ($1/4\lambda$) werden muss, wenn $H_2 < H_1$, und zwar um so mehr, je kleiner das Amplitudenverhältniss v von H_2 zu H_1 ist, und ferner um so grösser, je kleiner bei gleichem v der Winkel φ ist.

Quantitativ lässt sich leicht ersehen, dass die Vergrösserung ϵ der Phasenverzögerung über 90° hinaus aus v und φ sich durch die folgende Gleichung berechnen lässt:

$$\operatorname{tg} \epsilon = \frac{1 - v}{(1 + v)} \operatorname{tg} \varphi.$$

Aus dieser Formel erkennt man, dass selbst in ungünstig geprüften Fällen ϵ keine grossen Beträge erreichen wird. Nach von mir angestellten angenäherten Messungen, deren Mittheilung mich hier zu weit führen würde, dürfte bei den Farbenphotographien, mit denen ich experimentirte, v schwerlich kleiner als 0,85 sein. Macht man ferner die Annahme, dass die Stelle des schroffsten Wechsels der Brechungsexponenten von der Bauebene nur in $1/4$ ihres Abstandes von der Knotenebene entfernt liegt, so würde $\varphi = 45^\circ$ und $\operatorname{tg} \varphi = 1$ werden; daraus ergibt sich ϵ zu rund 5%, entsprechend einer Vermehrung der Phasenverzögerung von 0,015 Wellenlängen; würde die Stelle des schroffsten Wechsels nur in $1/6$ jenes Abstandes von der Bauebene abliegen, so wäre $\varphi = 22,5^\circ$, und daraus ergäbe sich ϵ zu rund 11%, entsprechend einer Vermehrung der Phasenverzögerung von 0,031 Wellenlängen. Die letztere Annahme ist aber schon sehr unwahrscheinlich.

Zwar folgt aus obiger Formel für $\varphi = 0^\circ$, $\epsilon = 90^\circ$, sodass die gesammte Phasenverzögerung ψ an dem Elementarspiegel 180° oder eine halbe Wellenlänge sein würde. Man darf aber

nicht übersehen, dass zugleich mit φ , also auch zugleich mit der Dicke des Elementarspiegels, die Amplitude der an ihm reflectirten Welle gegen Null convergirt. Denn obgleich die Amplitude der an der hinteren Fläche des Elementarspiegels zurückgeworfenen Welle kleiner ist als die für die vordere Fläche, wegen des durch sie bedingten Intensitätsverlustes, so wird die Amplitude der Gesamtwelle doch streng Null bei Berücksichtigung der mehrfach hin- und hergehenden Reflexionen, so lange wenigstens eine merkliche Absorption in der Schicht nicht in Frage kommt.

Wesentlich anders liegen aber die Verhältnisse, wenn noch eine Absorption in der Elementarschicht zu berücksichtigen ist, welche der metallischen Absorption gleich oder nahe kommt. Hier kann eine Schicht von $\frac{1}{1000}$ Wellenlänge Dicke noch merkliche Reflexion ausüben, was für eine gleiche Dicke, nicht absorbirende Schicht nicht mehr der Fall ist.

Damit ist bereits auf die andere Möglichkeit von der Wirkungsweise des photographischen Niederschlags eingegangen, wonach dieser in getrennten, gegen die Lichtwelle kleinen Theilchen oder entsprechend dünnen Schichten angeordnet ist.

Man hat gegen diese Auffassung geltend gemacht, dass die Schicht gar nicht kernlos erscheint, wie sie voraussetzen müsste. Neuhauss¹⁾ und Schütt²⁾ haben mit dem Mikroskop Körner von einem Durchmesser bis gegen 0,0015 bez. 0,0013 mm nachzuweisen geglaubt. Doch waren das wirklich Körner, was sie sahen? Wenn man so schliesst, übersieht man, dass durch die mikroskopische Betrachtung nur die Flächenansicht dieser Gebilde beobachtet wurde, nicht die Seitenansicht. Aber gerade Neuhauss ist ja auch die schwierigste Aufgabe gelungen, einen Querschnitt der Schicht mikroskopisch zu photographiren. Hr. Dr. Neuhauss hat die Freundlichkeit gehabt, mir die Positive zweier seiner Aufnahmen zu senden, aus denen die Einzelheiten noch etwas schärfer zu erkennen sind, als in der Abbildung in den Annalen.³⁾ Hier ist von einem Korn nichts mehr zu erkennen, sondern nur die periodische Veränderlichkeit der Dichte des Niederschlags.

1) R. Neuhauss, Verh. d. Phys. Ges. zu Berlin 14, p. 18. 1895.

2) F. Schütt, l. c. p. 537.

3) R. Neuhauss, Wied. Ann. 65, p. 165. 1898.

Mithin darf man aus den obigen Beobachtungen nicht auf nach allen Seiten gleich dicke Körner, sondern nur auf Blättchen schliessen, deren seitliche Dimensionen die Lichtwellenlänge zum Theil übertreffen, deren Dicke aber unterhalb der Wellenlänge bleibt.

Uebrigens gibt Schütt die Möglichkeit solcher feineren Lamellen doch zu mit den Worten: „Von einer Lamellenbildung durch diesen Niederschlag kann demnach überhaupt nicht die Rede sein, wohl aber von einer Lamellenbildung in demselben.“

Es fragt sich nun, woraus der Niederschlag besteht. Dass es cohärentes metallisches Silber wäre, dagegen spricht seine in der Durchsicht braune Farbe, während cohärentes Silber bekanntlich in der Durchsicht blau ist.

Dagegen ist die Annahme sehr wahrscheinlich, dass der Niederschlag aus molecularem Silber besteht oder zum mindesten aus einem ihm optisch nahestehenden Körper.

Unter molecularem Silber versteht Wernicke¹⁾ Silber, dessen Molecüle durch irgendwelche andere Theilchen von einander getrennt sind²⁾, so dass die starken metallischen Cohäsionskräfte nicht zur Geltung kommen, das aber durch Druck und andere Einflüsse leicht in cohärentes Silber übergeführt werden kann.

In scharfsinniger Weise hat Wernicke nachgewiesen, dass diese beiden Modificationen es sind, welche die Widersprüche erklären, die zwischen den Beobachtungen verschiedener Beobachter über die absolute Phasenänderung des Lichtes an dünnen Metallschichten unter sich und mit der Theorie bestanden.

Kurz vorher hatte schon Drude³⁾ jene Abweichungen auf eine sehr dünne Oberflächenschicht des Silbers zurückgeführt und deren optische Constanten bestimmt.

Diese Constanten sind also nach Wernicke diejenigen des molecularen Silbers. Sie unterscheiden sich von denen

1) W. Wernicke, Wied. Ann. 52, p. 523. 1894.

2) Ob die Aneinanderlagerung zweier Silbermolecüle bereits diesen die Eigenschaften des cohärenten Silbers ertheilt, dürfte wohl nicht wörtlich nehmen muss.

3) P. Drude, Wied. Ann. 50, p. 595. 1893; 51, p. 77. 1894.

des cohärenten Silbers durch einen bedeutend grösseren Brechungsexponenten n und einen bedeutend kleineren Absorptionsexponent κ (der sich auf die Strecke einer Wellenlänge bezieht, während der Absorptionsexponent $n \cdot \kappa$ sich auf gleiche absolute Längen bezieht). Nach Drude sind die Constanten für cohärentes Silber $n = 0,181$; $n \cdot \kappa = 3,67$; also $\kappa = 20,3$; diejenigen für moleculares Silber zufolge der Deutung von Wernicke: $n = 4$; $n \cdot \kappa = 2,82$; also $\kappa = 0,705$.

Es hat eine hohle Wahrscheinlichkeit für sich, dass die letzteren Constanten zugleich annähernd diejenigen des photographischen Niederschlags bei den Lippmann'schen Bromsilberplatten sind, selbst in dem Falle, dass der Niederschlag nicht aus reinem Silber, sondern aus einem Oxyd desselben bestehen sollte. Denn nach Wernicke¹⁾ ist das optische Verhalten eines solchen nur wenig von dem des molecularen Silbers verschieden.

Die nächste Frage ist die nach der Dicke der zusammengedrängt gedachten Silberschicht, die sich in einem Elementarspiegel durch die Entwicklung abscheiden kann. Ihre obere Grenze lässt sich abschätzen aus dem Verhältniss der angewandten Substanzmengen und den specifischen Gewichten und Brechungsexponenten der in der präparirten Schicht vorliegenden Stoffe. Die Platten, welche zu den für die vorliegende Frage maassgebenden Versuchen benutzt wurden, waren nach dem von Neuhauß²⁾ angegebenen Recept hergestellt. Würde durch die Entwicklung alles Silber zwischen zwei aufeinanderfolgenden Knotenebenen ausgeschieden, so würde dieses zusammengedrängt eine Schicht von etwa $2,9 \mu$ (Millionstel mm) ausfüllen. Macht man die nächstliegende Annahme, dass nur die Hälfte ausgeschieden wird, so würde sie etwa $1,4 \mu$ betragen.

Das Reflexionsvermögen einer Silberschicht solcher Dicke darf nicht unterschätzt werden. Bei einer früheren (Gelegenheit³⁾ habe ich die Dicke derjenigen dünnsten Silberschicht bestimmt, die sich eben noch durch ihr Reflexionsvermögen von der un-

1) W. Wernicke, Wied. Ann. 52. p. 525. 1894.

2) R. Neuhauß, Die Photographie nach Lippmann's Verfahren; Encklopädie der Photographie. Heft 33. Halle a. S. Verl. v. W. Knapp. 1898.

3) O. Wiener, Wied. Ann. 51. p. 666. 1897.

bedeckten durchsichtigen Unterlage (Glimmer) abhebt. Der gefundene Mittelwerth aus zwei Zahlen war $0,13 \mu$. Da man den Moleculen eine Grösse von dieser Ordnung zuschreibt, so dürften Lippmann's „molécules réfléchissantes disséminées“ vielleicht sogar wörtlich genommen werden.

Einer Silberschicht von $1,4 \mu$ Dicke kommt also bereits ein nicht unbedeutendes Reflexionsvermögen zu. Trotz merklicher Absorption ist eine solche Schicht aber noch sehr gut durchsichtig, sodass die diesbezüglichen Bedenken von Schütt¹⁾ wegfallen.

Welche Phasenänderung wird nun ein Elementarspiegel bedingen, wenn man annimmt, dass die Reflexion an äusserst dünnen Blättchen aus molecularem Silber erfolgt, die innerhalb seiner Schicht zerstreut sind und deren Dicke insgesamt nur etwa $1,4 \mu$ beträgt?

Ich habe schon oben (p. 498) angedeutet, wie sich die Phasenänderung einer sehr dünnen, in einen andersartigen Stoff eingelagerten Schicht verändern muss, wenn Absorption noch mit ins Spiel kommt. Solange diese nicht schon innerhalb einer Wellenlänge stark ist, wird die Phasenänderung bei Reflexion an der vorderen Fläche eine halbe Wellenlänge, die an der hinteren gleich Null sein. Aber die Amplitude für das an der Vorderfläche zurückgeworfene Licht ist jetzt im Uebergewicht, da das von der hinteren Fläche kommende Licht, abgesehen von den Schwächungen beim Durchtritt durch die vordere Fläche, zweimal die Absorption in der Schicht zu erleiden hatte. Die Phasenänderung wird also im Ganzen nahezu ebenfalls eine halbe Wellenlänge betragen, nicht ganz, wegen des zu berücksichtigenden kleinen Wegunterschiedes der von hinten kommenden und der mehrfach reflectirten Wellen. Ausserdem wird noch die Absorption an sich, indem sie die Reflexion verstärkt, einen modificirenden Einfluss ausüben.

Das Experiment bestätigt diese Anschauung. Ich habe schon bei früherer Gelegenheit die Phasenänderung an sehr dünnen Silberschichten bestimmt, welche zwischen Stoffen von nahezu übereinstimmenden Brechungsexponenten eingebettet waren, nämlich zwischen Glimmer und Cassiaöl. Die Schicht

1) F. Schütt, l. c. p. 539.

muss nach Wernicke als im wesentlichen aus molecularen Silber bestehend aufgefasst werden.

Man erkennt die Phasenänderung aus Fig. 19, Taf. V, meiner früheren Abhandlung.¹⁾ Die Verschiebung der dort dargestellten Interferenzstreifen für die Reflexion Glimmer-Silber-Cassioöl beträgt gegenüber der für Glimmer-Luft nahezu eine halbe Wellenlänge in allen Theilen des Spectrums, d. h. die Phasenänderung ist nahezu eine halbe Wellenlänge.

Die bezeichnete Figur lehrt zugleich, da sie auch die Interferenzstreifen für die Reflexion Glimmer-Silber-Luft aufweist, wie stark die Phasenänderung von dem Brechungs-exponent des hinter der Silberschicht liegenden Stoffes abhängt. Neuerdings angestellte Versuche haben mir das bestätigt.

Daraus folgt, dass die Phasenänderung bei den Lippmann'schen Schichten davon abhängen wird, ob zu beiden Seiten des Silbers wirklich nur Gelatine, oder vielleicht nach der geometrischen Bauebene hin Gelatine, mit noch etwa zurückbleibenden Stoffen verunreinigt, sich befindet. Die Art und Dauer der Entwicklung und die Genauigkeit des Auswaschens kann also auf diese Verhältnisse und die dadurch bedingte Farbenwiedergabe Einfluss haben.

Aus der Phasenänderung an einem einzelnen Silberblättchen kann man jetzt in ähnlicher Weise wie bei der früheren Ableitung für fehlende Absorption die Phasenänderung für den ganzen Elementarspiegel ableiten. Man zerlege zu die-



Fig. 2.

durch H_2 , die unterste die durch H_3 nach Amplitude und Phase dargestellten Wellen zurücksenden, die sich zu einer einzigen addiren, der gleichfalls die Phasenänderung von einer halben Wellenlänge zukommt, jedoch wieder nur angenähert, erstens aus dem schon oben angegebenen Grunde und zweitens, weil H_3 eine kleinere Amplitude als H_1 zukommen wird.

Die beiden verschiedenen Annahmen über die Art des

Niederschlags führen also zu wesentlich verschiedenen Folgen für die Phasenänderung des an einem Elementarspiegel zurückgeworfenen Lichtes. Annahme I bei fehlender Absorption bedingt Phasenverzögerungen von annähernd einer viertel Wellenlänge mit Neigung zu etwas grösseren Verzögerungen, Annahme II bei einer der metallischen nahekommenen Absorption bedingt Phasenverzögerungen von annähernd einer halben Wellenlänge mit Neigung zu etwas kleineren Verzögerungen.

3. Der Phasenunterschied zwischen der von der Oberfläche und der vom ersten Elementarspiegel zurückgeworfenen Welle.

Der Phasenunterschied δ zwischen der von der Oberfläche und der vom ersten Elementarspiegel zurückgeworfenen Welle hängt erstens von dem Abstand a der ersten geometrischen Bauebene von der Schichtoberfläche und zweitens von der Phasenverzögerung ψ bei Reflexion an dem Elementarspiegel ab. Der zurückgelegte Weg $2a$ bedingt eine Phasenverzögerung gegenüber der einfallenden Welle von $2a/\lambda$, welcher nach Abschnitt I (p. 491) gleich φ , d. h. gleich der Phasenbeschleunigung ist, die das Licht bei Reflexion in der empfindlichen Schicht am Quecksilberspiegel erlitt. Die gesammte Phasenverzögerung der am ersten Elementarspiegel reflectirten Welle gegenüber der einfallenden beträgt daher $\varphi + \psi$. Die Phasenverzögerung an der Oberfläche der Schicht ist gleich einer halben Wellenlänge. Der gesuchte Phasenunterschied ist daher:

$$\delta = \varphi + \psi - \frac{1}{2}.$$

Setzt man nach den früheren Abschnitten für φ den für sorgfältig getrocknete Gelatine geltenden Werth 0,41 und für ψ den für unmerkliche Absorption annähernd geltenden Werth 0,25 ein, so ergibt sich:

$$\delta = 0,41 + 0,25 - 0,5 = 0,16.$$

Für nur an Luft getrocknete Gelatine könnte im Blau des Spectrums φ auf 0,39 sinken, dann würde $\delta = 0,14$, im Roth dagegen auf 0,49 steigen, dann würde $\delta = 0,24$.

Setzt man für ψ den für beträchtliche Absorption annähernd geltenden Werth 0,5 ein, so ergibt sich für sorgfältig getrocknete Gelatine $\delta = 0,41$, für nur an Luft getrocknete könnte δ nahe den Werth 0,5 im Roth erreichen; d. h. dann

¹⁾ O. Wiener, Wied. Ana. 31. Taf. V. Fig. 19. 1887.

stände das aus der Tiefe der Schicht kommende Licht mit dem an der Oberfläche reflectirten nahezu in entgegen gesetzter Phase. Der schädliche Einfluss der Oberflächenreflexion wäre dann am grössten. Es ist, wie schon oben bemerkt, leicht möglich, dass für die präparirte, selbst gut getrocknete Gelatine ein Werth φ gilt, welcher demjenigen der an Luft getrockneten reinen Gelatine näher steht, als dem der vollkommen trockenen. Der Werth von δ wird also je nach den Versuchsbedingungen und den davon abhängenden Werthen von φ und ψ verschieden ausfallen.

Es ergibt sich aber, dass *selbst unter normalen Versuchsbedingungen die Oberflächewelle in ihrer Phase nicht mit der ersten Elementarwelle übereinstimmt für die Farbe, mit der die Platte belichtet worden war.*

4. Lippmann'sche Schichten, deren Grenzfläche die Elementar-
spiegel schneidet.

Bevor ich zur Besprechung der unter Einfluss der Oberflächenreflexion entstehenden Farben übergehe, ist des besseren Verständnisses halber die Mittheilung der hier folgenden Versuche erforderlich.

Betrachtet man eine in Gelatine hergestellte Farbphotographie von der Glassseite aus, so sieht man das Spectrum von einer Reihe heller und dunkler Streifen durchzogen. Die Erscheinung gewährt ungefähr den Anblick wie der des Spectrums in einem Spectralapparat, auf dessen Spalt man das Bild eines dünnen und nicht ganz gleichmässig dicken Blättchens entworfen hat oder eines Spectrums, das man auf einem solchen Blättchen entworfen hat und im reflectirten Lichte betrachtet. Nur sind die Minima im Lippmann'schen Spectrum nicht so stark ausgeprägt wie in den beiden damit verglichenen Spectra.

Man wird daher geneigt sein, die Erscheinung so aufzufassen, als ob ein dünnes Blättchen der Beleuchtung durch das Lippmann'sche Spectrum ausgesetzt wäre. Es würde dies voraussetzen, dass das Spectrum nur durch einen äusseren Theil der Schicht erzeugt wird, während der innere von Elementarspiegeln frei bliebe. Es würde dann die im Glas an der Schichtgrenze mit der aus der Tiefe kommenden Welle

von nahe homogener Farbe interferiren. Diese Auffassung wird begünstigt durch die Beobachtung von Neuhauss¹⁾, der bei seinem mikroskopischen Nachweis der Elementarspiegel bei einer Eiweisschicht solche nur in dem äusseren Theile des Blättchens fand, während der innere davon frei war. Dagegen beobachtete er gerade an dessen innerer Grenze einen wenn auch nur feinen Niederschlag. Dieser könnte also das zur Erklärung notwendige Reflexionsvermögen an jener Stelle bedingen.

Trotz allem ist diese Erklärung der Streifen nicht stichhaltig. Die Farben des Lippmann'schen Spectrums sind dazu nicht homogen genug, zum mindesten nicht bei den mir vorliegenden Platten. Man überzeugt sich davon leicht, indem man auf der Schichtseite eine fernere Schicht aus Collodium oder dergl. von geeigneter Dicke aufträgt. Es ist dann im Tageslicht nichts von Streifen zu sehen, wohl aber im Natriumlicht, sodass also die Möglichkeit der Streifenbildung auch im weissen Licht gegeben wäre.

Die Verhältnisse liegen also anders wie bei den Neuhauss'schen Eiweisschichten, bei denen die hier beobachtete Erscheinung auch nicht stattgefunden zu haben scheint, da er nur mittheilt, dass die Farben auf der Glassseite „viel weniger leuchtend sind“²⁾, und von Streifen nichts erwähnt. Es ist ferner zu berücksichtigen, dass die Eiweisschichten ihren Gehalt an Silbersalz erst hinterher durch ein Bad erhalten; es ist also leicht möglich, dass die Diffusion des Salzes nicht tief genug reicht. Bei den Bromsilberplatten dagegen ist das Salz von vornherein gleichmässig in der Schicht vertheilt.

Vielmehr sind jene Streifen die notwendige Folge davon, dass die Grenzfläche Schicht-Glas im allgemeinen die Elementarspiegel in schwacher Neigung schneiden wird.

Dass die Elementarspiegel die ganze Schicht durchsetzen können, wenn die Entwicklung lange genug gedauert hat, ist nicht zu bezweifeln; denn in der nahezu vollkommen durchsichtigen unentwickelten Schicht müssen die stehenden Licht-

1) R. Neuhauss, Wied. Ann. 65, p. 165. 1898.
2) L. c. p. 171.

wellen in der ganzen Tiefe auftreten, sonst könnten sie bei meinen eigenen Versuchen über solche auch nicht beobachtet worden sein, wo der Abstand der empfindlichen Schichten am Spiegel zum Theil bedeutend grösser war, als die Dicke der Gelatineblättchen betrug.

Dass in der That die ganze Schicht mit Elementarspiegeln ausgefüllt ist, lässt sich einfach nachweisen, indem man den grössten Theil der Schicht durch Reiben mit Leder und englisch Roth abträgt, soweit als es bequem möglich ist, ohne die Schicht vollkommen von der Glasunterlage zu entfernen, und soweit, dass die übrigbleibende Schicht bedeutend durchsichtiger geworden ist; man sieht dann von der Glasseite her immer noch das Spectrum mit den Streifen, wenn auch begreiflicherweise durch die von der Rückseite her in Schicht an Luft zurückgeworfene Welle etwas verändert. Die obige Erklärung der Streifen ist damit widerlegt.

Ein Schneiden der Elementarspiegel mit der anliegenden Glasfläche muss gerade dann eintreten, wenn die Gelatine-schicht planparallel ist.

Es werde zunächst einmal die Annahme einer solchen Planparallelität gemacht und der Einfachheit halber die fernere, dass das Spectrum vom Roth der Wellenlänge $760 \mu\mu$, bis zum Ultraviolett der Wellenlänge $380 \mu\mu$, abgebildet werde, dann liegt an der letzten Stelle im Vergleich zur ersten die doppelte Zahl von Elementarschichten, worunter der Zwischenraum zwischen zwei Knotenflächen der stehenden Wellen verstanden sei.

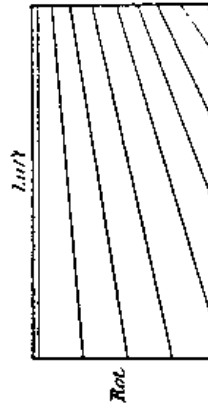


Fig. 3.

violett 8 Elementarschichten in dem Gelatineblättchen Platz finden, wobei jeweils an den Grenzen zwei unvollständige Schichten auftreten, die sich zusammen zu einer vollständigen ergänzen. Die gezeichneten Striche sollen dabei die Mittelebenen der Elementarschichten d. h. die Bauebenen darstellen.

Die Figur lehrt, dass dann die Grenzfläche am Glase auch von vier Elementarschichten geschnitten werden muss. Dies gilt allgemein; so viele Elementarschichten im Roth, so oft muss die Grenzfläche am Glas von Elementarspiegeln geschnitten werden.

Betrachtet man nun die Platte von der Glasseite, so muss die an der Grenze Glas-Gelatine zurückgeworfene Welle mit der aus der Tiefe kommenden Gesamtwelle zur Interferenz gelangen. Zwischen zwei Schnittstellen der Mittelebenen der Elementarspiegel sind nun alle möglichen Phasenunterschiede der Oberflächewelle gegenüber der Gesamtwelle aus der Tiefe vertreten; es müssen also so viele dunkle Streifen als Schnittstellen der Elementarspiegel mit der Glasfläche vorkommen sein.

Die Minima für verschiedene Farben müssen ferner an verschiedenen Stellen liegen. Dies ist in der That der Fall. Bei genauerem Zusehen beobachtet man nämlich, dass die Streifen mit farbigen Säumen umgeben sind, welche nicht zum Spectralbereich der beobachteten Stelle gehören. Dadurch unterscheidet sich also die Erscheinung von der oben erwähnten der spectralen Interferenzen dünner Blättchen und schliesst daher schon deshalb die Zurückführung auf diese aus.

Beobachtet man im homogenen gelben und blauen Lichte, so liegen daher auch die Minima nicht an denselben Stellen, und zwar die Minima für Blau gegenüber denen für Gelb gegen das rothe Ende des Spectrums hin verschoben, in Uebereinstimmung mit der in Fig. 3 dargestellten Lage der Elementarspiegel.

Die Maxima und Minima sind indess nicht ausschliesslich durch Interferenz bedingt; denn man darf nicht vergessen, dass die Stärke des Niederschlages, mithin auch die Stärke der Reflexion an den Knotenstellen eine bedeutend kleinere ist, als an den Bauchstellen. An diesen ist daher schon an sich die Amplitude der zurückgeworfenen Welle grösser. Daher kommt es, dass man die Streifen auch im Natriumlicht nicht bloss in Gelb, wo sie begreiflicher Weise sehr stark auftreten, sondern auch in der ganzen Ausdehnung des photographirten Spectrums noch verhältnissmässig gut erkennen kann; sie sind in den nicht gelben Partien desselben daher

wesentlich durch die Unterschiede in dem Reflexionsvermögen der Schicht an Knoten- und Bauchstellen bedingt. Die dunklen Linien sind deshalb hier annähernd die Schnittlinien der Knotenebenen mit der Glasfläche.

Im allgemeinen wird die Schicht nicht genau planparallel sein. Ist sie an dem rothen Ende des Spectrums dicker, so wird man weniger, ist sie am violetten Ende des Spectrums dicker, so wird man mehr Schnittstellen der Elementarspiegel mit der Glasoberfläche erhalten, und entsprechend ändert sich die Zahl der von der Glasseite aus beobachteten Streifen. Man übersieht dies sofort an der Hand der Fig. 3. *Jedenfalls müssen stets mindestens soviel Elementarspiegel vorhanden sein, als man Streifen auf der Glasseite zählt.*

Man könnte höchstens einwenden, dass das Blättchen eine wellige Oberfläche besäße, wodurch es möglich wäre, dass derselbe Elementarspiegel die Glasoberfläche nochmals schnitte. Indess müssten dann die Streifen ebenfalls aus Wellenlinien bestehen, was der Beobachtung widerspricht.

Gleichwohl spiegeln sich die Unebenheiten des Blättchens in dem Verlaufe der Streifen wieder, die meist mehr oder weniger, wenn auch stetig gekrümmt sind. Sie bevorzugten aber die Richtung der Spectrallinien, was dem Umstande zu verdanken ist, dass die Blättchen auf horizontaler Unterlage trocken gelassen wurden. Manchmal bestehen die Streifen aus ziemlich geraden und parallelen Linien, die aber mit der Richtung der Spectrallinien einen Winkel einschliessen. Dieser Fall muss bei keilförmigen Blättchen eintreten, deren Keilschneide nicht parallel der Richtung der Spectrallinien verläuft.

Merkwürdigerweise beobachtet man von diesen Streifen beim Betrachten der Platte von der Schichtseite aus nichts. Diese Thatsache beweist, dass das von der Glasfläche zurückgeworfene gegenüber dem aus den oberen Theilen der Schicht kommenden Licht keine merkliche Stärke mehr besitzt. Dies erklärt sich zum Theil durch die Absorption des Lichtes in dem ziemlich dunkelbraun gefärbten Niederschlag, zum Theil durch die Reflexion an den oberen Elementarspiegeln und die dadurch verminderte Stärke des weiter nach unten dringenden Lichtes.

Aber ähnliche Streifen wie die auf der Glasseite lassen sich auch auf der Luftseite hervorrufen, wenn man die Schicht mit Leder und Polirroth keilförmig abträgt. Diese Streifen sind nur noch stärker ausgeprägt, entsprechend dem grösseren Unterschiede der Brechungsexponenten zwischen Luft und Schicht und der dadurch bedingten grösseren Stärke des in Luft an der Schicht reflectirten Lichtes. Bei diesem Versuche sieht man also die Farben nebeneinander, die Neuhauss¹⁾ durch gleichmässiges Abreiben der Schicht hintereinander hat erscheinen lassen. Neuhauss glaubte damals diese Erscheinung in Widerspruch mit der Zenker'schen Theorie. Sie folgt indess, wie aus obigem hervorgeht, nothwendiger Weise aus derselben.

Eine solche durch theilweises Abtragen verhältnissmässig dünn und durchsichtig gewordene Schicht bietet also den merkwürdigen Anblick voneinander unabhängiger Streifensysteme auf den beiden Seiten der Schicht dar. Die Erklärung dafür ergibt sich wie oben durch die grossen Intensitätsverluste, die das aus grösseren Tiefen kommende Licht durch Absorption und Reflexionen erlitten hat.

Begreiflicherweise giebt es aber für die Unabhängigkeit der beiden Streifensysteme voneinander eine Grenze. Hat die Schicht eine ausreichend kleine Dicke erreicht, so macht sich die Reflexion an der Grenze Schicht-Luft durch eine Verzerrung der von der Glasseite aus betrachteten Streifen bemerklich.

5. Zahl der Elementarspiegel, die wesentlich an der Farbwiedergabe betheiligt sind.

Die Beobachtungen des letzten Abschnittes gestatten einen Schluss auf die Zahl der Elementarspiegel, die wesentlich an der Farbwiedergabe betheiligt sind.

Eine untere Grenze für die Zahl der überhaupt vorhandenen Elementarspiegel liefert die Zahl der von der Glasseite her beobachteten Streifen im Spectrum (vgl. p. 508). Ich zählte deren bei zwei Platten in den glänzendsten Theilen

1) R. Neuhauss, Verhandl. d. Physikal. Gesellsch. zu Berlin (2) 14. p. 17. 1895.

des Spectrums von Orange bis in den Anfang des Blau hinein 12 bez. 18. Soviel Elementarspiegel müssen also mindestens im blauen Theile des Spectrums vorhanden sein.

Es ist aber nicht gesagt, dass die sämtlichen Elementarspiegel einen merklichen Beitrag zu der reflectirten Gesamtwelle liefern. Die Thatsache, dass die Interferenzbilder auf Luft- und Glassseite voneinander unabhängig sind, lehrt das Gegentheil.

Einen genaueren Aufschluss liefert der folgende Versuch. Eine keilförmige, bis zur Dicke Null abgetragene Schicht wurde darauf hin untersucht, an welcher Stelle sie eben noch die schwächsten Spuren der Reflexion an der Grenze Schicht-Luft durch eine Verzerrung der von der Glassseite aus betrachteten Streifen bemerklich macht. Es war die, an der man von der Dicke Null an gerechnet immerhin noch den 9. bis 13. Streifen auf der Luftseite zählte, der zu der an der betrachteten Stelle beobachteten Farbe gehörte.

Es betheiligen sich also noch merklich 9—13 Elementarspiegel an der Farbenwiedergabe. Es könnten in Wirklichkeit deren noch mehr sein, da die dünnste beim Wegwischen noch stehen gebliebene Schicht bereits wenige Elementarspiegel enthalten könnte. Auf der anderen Seite ist es wahrscheinlich, dass auf der Luftseite der unversehrten Schicht eine geringere Zahl von Elementarspiegeln zur Geltung kommt, als auf der Glassseite, weil dort wahrscheinlich der photographische Niederschlag dichter ist.

Diese annähernden Feststellungen haben natürlich keine allgemeine Gültigkeit.

Je geringer die Absorption der Schicht und je kleiner die Amplitude der an einem einzelnen Elementarspiegel zurückgeworfenen Welle ist, um so mehr Elementarspiegel werden auf die reflectirte Gesamtwelle merklichen Einfluss haben können. Diese Zahl hängt also unter anderem von der Stärke der Belichtung und Entwicklung ab.

Immerhin hat die obige Zahl insofern ein Interesse, als sie für den vorliegenden Fall einen annähernden Anhalt über das Verhältniss der Amplituden giebt, mit denen sich zwei aufeinanderfolgende Elementarspiegel an der reflectirten Gesamtwelle betheiligen.

6. Zur Theorie der Lippmann'schen Spectrumphotographie für den Fall des Fehlens einer Oberflächenreflexion.

Lippmann¹⁾ selbst hat, wie bereits erwähnt, eine Theorie seines Verfahrens entwickelt, dabei aber nicht berücksichtigt, dass die Amplitude der an einem Elementarspiegel zurückgeworfenen Welle mit seiner Tiefe unter der Oberfläche der Schicht abnehmen muss, selbst in dem Fall, dass keine merkliche Absorption in der Schicht stattfindet. Infolge dessen lassen sich seine Formeln nicht ohne weiteres auf den praktisch vorliegenden Fall übertragen.

Dagegen hat Meslin²⁾ die durch Reflexion erfolgende Abschwächung der Elementarwellen bei zunehmender Tiefe in Betracht gezogen und die Amplitude der Gesamtwelle berechnet; trotzdem erkannte er den Sachverhalt nicht vollständig richtig infolge Vernachlässigung der Oberflächenreflexion und einer nicht vollkommen zutreffenden Analogie mit den Newton'schen Farben von dünnen Blättchen im durchgehenden Lichte.

Die Aufgabe lässt sich durch ein ausserordentlich einfaches geometrisches Verfahren lösen, welches zugleich Amplitude und Phase der aus allen Elementarwellen zusammengesetzten Welle ergiebt. Die Meslin'schen Schlussformeln lassen sich ohne weiteres daraus ableiten. Aber eine weitere geometrische Darstellung lässt alle in Betracht kommenden Verhältnisse leichter überblicken als solche Formeln.

Ich beschränke mich jedoch, wie Lippmann und Meslin, auf die Betrachtung jeweils einer Reflexion an jedem Elementarspiegel und sehe also von den mehrfachen Reflexionen ab, die innerhalb der Schicht hin und her erfolgen, ehe das Licht wieder nach aussen tritt. Bei der zunächst in Betracht kommenden 3 maligen Reflexion an Elementarspiegeln wird die Amplitude kaum noch von merklichem Betrage sein.

Der einfachste Fall ist zunächst der, dass die Wellenlänge λ' einer Farbe des Lichtes, in der das Bild betrachtet wird — sie heisse die Beleuchtungsfarbe —, übereinstimmt mit der Wellenlänge λ des Lichtes, mit dem dieselbe Stelle

1) G. Lippmann, Journ. de phys. (3) 3, p. 97. 1894.

2) G. Meslin, Ann. de chim. et de phys. (6) 27, p. 389. 1892.

vorher belichtet worden war — diese heisse die Belichtungsfarbe.

Sei 1 die Amplitude der am ersten Elementarspiegel reflectirten Welle und r diejenige der am zweiten Spiegel reflectirten Welle in dem Augenblicke, wo sie den ersten Spiegel soeben wieder durchsetzt hat. Da im angenommenen Falle alle Wellen übereinstimmende Phasen haben, so ist die Summe s_0 der Amplituden:

$$s_0 = 1 + r + r^2 + r^3 + \dots$$

Da, wie im Abschnitt 5 bemerkt, die von der Rückseite der Schicht kommende Welle keinen merklichen Einfluss mehr hat, so darf man die Summe ins Unendliche erstrecken und erhält:

$$s_0 = \frac{1}{1-r}$$

Ist λ' von λ verschieden, so wird die an dem zweiten Elementarspiegel reflectirte Welle einen um α grösseren Phasenunterschied als eine ganze Wellenlänge gegenüber der ersten Elementarwelle besitzen. Drückt man α als Phasenverzögerung in Bogengraden aus, so ist:

$$\alpha = \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda} \cdot 360^\circ$$

Wählt man wieder die auf p. 495 geschilderte graphische Darstellung, so stellt in Fig. 4 H_0 und H_1 den zur ersten und zweiten Elementarwelle gehörigen Schwingungszustand nach Amplitude und Phase dar, wobei als Ausgangsphase Null

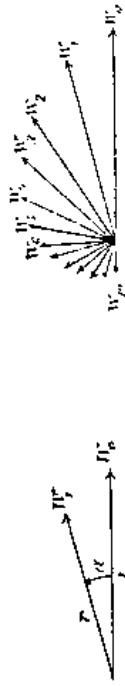


Fig. 4.

diejenige von H_0 und für H_1 die Phasenverzögerung $\alpha = 15^\circ$, die Amplitude $r = 0,85$ gewählt ist.

Die Darstellung jeder folgenden Elementarwelle H_n erhält man aus der der vorhergehenden H_{n-1} indem man den Fahrstrahl nach Maassgabe des Verhältnisses $r:1$ verkleinert und ihn um den Winkel α weiterdreht. Nach diesem Verfahren sind in Fig. 5 die Wellen H_0 bis H_{12} dargestellt.



Fig. 5.

Die Summe all dieser Fahrstrahlen H' bis ins Unendliche erstreckt, erhält man nun sehr leicht, wenn man sie als Darstellungen komplexer Zahlen in der Zahlenebene auffasst. Der Modul oder absolute Betrag der complexen Zahl ist dann gleich der Amplitude, das Argument gleich dem Werthe der Phasenverzögerung zu setzen. So wird H'_1 dargestellt durch H'_2 durch

$$z = r \cdot e^{i\alpha},$$

$$z^2 = r^2 e^{i2\alpha} \text{ etc.}$$

Da sich complexe Zahlen wie Strecken addiren, so wird die Summe aller Fahrstrahlen dargestellt durch

$$s = 1 + z + z^2 + z^3 + \dots,$$

d. h., es ist

$$s = \frac{1}{1-z}$$

Den Werth von

$$1 - z = z'$$

findet man durch die in Fig. 6 dargestellte Construction. Man trägt an die Strecke $AB = 1$ die Strecke $BC = -z$ mit dem absoluten Betrag r an und findet so $1 - z = z'$ dargestellt durch die Strecke AC mit dem absoluten Betrag r' und dem Argument ω . Es ist also

$$z' = r' e^{i\omega}$$

Daraus ergibt sich

$$s = \frac{1}{z'} = \frac{1}{r'} e^{-i\omega}$$

s ist in Fig. 6 durch die Strecke AD dargestellt.

Daraus ergibt sich die folgende einfache Regel:

Hat die zweite Elementarwelle zur ersten ein Amplitudenverhältniss r und eine Phasenverzögerung α , so construirt man mit den Seiten 1 und r und dem dem zwischenliegenden Winkel α ein Dreieck. Dann hat die aus sämtlichen Elementarwellen zusammengesetzte Welle eine Amplitude, die gleich dem reciproken Werth der α gegenüberliegenden Seite r' des Dreieckes ist und eine Phasenverzögerung gegen die erste Elementarwelle, die gleich dem Winkel zwischen r' und 1 ist.¹⁾

¹⁾ Dieser Satz, bez. die Methode seiner Ableitung lässt sich bei verschiedenen Problemen der Optik, wie bei den mehrfachen Reflexionen
Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. 69.

Man übersieht jetzt, dass α bei stetig von Null wachsen dem ω zuerst rasch und dann langsamer abnimmt und für $\alpha = 180^\circ$ ein Minimum erreicht.

Die Phasenverzögerung ω der Gesamtwelle nimmt unter den gleichen Bedingungen erst rasch zu, erreicht ein Maximum, wenn $\omega + \alpha = 90^\circ$, und nimmt dann wieder langsam ab. Das Maximum tritt ein für $\cos \alpha = r$ mit $\sin \omega = r$; für diesen Fall ist zugleich die verhältnismässige Intensität durch die einfache Formel ausgedrückt:

$$a^2 = \frac{1-r}{1+r}$$

Der maximale Werth von ω kann nicht grösser als 90° werden, welcher Werth für $r = 1$ eintreten würde.

Figur 8 stellt die Abhängigkeit der Grösse α von ω , Fig. 9 diejenige der Grösse ω von α dar; beide Curven sind mit der Constanten $r = 0,85$ aus Fig. 7 abgeleitet.

Nach verschiedenen Schätzungen (vgl. z. B. die Bemerkung am Schluss von Abschnitt 5, p. 510) nehme ich an, dass dieser Werth nicht weit abliegt von demjenigen, der für einige meiner Spectrum-photographien gilt.

Am meisten interessiert zunächst, mit welcher verhältnismässigen Intensität a^2 eine von der Belichtungsfarbe mit der Wellenlänge λ abweichende Beleuchtungsfarbe mit der Wellenlänge λ' von der

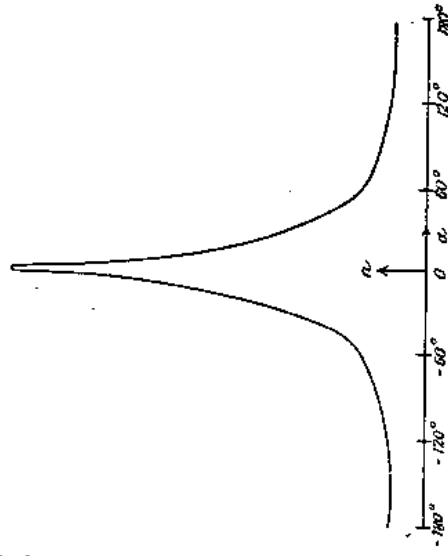


Fig. 8.

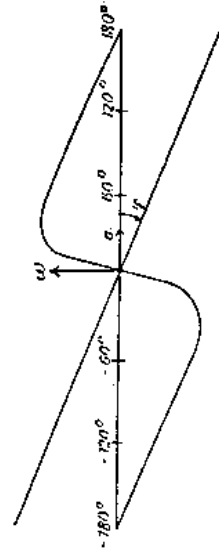


Fig. 9.

Die Construction findet sich in Fig. 7 ausgeführt, wo $BC = r$ ist. Aus dieser Figur ist zugleich die Construction eines zu $1/r$ proportionalen Werthes ersichtlich. Man braucht nämlich nur um A als Centrum einen Kreis mit dem Radius AC zu schlagen, so erhält man als zweiten Schnittpunkt der Geraden BC mit dem Kreise den Punkt C' . Es ist dann BC' mit BC umgekehrt proportional, da ihr Product gleich dem Quadrat des Abschnittes BF auf der von B aus an den Kreis gezogenen Tangente ist.

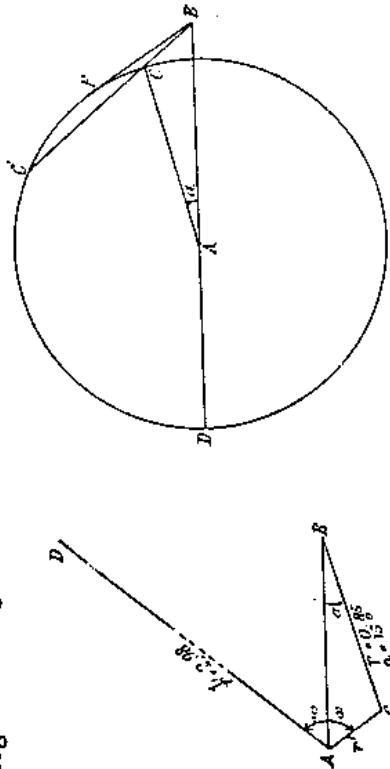


Fig. 7.

Fig. 7 gestattet zugleich den ganzen Verlauf der Abhängigkeit der Amplitude und Phase der Gesamtwelle von dem Phasenunterschiede α zweier benachbarten Elementarwellen, mithin von dem Unterschiede der Wellenlänge der Belichtungs- und Beleuchtungsfarbe zu überblicken.

Die Amplitude der Gesamtwelle war für $\alpha = 15^\circ$ mit BC' umgekehrt proportional, für $\alpha = 0^\circ$ ist sie mit BD umgekehrt proportional. Fasst man nun das Verhältniss a jener Amplitude für beliebiges α zu ihrem maximalen Werthe für $\alpha = 0$ ins Auge und setzt $BD = 1$, so ist unmittelbar $BC' = a$. Den Radius AC des Constructionskreises findet man dann aus $BD = 1$ durch die Gleichung:

$$AC = \frac{BD \cdot r}{1+r}$$

in einer Platte und bei Beugungsberechnungen bequem verwenden. Man vergleiche die verhältnissmässig verwickelten Ableitungen in Kirchhoff's Vorlesungen über mathematische Optik 1891, p. 157 und p. 100.

fertigen Platte zurückgeworfen wird. Man findet z. B. für $\alpha = 30^\circ$, d. i. für

$$\frac{\lambda - \lambda'}{\lambda} = \frac{30}{360} = \frac{1}{12},$$

d. h. wenn der Wellenlängenunterschied nur $\frac{1}{12}$ der Wellenlänge λ' ist, eine verhältnismässige Amplitude $\alpha = 0,3$ und somit eine verhältnismässige Intensität gleich 0,09.

Es ist aus Fig. 7 ersichtlich, dass der Intensitätsabfall bei grösserem r viel rascher geschieht; wenn r gegen 1 convergirt, convergiren die verhältnissmässigen Intensitäten für von den Belichtungsfarben abweichende Belichtungsfarben gegen Null; ein Ergebniss, das auch schon von Lippmann abgeleitet wurde. Praktisch findet diese Convergence nicht statt. Man erkennt aber, dass die reflectirte Farbe eine um so reinere sein muss, je geringer der Intensitätsverlust der eindringenden Wellen durch Absorption und Reflexion ist, vorausgesetzt natürlich, dass in entsprechendem Maasse die Zahl der wesentlich theilhaftigen Elementarspiegel zunimmt.

7. Berücksichtigung der störenden Oberflächenreflexion und Erklärung der durch sie bedingten fehlerhaften Farbenwiedergabe.

Die Ergebnisse der früheren Abschnitte ermöglichen, zunächst wenigstens qualitativ, zu beurtheilen, wie an einer bestimmten Stelle des Spectrumbildes die Oberflächenwelle die aus der Tiefe kommende Welle für jede einzelne Farbe beeinflusst.

Bezeichne ähnlich wie früher H_0 in Fig. 10 die an der Oberfläche der Schicht ankommende Welle mit der Phase Null, so stellt H_{ob} die an der Oberfläche zurückgeworfene Welle dar, H_{11} die aus der Tiefe kommende Gesamtwelle für die mit der wirksam gewesenen Belichtungsfarbe übereinstimmende Belichtungsfarbe beim Betrachten der fertigen Schicht,

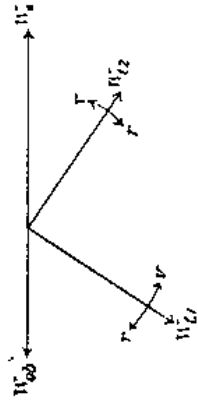


Fig. 10.

für den Fall, dass nach Annahme I in Abschnitt 2 die Phasenänderung ψ bei Reflexion an einem Elementarspiegel eine viertel Wellenlänge, H_{12} im Falle sie nach Annahme II eine

halbe Wellenlänge beträgt.¹⁾ In beiden Fällen ist eine Phasenänderung φ für die Reflexion der im Excicator getrockneten Gelatine gleich 0,41 vorausgesetzt.²⁾

Nun lehrt Fig. 9, welches die Phasenverzögerung der Tiefenwelle bei einer von der Belichtungsfarbe mit der Wellenlänge λ abweichenden Belichtungsfarbe mit der Wellenlänge λ' wird gegenüber der in der Symmetrieebene des ersten Elementarspiegels ankommenden Welle. Jetzt sind aber die Phasenverzögerungen gegenüber der in der Oberfläche ankommenden Welle zu bestimmen. Sie waren in Fig. 10 durch die Winkel der H' , mit H_{ob} angegeben für den Fall der Uebereinstimmung jener beiden Farben. Sie werden bei Verschiedenheit dieser Farben aber noch vergrössert um den Betrag $\varphi(\lambda - \lambda')/\lambda'$, in Wellenlängen ausgedrückt, oder um den Betrag

$$\frac{\lambda - \lambda'}{\lambda'} \cdots 360^\circ = \varphi \cdot \alpha$$

in Bogengraden ausgedrückt.

Der Werth $\varphi \alpha$ in Abhängigkeit von α wird also durch eine gerade Linie ausgedrückt, die die Abscissenaxe der Fig. 9 unter einem Winkel schneidet, deren Tangente gleich φ ist, wofür in der Figur der Werth 0,41 benutzt wurde.

Will man also den Gesamtzuwachs der Phasenänderung für λ' gegenüber der für λ wissen, so hat man für den Winkel

$$\alpha = \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda'} \cdot 360^\circ$$

in Fig. 9 den Abstand zwischen der Curve und der geraden Linie zu suchen.

Der Zuwachs der Phasenänderung ändert sich also für kleine α noch rascher im vorliegenden Fall, als in dem Falle des Abschnittes 6, wird aber dann bald nahezu constant, weil die Curve nach Ueberschreitung des Maximums ungefähr mit der Neigung der Geraden abfällt.

Daraus erkennt man, dass für Belichtungsfarben grösserer Wellenlänge als die der Belichtungsfarbe, wobei α und ω

1) Es sind der Einfachheit halber die Grenzwerte angegeben; vgl. darüber Abschnitt 2.

2) Vgl. die möglichen Abweichungen von diesem Werthe in Abschnitt 1.

negativ werden, sich die Fahrstrahlen der Fig. 10 mit dem Uhrzeiger drehen in den durch r bezeichneten Richtungen, für nach Violett zu liegenden in den entgegengesetzten, durch v bezeichneten Richtungen, und zwar schon bei kleinen Farbenänderungen am Anfang recht beträchtlich.

Es ist daher sofort klar, dass die Tiefenwellen W_1 von der Oberflächenwelle W_0 bei Interferenz stärker begünstigt werden durch Beleuchtungsfarben grösserer, als durch solche kleinerer Wellenlängen.

Daher hat die Oberflächenwelle die Wirkung, dass der Scherzpunkt der wiedergegebenen Farbe gegenüber der Belichtungsfarbe nach Roth zu verschoben wird.

Das ist es auch, was man im allgemeinen beobachtet. Nur am rothen Ende des Spectrums gewahrt man häufig Farben kleinerer Wellenlänge, je nach dem Präparat, Blau oder Blaugrün; auch wechseln hier die Farben in rascher Folge. Meist sind diese Farben äusserst dunkel, häufig schwer zu erkennen, weil sie gegen Grau oder Schwarz hinneigen.¹⁾

Hier ist zunächst zu bedenken, dass am rothen Ende des photographirten Spectrums, das allerdings meist nur bis etwa zur Fraunhofer'schen Linie B reicht, die durch die Oberflächenwelle begünstigten Farben zum Theil in das Ultraroth fallen und also nicht mehr dem Auge wahrnehmbar sind.

Ferner kommt es nun wesentlich darauf an, ob man es mit W_1 oder mit W_2 zu thun hat.

Darüber erhält man Aufschluss, wenn man das von Lippmann'schen Bilde reflectirte Licht spectral untersucht. Da beobachtet man, wie das schon Meslin²⁾ beschrieben hat, die auffallende Erscheinung, dass dieses einen, und zwar bei dicken Schichten nur einen intensiv dunkeln Streifen aufweist, der offenbar die Rolle eines Interferenzstreifens spielt. Er liegt nicht weit von der Belichtungsfarbe nach Violett zu verschoben.

Gerade das ist aber die Erscheinung, die man beobachten muss, wenn Annahme II die richtige ist. Dann liegt W_2 in der Nähe von W_0 und muss es erreichen für Beleuchtungs-

farben, die ein wenig von der Belichtungsfarbe nach Violett zu liegen. In der Lage W_0 wird die Tiefenwelle am stärksten durch die Oberflächenwelle geschwächt. Bei einer Beleuchtungsfarbe von noch kleinerer Wellenlänge überschreitet W_1 die Lage W_0 , und die Intensität der Gesamtwelle muss wieder zunehmen. Aber auch W_2 muss von vornherein, wenn die Erscheinung möglich sein soll, sehr nahe an W_0 liegen, damit diese Phase erreicht werden kann für so kleine Werthe von α , dass ω noch auf dem aufsteigenden Ast der Curve (Fig. 9) liegt, weil sonst W_0 nicht mehr nach der anderen Seite überschritten worden kann.

Auch im einzelnen stimmen die beobachteten Intensitätsverhältnisse mit den nach den Figg. 8—10 zu erwartenden überein. So erscheinen nur auf der rothen Seite des Interferenzstreifens die Farben mit bedeutend grösserer Intensität im Vergleich zu denjenigen des daneben liegenden Spectrums, welches von der unbelichteten Nachbarfläche der Lippmann'schen Platte herrührt.

Gegen die blaue Seite hebt sich daher auch der Interferenzstreifen nicht so schroff ab. Es kommt dies daher, dass W_2 in Fig. 10 nach Ueberschreiten von W_0 nicht mehr so grosso Intensitäten besitzen kann, da sich die Beleuchtungsfarbe hier von der Belichtungsfarbe zu weit entfernt, während für die entgegengesetzte Drehung von W_2 sich zugleich grössere Amplituden und günstigere Phasen der Tiefenwelle einstellen.

Am rothen Ende des Spectrums liegen aber die meist begünstigten Farben schon im Ultraroth, die noch frei bleibende Stelle im Roth ist zu klein und zu wenig leuchtend; nach Blau zu erfolgen aber auch keine günstigeren Bedingungen. Daher erklärt sich die an dieser Stelle beobachtete Dunkelheit und auch die Farbe, welche zu dem ausgelöschten Streifen, der zwischen den Fraunhofer'schen Linien C und D liegt, complementär ist, d. h. je nach Lage des Streifens blaugrün bis blau. Die Belichtungsfarbe an dieser Stelle lag in der Nähe von B .

Will man später diese Verhältnisse genauer quantitativ verfolgen, so muss man beachten, dass der Abschwächungsfactor r nicht für alle Farben gleich, sondern für das rothe Ende des Spectrums kleiner als für das violette ist, entsprechend dem Absorptionsspectrum der braun durchsichtigen Schicht.

1) Vgl. auch die Angaben von Meslin, l. c.

2) G. Meslin, l. c. p. 387.

Sehr einfach bestätigt der folgende Versuch die in den Figg. 7—10 dargestellte Theorie. Betrachtet man dieselbe Platte, welche die soeben beschriebene Erscheinung liefert, im senkrecht reflectirten Natriumlicht, so sieht man einen kräftigen Interferenzstreifen an einer Stelle, wo die Belichtungsfarbe von der Farbe des Natriumlichtes etwas weiter gegen Roth lag. Legt man jetzt auf die Lippmann'sche Platte eine durchsichtige ebene Glasplatte und orientirt die entstehenden Luftinterferenzstreifen so, dass sie jenen Interferenzstreifen senkrecht durchschneiden, so bemerkt man an der Durchschnittsstelle eine starke Verschiebung der Interferenzstreifen, welche an einigen Stellen den Betrag von etwa einer halben Streifenbreite erreicht.

Diese Verschiebung beweist einen sehr raschen Wechsel der Phase der von der Lippmann'schen Schicht kommenden Gesamtwelle; denn dass nicht etwa Dickenunterschiede der Schicht, vielleicht durch die Verschiedenheit der Stärke des Niederschlages hervorgerufen, die Ursache der Streifenverschiebungen sind, erkennt man, wenn man den Einfallswinkel der Strahlen ändert und dadurch die Stelle raschen Phasenwechsels auf der Oberfläche des Blättchens verschiebt. Diese Stelle dürfte sich nicht ändern, wenn Dickenunterschiede des Blättchens hier in Frage kämen.

Die Verschiebungen sind vielmehr die Folge der mit der Entfernung der Beleuchtungsfarbe von der Belichtungsfarbe sich rasch ändernden Phase ω der Tiefenwellen und der damit verbundenen raschen Phasenänderung der Gesamtwelle.

Der einzige Unterschied zwischen den Bedingungen des Versuches und der Darstellung der Figuren ist, dass der Versuch sich auf dieselbe Beleuchtungsfarbe bei sich ändernder Belichtungsfarbe bezieht, während die Figuren den umgekehrten Fall erläutern.

Die beobachtete Phasenänderung ist derart, dass sie für die vom Interferenzstreifen gegen Roth hin liegende Seite des Lippmann'schen Spectrums gegenüber der gegen Violett zu liegenden eine Phasenbeschleunigung der Gesamtwelle bedeutet. Daraus folgt, wie man sich leicht klar machen kann, dass der Oberflächenwelle im vorliegenden Fall eine grössere Amplitude als der Tiefenwelle zukommt. Wenngleich die

letztere in der Nähe der Stelle, wo sie mit der Oberflächenwelle entgegengesetzte Phase hat, nicht ihre maximale Amplitude besitzt, so geht daraus doch hervor, wie wenig man Recht hat, die Oberflächenwelle ausser acht zu lassen.

Moslin¹⁾ glaubt die besprochenen Interferenzstreifen im Spectrum auch ohne Oberflächenwelle erklären zu können. Er irrt sich darin; denn dann gelten die durch Fig. 8 dargestellten Intensitätsverhältnisse in Uebereinstimmung mit seinen eigenen Formeln. Die Helligkeit fällt von ihrem Maximum symmetrisch nach beiden Seiten des Spectrums ab.

Das lässt sich auch leicht durch das Experiment beweisen; man braucht bloss über die Lippmann'sche Platte z. B. Kanadabalsam zu giessen und mit einer Glasplatte zudecken, so ist die interferenzfähige Oberflächenwelle beiseitigt. Denn die von der Oberfläche der aufgelegten Glasplatte reflectirte Welle kommt nun wegen des zu grossen Abstandes von der Schicht nicht mehr zur Interferenz.

Die spectrale Untersuchung der Helligkeitsvertheilung für die verschiedenen Farben entspricht vollständig der Erwartung. Der Interferenzstreifen ist verschwunden und statt dessen ist eine verhältnissmässig schmale helle Zone zu erkennen in dem sonst dunklen Spectrum. Diese Zone habe ich z. B. in einem Falle als zwischen den Wellenlängen 682 und 618 $\mu\mu$ liegend gefunden. Das entspricht einem Winkel α für die Randfarbe gegenüber der Mittelfarbe von 18°.

Aber all dies gilt nur für so dicke Platten, dass von der Rückseite nicht mehr merklich Licht reflectirt werden kann. Bei dünneren Platten gelten die Betrachtungen des Abschnittes 6 nicht mehr streng. Es wird dann jede einzelne Elementarwelle ihre Schwankungen für die Amplitude der Gesamtwelle bedingen²⁾, d. h. man wird mehr als einen dunklen Streifen im analysirenden Spectrum erhalten. Das habe ich auch an dünnen Platten bekommen, ja auch noch an dickeren

1) G. Meslin, l. c.

2) Das Genauere ergibt sich aus der Summation der p. 518 angeführten Reihe, die dann mit einem endlichen Gliede x^n abschliesst; es wird dann

$$s = \frac{1 - x^{n+1}}{1 - x}.$$

in den gelben und rothen Theilen des Spectrums, für die die Absorption der Schicht besonders schwach ist.

Daher erklären sich auch die von Schütt¹⁾ beobachteten Streifen, der mit sehr dünnen Schichten experimentirte. Es trägt aber, wie man sieht, nicht zur Güte der Farbenwiedergabe bei. Bei den Becquerel'schen Chlorsilberplatten, auf die sich Schütt beruft, liegen die Verhältnisse anders, weil dort die Absorption in der Schicht eine unverhältnissmässig stärkere ist, als bei den Lippmann'schen Platten.

8. Krone's Farbdarstellung ohne Quecksilberspiegel; Versuche von Neuhauss.

Die vorstehenden Untersuchungen ermöglichen das Verständniss für die Versuche verschiedener Forscher auf diesem Gebiete, welche noch nicht richtig oder noch nicht völlig erklärt waren.

Krone²⁾ ist es gelungen, das Spectrum auch ohne Quecksilberreflexion zu photographiren. Die Reflexion erfolgt also in der Schicht an Luft. Die Abweichung der von ihm erhaltenen Farben von den entsprechenden unter Anwendung des Quecksilberspiegels ergibt sich ohne weiteres, wenn man beachtet, dass die Phasenänderung φ bei Reflexion in Schicht an Luft jetzt Null ist, statt wie sonst etwa zwischen 0,4 und 0,5 zu liegen. Die Phasenverzögerung der Tiefenwelle gegenüber der Oberflächenwelle ergiebt sich daher aus der p. 503 abgeleiteten Formel

$$\delta = \varphi - \frac{1}{2}.$$

Wäre φ , die Phasenänderung bei Reflexion an einem Elementarspiegel, genau gleich $\frac{1}{2}$, so würde durch dieses Verfahren genau die richtige Farbe wiedergegeben. Die Farben müssen aber dann schon im Vergleich zu den mit dem Quecksilberspiegel erhaltenen nach Roth zu verschoben sein. Das ist es auch, was Krone beobachtet.³⁾ Sie müssen noch weiter im gleichen Sinne verschoben sein, wenn, wie im Abschnitt 2 wahrscheinlich gemacht, φ etwas kleiner als $\frac{1}{2}$ ist, sodass δ

1) F. Schütt, l. c. p. 546.

2) H. Krone, Die Darstellung der natürlichen Farben durch Photographie, Verl. der deutsch. Photographenzeitung (N. Schwier), Weimar 1894.

3) H. Krone, l. c. p. 65.

negativ wird und gegenüber dem bei Quecksilberreflexion geltenden Werth sein Zeichen wechselt. Man ersieht dies leicht aus Fig. 11, wo W_{12} jetzt für kleinere Wellen als die der Belichtungsfarbe mit der Oberflächenwelle W_{01} eine übereinstimmende Phase erhält. Im gleichen Sinne wirkt auch die Reflexion an der unteren Grenze des ersten Elementarspiegels, dessen Symmetrieebene jetzt in die Oberfläche hineinfällt, sodass seine eine Hälfte fehlt.

Auch dieser Schluss bestätigt sich, da Krone nach seiner Methode gewöhnlich überhaupt kein Roth erhält.

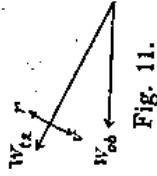


Fig. 11.

Neuhauss hat seine Versuche mit Lippmann'schen Photographien ausführlich in dem schon erwähnten Buche beschrieben und auch seine zum Theil lang andauernden Misserfolge in humorvoller Weise zum besten gegeben.¹⁾ Es er giebt sich daraus ein von vornherein schwer verständlicher Einfluss der Bezugsquelle seiner Gelatine.

Wenn man bedenkt, wie häufig schon kleine, chemisch kaum nachweisbare Verunreinigungen die Phasenänderung eines durchsichtigen Stoffes an Metallen beeinflusst, so liegt es nahe, darin jenen Einfluss der Gelatinesorte zu suchen. Mit der Phasenänderung φ ändert sich aber auch das für die Oberflächereflexion maassgebende δ . Ist diese Erklärung richtig, so musste Neuhauss mit Gelatine jeglicher Sorte gleich gute Bilder erhalten, sowie er die Oberflächereflexion beseitigte.

Versuche mit Mischfarbenaufnahmen durch Eiweissplatten haben Neuhauss²⁾ auf die Vermuthung eines besonderen Einflusses der obersten Schicht geführt. Er sagt über die Möglichkeit eines Erfolges solcher Aufnahmen mit Eiweissplatten:

„Es hat nämlich den Anschein, als ob unter der Oberfläche doch gute Lamellenbildung vorhanden ist, welche auch die Mischfarben richtig wiedergeben könnte, und dass nur durch die alleroberste Schicht, welche bei der Aufnahme in unmittelbarer Berührung mit dem Quecksilber steht und daher durch das Licht die durchgreifendsten Veränderungen erfährt, die

1) R. Neuhauss, l. c. p. 20.

2) R. Neuhauss, l. c. p. 15.

richtigen Farben zerstört werden. Im Einklang mit dieser Vermuthung steht der Umstand, dass die Mischfarben auf der Rückseite des Glases häufig besser sichtbar sind, als auf der Schichtseite.“

Neuhuss' Vermuthung wird streng richtig, wenn man statt „alleroberste Schicht“ das Wort „Oberfläche“ setzt.

Uebrigens ist es nicht ausgeschlossen, dass unter Umständen unmittelbare chemische Einwirkungen des Quecksilbers auf die Schicht ausserdem noch eine Rolle spielen. Es würde mich zu weit führen, wollte ich noch weitere Beobachtungen dieser Art erörtern, die sich leicht auf einen der oben besprochenen Einflüsse zurückführen lassen.

9. Beseitigung des ungünstigen Einflusses der Oberflächenreflexion.

Am nächsten liegen die folgenden Verfahren, um den störenden Einfluss der Oberflächenwelle zu beseitigen.

1. Man beseitigt die Reflexion an der Oberfläche überhaupt.

2. Man lässt die Oberflächenwelle nicht zu merklicher Interferenz mit der Tiefenwelle kommen.

3. Man verändert nach der Fertigstellung der Platte den Abstand der Oberfläche von dem ersten Elementarspiegel in solchem Betrage, dass die die von ihnen reflectirten Wellen übereinstimmende Phasen erlangen.

1. Die Beseitigung der Reflexion an der Oberfläche lässt sich, wie schon eingangs kurz erwähnt, dadurch erreichen, dass man die Platte eintaucht in einen Glaskrog, der eine Flüssigkeit enthält, von annähernd mit dem der Schicht übereinstimmenden Brechungsexponent, also etwa Benzol. Man giebt der Platte eine gegen die Oberfläche des Troges geneigte Stellung, sodass sie nach dem Auge in *O* (Fig. 12) das Licht einer wenig ausgedehnten Lichtquelle in *A* zurückwirft. Da in der Flüssigkeit an der Schicht keine merkliche Reflexion

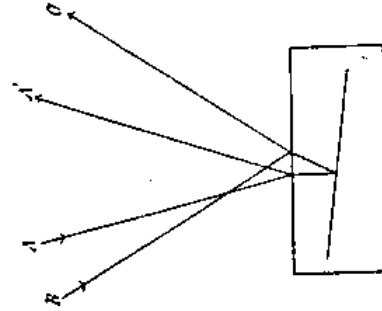


Fig. 12.

stattfindet, so gelangt nur das von den Elementarspiegeln zurückgeworfene Licht ins Auge, während die Oberfläche des Troges das Licht nach einer anderen Richtung *A'* reflectirt. Es muss nur dafür gesorgt sein, dass in der Richtung *B* von woher die Trogoberfläche Licht nach *O* spiegeln könnte, keine störende Helligkeit herrscht.

Unter diesen Verhältnissen gewahrt man überaus glänzende Farben, die annähernd an der richtigen Stelle liegen.

Lässt man den einen Theil der Platte aus der Flüssigkeit herausragen, und auch von ihr Licht reflectiren, so zeigen sich die Farben des photographirten Spectrums gegeneinander verschoben, und zwar so, dass der herausragende Theil, abgesehen von dem rothen Ende des Spectrums, Farben grösserer Wellenlänge zeigt, als der benachbarte eingetauchte Theil, in Uebereinstimmung mit obiger Theorie.

Das Gleiche erreicht man durch Verwendung eines schwachen Glaskleites, der mit Canadabalsam auf die Schicht gekittet wird. Nach Valenta¹⁾ hat sich schon L. Lumière eines solchen bei Projectionen bedient, die erzielte glänzende Farbenwirkung liegt aber nicht an der Projection, wie Valenta anzunehmen scheint²⁾, sondern hauptsächlich in der Ausschaltung der störenden Oberflächenreflexion.

In Ermangelung eines Glaskleites kann man eine zweite Planplatte mit keilförmiger dickflüssiger Canadabalsamschicht auf die photographische Platte ankitten. Man kann dann leicht die Platten so halten, dass nur das aus der Tiefe kommende Licht ins Auge fällt, das dann die Farben in grosser Sättigung und Glanz erblickt.

Das Verfahren des Eintauchens der fertigen Platte in Benzol empfiehlt sich zum mindesten zu ihrer Prüfung. Man kann so stets leicht entscheiden, ob wenigstens die Elementarspiegel gut und in richtigen Abständen ausgebildet sind.

2. Kittet man die Planplatte nicht keilförmig, sondern parallel zur photographischen Platte auf, so wird deren Oberflächenreflexion zwar beseitigt, man erhält aber dafür Licht von der Aussenseite der Planplatte reflectirt. Doch dieses

1) E. Valenta, l. c. p. 79.

2) l. c. p. 78.

deckt sich jetzt als weisses Licht gleichmässig über die aus der Tiefe stammenden Farben; denn der grosse Gangunterschied zwischen beiden Wellen schliesst eine störende Interferenz aus.

Dieser Gangunterschied braucht nicht einmal so gross zu sein, es genügt einfach eine dickere Schicht von photographischem Lack, Collodium, Celloidin (gelöst in Amylacetat, sog. Zaponlack) oder dergleichen aufzutragen, so treten bereits die richtigen Farben der Schicht hervor. Die aufzubringende Schicht braucht nur so dick zu sein, dass sie für sich ein Weiss ausreichend hoher Ordnung erzeugen würde. Sie braucht um so weniger dick zu sein, je weniger homogen die Farben der Schicht sind.

Will man Gelatine selbst auftragen, so muss man sich versehen, dass man dabei die nicht schon vorhandene Gelatineschicht auflockert und dadurch den Abstand der Elementar- spiegel ändert. Es wird sich dann empfehlen, wenigstens erst eine andersartige dünne Schicht, z. B. von Collodium, zwischen- zuschalten.

Die so erhaltenen Platten liefern natürlich lange nicht so glänzende Farben, wie die nach Verfahren I, weil eben sich überall das Weiss der Oberflächenreflexion überlagert.¹⁾

3. Ein günstigeres Ergebniss wäre zu erwarten, wenn es gelänge, der Oberfläche der Schicht einen solchen Abstand von dem ersten Elementarspiegel zu geben, dass die Phase der Oberflächenwelle mit der der Tiefenwelle übereinstimmt. Dies ist zunächst möglich durch ein Heben der Oberfläche, d. h. indem man eine dünne Schicht, wieder etwa von Celloidin aufrägt. Da die Oberflächenwelle gegenüber der Tiefenwelle um $0,4$ bis $0,5 \lambda$ voraus ist, so würde für eine Ergänzung des Gangunterschiedes zu einer ganzen Wellenlänge ein Phasenzuwachs von $0,6$ bis $0,5$, oder ein Dickenzuwachs gleich der Hälfte, also $0,3$ bis $0,25 \lambda$ (bezogen auf die Schicht) nötig sein.

¹⁾ Wie ich hieher bemerke, hat auch schon Neuhaus in seinem Buch p. 69, um die Platten zu schützen, Lack und dergleichen aufgetragen. Er giebt unter anderem an, dass die Farben an Glanz verlieren, nicht aber, dass sie sich ändern.

Zu diesem Zwecke stellt man sich verdünnte Lösungen der aufzutragenden Schicht her und prüft die mit bestimmter Tropfenzahl erzielte Dicke durch eine Probeglasplatte von gleicher Fläche, wie die der photographischen Platte, indem man nach Eintrocknen einen Theil der Schicht entfernt, eine zweite Glasplatte auflegt und die an der Grenze des gewechselten Theiles im Natriumlicht eintretende Verschiebung der Luftinterferenzen beobachtet.¹⁾

Es gelang mir in einem Falle, die richtige Schichtdicke zu treffen, sodass die Farben ziemlich richtig, wenn auch nicht genau richtig wiedergegeben wurden. Es ist aber ziemlich schwer, gleichförmige Dicke zu erreichen; daher zeigten sich an einer Stelle Farbenschwankungen entlang der Richtung der Spectrallinien. Ferner müsste streng genommen, wegen der Abnahme der Wellenlänge gegen Violett, die aufgetragene Schicht auf dem violetten Ende des Spectrums kleiner, als auf dem rothen Ende sein.

Dass obiger Versuch annähernd gelang, war nur ein Zufall, denn ich kannte damals noch nicht den richtigen Werth für die Phasenänderung am Elementarspiegel.

Dass er trotzdem gelang, liegt daran, dass es sehr schwer ist, selbst bei gleicher Tropfenzahl stets gleiche Dicken zu erzielen, weil sich von der Flüssigkeit bald mehr, bald weniger am Rande ansammelt, und dass ein Dickenausfall von $\frac{1}{6}$ Wellenlänge in der Schicht, oder nur $\frac{1}{12}$ Wellenlänge in Luft den Fehler wieder ausgleichen konnte. Andere Versuche misslungen unter anscheinend gleichen Bedingungen. Immerhin sind Abänderungen dieses Verfahrens denkbar, welche besser und sicherer zum Ziel führen.

Jedenfalls beweisen diese Versuche schlagend den Einfluss der Oberflächenreflexion. Giesst man z. B. eine äusserst verdünnte Lösung auf, deckt eine zweite Glasplatte darüber und zieht ab, so erhält man dabei sehr ungleichmässige Dicken. Es erscheinen jetzt zum Theil die glänzendsten Farben, aber an durchaus verkehrten Stellen.

Statt die Grenzfläche nach oben, kann man sie auch nach unten verlegen, zunächst durch einfaches mechanisches Ab-

¹⁾ Vgl. O. Wiener, Wied. Ann. 40. p. 207. 1890, wo das Verfahren genauer beschrieben ist.

tragen. Dieser Versuch wurde, wie bereits erwähnt, schon von Neuhauss¹⁾ ausgeführt. Es treten dann, wie meine eigenen Versuche bestätigen, zunächst im allgemeinen die benachbarten Farben kürzerer Wellenlänge auf, d. h. man nähert sich und erreicht bei bestimmter Dickenabnahme der Schicht die richtigen Farben. Geht man noch weiter, so treten wieder verkehrte Farben auf. Es genügt hier, auf schon früher Erwähntes zu verweisen (p. 509).

Eine dritte Möglichkeit ergiebt sich noch aus dem Versuche von Neuhauss²⁾, bei dem er die oberflächliche Schicht durch einen photographischen Abschwächer — Lösung von Sublimat oder Fixirnatron und Blutlaugensalz — veränderte oder theilweise zerstörte. Es wird dadurch gleichfalls der Abstand der Oberfläche von dem nächsten Elementarspiegel vergrößert. Doch ist dadurch nicht ohne weiteres die Uebereinstimmung der Phase der Oberflächenwelle mit der von den tiefer liegenden Elementarspiegeln gesichert. Immerhin hatte Neuhauss damit Erfolg. Er schreibt: „Bei dieser Behandlungsmethode“ — mit dem zweitgenannten Mittel — „kamen in der That richtige Mischfarben zum Vorschein, von denen vorher keine Spur zu finden war“. Es ist möglich, dass die zerstörte Schicht einen ausreichend grossen Abstand der Oberfläche von den Elementarspiegeln herbeiführte, um zwischen beiden ein Weiss höherer Ordnung zu erzeugen.

Bei der Behandlung mit Sublimat ist zu beachten, dass die Schicht so durchsichtig wird, dass die Phasenänderung des Elementarspiegels den Betrag von einer viertel Wellenlänge annimmt. Dafür spricht der Umstand, dass hier Neuhauss³⁾ in der Durchsicht die Complementärfarben zu denen der Aufsicht erhielt.

10. Verschiedene sonstige Fehlerquellen beim Lippmann'schen Farbenverfahren. — Schluss.

Auf allerlei andere Fehler, deren Vermeidung beim Lippmann'schen Verfahren anzustreben ist, sei hier nur noch kurz eingegangen.

1) R. Neuhauss, Verhandl. d. physikal. Gesellsch. zu Berlin 14. p. 19. 1893.

2) In dem citirten Buche p. 15.

3) l. c. p. 53.

Die richtige Farbenwiedergabe setzt voraus, dass zwischen zwei Bäuchen der stehenden Lichtwellen der optische Weg, d. h. die Zahl der Wellenlängen, während der Belichtung und nach Fertigstellung der Platte derselbe bleibt.

Zunächst ist klar, dass der optische Weg sich ändert, wenn der Feuchtigkeitsgehalt der Gelatine sich ändert. Es ist daher das sicherste, die Platte vor der Belichtung im Exsiccator zu trocknen. Denn hinterher lässt sie sich jederzeit wieder vollständig trocknen, falls man sie nicht mit einer für Wasserdampf undurchlässigen Schicht überziehen will.

Aber selbst bei gleich bleibendem Feuchtigkeitsgehalt wird der optische Weg kaum derselbe bleiben. Denn, wenn auch alles Silber reducirt würde und diesem als molecularem Silber der Brechungsexponent 4 zukäme, würde der optische Weg gegenüber der ursprünglichen Bromsilberschicht verringert, um so mehr also, wenn ein Theil des Bromsilbers ausfixirt wird.

Ich habe ausgerechnet, dass der optische Weg sich um etwa 4 Proc. vermindert, wenn die Hälfte des Silbers reducirt würde. Der entsprechende Farbenfehler muss noch deutlich zu bemerken sein. Es müssen im Vergleich zu der Belichtungsfarbe im Bilde Farben kleinerer Wellenlängen erscheinen, und um so kleiner, je kürzer die Belichtung gedauert hat. Dies wird auch von verschiedenen Seiten bestätigt.

Dieser Fehler liesse sich leicht beseitigen durch Baden der fertigen Platte in der Lösung eines indifferenten Körpers, durch dessen Aufnahme dann der optische Weg wieder vergrößert wird. Auch könnte man daran denken, die Schicht durch Wasserdämpfe aufzuquellen, und nach Erreichung der richtigen Dicke sie dicht gegen die Luft abzuschliessen.¹⁾

Doch hat es nur Zweck darauf einzugehen, wenn man den Fehler der Oberflächenreflexion beseitigt, der im allgemeinen überwiegen wird.

Auf andere Fehler, wie den, welchen die Absorption des Niederschlages, besonders der kurzwelligen Farben bedingt, ist schon von anderer Seite genügend eingegangen worden.

1) Vgl. dazu Versuche von Neuhauss in dessen Buch p. 49, wo die hier berührten Fehlerquellen in Betracht kommen. Besagte Stelle kam mir erst zu Gesicht, als ich obiges schon geschrieben hatte.

Die vorstehende Untersuchung wurde bereits 1895 im physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Aachen begonnen im Zusammenhang mit Versuchen an Becquerel'schen Farbenphotographien. Diese entstehen bekanntlich in silberchlorürhaltigen Chlorsilberschichten auf Silberunterlage im wesentlichen¹⁾ durch die Wirkung stehender Lichtwellen. Hebt man die Schicht von der Unterlage ab, so erblickt man auf der Hinterseite Farben, die von denen auf der Vorderseite wesentlich verschieden sind. Der Einfluss der störenden Oberflächenreflexion macht sich dort noch viel stärker bemerklich als bei den Lippmann'schen Schichten. Er konnte durch Eintauchen des Blättchens in Schwefelkohlenstoff vermindert, wenn auch wegen des immer noch grösser bleibenden Brechungs-exponenten der Schicht so nicht völlig beseitigt werden.

Die Versuche wurden erst in diesem Jahre im physikalischen Institut der Universität Giessen fortgesetzt. Ich wurde dabei durch Hrn. Lehramtsassistent Neunstiel unterstützt, der insbesondere die Spectrumbilder nach den Vorschriften von Neuhaus herstellte, wofür ich ihm sehr zu Dank verpflichtet bin. Die Versuche wurden endlich im hiesigen Institute abgeschlossen, wobei mir in der Beurtheilung der Farben, wie auch schon früher, Hr. Dr. Scholl behülflich war.

Die Untersuchung ist annähernd soweit fortgeführt, als es gut möglich ist, ohne die Eigenschaften des photographischen Niederschlags experimentell genauer festzustellen. Ich wollte aber die Veröffentlichung ihrer Ergebnisse nicht länger hinauschieben, die, wie ich hoffe, dem Praktiker von Nutzen sein werden.

Leipzig, Physikal. Inst. d. Univ., August 1899.

1) O. Wiener, Wied. Ann. 55, p. 245 u. 256. 1895.

(Eingegangen 24. August 1899.)

1. Ueber bewegte Körper
im elektrischen Felde und über die elektrische
Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft;
von Adolf Heydweiller.

I. Ponderomotorische Kräfte des elektrischen Feldes auf bewegte Körper.

1. Befindet sich ein leitender Körper im elektrischen Felde in einer Umgebung von anderem Leitvermögen, so treten an seiner Oberfläche elektrische Ladungen auf, die sich bei einer relativen Bewegung des Körpers gegen die Kraftlinien des Feldes verschieben und dadurch ponderomotorische Kräfte des Feldes auf den bewegten Körper hervorrufen. Diese Kräfte hemmen die vorhandene Bewegung des Körpers, wenn sein Leitvermögen das der Umgebung übertrifft, sie wirken beschleunigend unter Verbrauch elektrischer Energie im umgekehrten Falle. Ich werde sie im Folgenden kurz als *hemmende* und *treibende* Kräfte unterscheiden. Bei gewissen kleinen Werthen des Leitvermögens können sie auch bei mässigen Geschwindigkeiten messbare Grösse erreichen.

Den theoretischen und experimentellen Nachweis der hemmenden Kräfte für den speciellen Fall, dass das Leitvermögen in der Umgebung des bewegten Körpers verschwindend klein ist, verdanken wir Heinrich Hertz¹⁾; auf die Verallgemeinerung seiner Entwicklungen und deren Anwendung zur Erklärung von Beobachtungen Hrn. Quincke's und Hrn. O. E. Meyer's habe ich hingewiesen²⁾, und Hr. v. Schweidler hat sie auf Hrn. Boltzmann's Veranlassung für den Fall einer im homogenen elektrischen Felde rotirenden Kugel

1) H. Hertz, Wied. Ann. 13. p. 266. 1881; Ges. Werke 1. p. 135. 1895.

2) A. Heydweiller, Verhandl. d. Phys. Gesellsch. zu Berlin 16. p. 32. 1897.