Ueber eine durch zerstreutes Licht bewirkte Interferenzerscheinung

Autor(en): **Schläfli, L.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft Bern**

Band (Jahr): **- (1848)**

Heft 131-132

PDF erstellt am: **29.06.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-318272

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

MITTHEILUNGEN

DER

NATURFORSCHENDEN GESELLSCHAFT

IN BERN.

Nr. 131 und 132.

Ausgegeben den 15. Juli 1848.

L. Schläfli, Ueber eine durch zerstreutes Licht bewirkte Interferenzerscheinung.

(Vorgetragen den 3. Juni 1848.)

Die Erscheinung, von der ich reden will, ist nur eine Modification eines schon von Newton angestellten Interferenzversuchs, den Radicke in seinem Handbuch der Optik (Theil II, S. 51) also beschreibt:

„Lässt man durch eine in einem weissen Schirm befindliche kleine kreisförmige Oeffnung auf die Mitte eines sphärischen hohlen Glasspiegels, dessen erhabene Rückseite belegt ist, einen Lichtbündel fallen, so erblickt man auf dem Schirm rings um die Oeffnung Farbenringe, wenn dieselbe im Mittelpunkte der Spiegelkrümmung liegt. Die Farben werden schwächer mit der Entfernung des Schirms aus dieser Lage und verschwinden endlich ganz.“

Der jüngere Herschel hat diesen Versuch aus der Interferenz des an der Vorderseite des Spiegels zerstreuten und an der Rückseite zurückgeworfenen Lichts mit dem zuerst an der Rückseite zurückgeworfenen und dann an der Vorderseite zerstreuten Lichte erklärt; diese Erklärung wurde durch die Uebereinstimmung zwischen den berechneten Ringdurchmessern und den gemessenen bestätigt.

Eine ähnliche Erscheinung kann nun auch mit einem gewöhnlichen ebenen, mit Stanniol belegten Glasspiegel und ohne Schirm hervorgebracht werden, wenn man die zerstreuende Eigenschaft der Vorderseite des Spiegels durch Anhauchen oder Bestäuben erhöht. Der beim Newton'schen Versuch angewandte Schirm wird hier durch die Netzhaut des Auges ersetzt. Bringt man nämlich das Auge so zwischen den Spiegel und eine Lichtflamme, dass man die Bilder des Auges und der Flamme nahe bei einander sieht, so erblickt man auf dem Spiegel eine Menge concentrischer und farbiger Kreisbogen, die nur darum nicht vollständige Kreise sind, weil sie theilweise durch den Schatten des Kopfs verdeckt werden. Man braucht nur das Auge ein wenig zu heben oder zu senken, um zu bemerken, dass diese farbigen Kreisbogen die Gerade, welche die Bilder des Auges und der Flamme verbindet, senkrecht durchschneiden, und also ihren Mittelpunkt auf dieser Geraden haben müssen. Ist die Flamme viel weiter vom Spiegel entfernt als das Auge, so scheinen die farbigen Kreise das Bild des Auges selbst zum Mittelpunkt zu haben. Hält man die Flamme nahe neben das Auge, so sieht man parallele gerade Streifen, deren Richtung auf der Verbindungslinie der Bilder des Auges und der Flamme senkrecht steht. Hält man endlich die Flamme zwischen den Spiegel und das Auge, so krümmen sich die parallelen farbigen Streifen nach der entgegengesetzten Seite, und scheinen nun desto mehr das Bild der Flamme zu ihrem Mittelpunkt zu haben, je mehr die Entfernung des Auges vom Spiegel diejenige der Flamme übertrifft.

Benutzt man die Sonne als Lichtquelle, so haben die farbigen Ringe das Bild des Auges zum Mittelpunkt und werden desto grösser und breiter, je weiter man das Auge vom Spiegel entfernt. Ist diese Entfernung gross genug, so vermag der Schatten des Kopfs nicht mehr die Ringe zur Hälfte zu verdecken, und man sieht daher die äussersten Ringe als fast ganze Kreise. Um vom Sonnenbild nicht geblendet zu werden, kann man den Spiegel so stellen, dass der Schatten des Kopfs dasselbe verdeckt.

Obschon die folgende Erklärung durch keine Messung der Durchmesser der farbigen Ringe bestätigt wurde, so liegt doch im Allgemeinen der so eben beschriebenen Erscheinungen nichts, was dieser Erklärung widerspräche.

Aus dem leuchtenden Punkt S werde auf die Vorderfläche des Planglases die Senkreckte SA gefällt, so ist, wenn n den Brechungsindex des Gläses bezeichnet, und TA = n • SA gemacht wird, T der Divergenzpunkt der ins Glas gebrochenen Strahlen. Nimmt man nun den Augenblick, in welchem das Licht von S ausgeht, als Anfangspunkt der Zeit, und die Zeit, welche das Licht braucht, um die Längeneinheit in der Luft zurückzulegen, als Einheit des Zeitmaasses an, so drückt SA — n • TA die Zeit aus, zu welcher das im Glase sich bewegende Licht von jenem fingirten Punkte T ausgegangen sein müsste, wenn es stets in demselben durchsichtigen Medium geblieben wäre. Die verlängerte Senkrechte TA treffe die Hinterfläche des Glases in D, und man mache auf der entgegengesetzten Verlängerung DQ = TD, so ist Q der Divergenzpunkt der an der Hinterfläche des Glases zurückgeworfenen Strahlen, so lange sie sich noch innerhalb des Glases bewegen, und diese zurückgeworfenen Strahlen verhalten sich gerade so, wie wenn sie zur selben Zeit SA — n • TA von Q ausgegangen wären, wie wir uns die einmal gebrochenen Strahlen von T ausgehend gedacht haben. Folglich wird $SA - n \cdot TA + n \cdot QM = SA + 2n \cdot AD + n(QM - QA)$ die Zeit bezeichnen, zu der das zurückgeworfene Licht in irgend einem nicht zu weit von A entfernten Punkte M der Vorderfläche anlangen wird, um von da aus durch Zerstreuung in die Luft überzugehen und ins Auge zu gelangen. Derselbe Punkt M wird aber auch von der Lichtquelle S selbst zur Zeit SM direkt erleuchtet werden, und das empfangene Licht ins Glas hinein zerstreuen. Man ziehe MC senkrecht auf die Hinterfläche des Glases und mache die Verlängerung $CN = MC$, so wird das zurückgeworfene Licht sich verhalten, als wenn es gleichzeitig von N ausgegangen wäre, wie das zerstreute einfallende von M. An der Vorderfläche angelangt, wird es in die Luft gebrochen werden und einen auf der Geraden MN liegenden Punkt P zum Divergenzpunkt haben, dessen Lage durch die Gleichung $MP = \frac{1}{n} \cdot MN$ bestimmt ist; und die dem Punkt P entsprechende Zeit wird

$$SM + n \cdot MN - PM$$

sein. Also ist der Zeitunterschied, um den wir den Punkt M später von Q aus erleuchtet uns denken müssen als das Licht von P ausgehen kann,

$$= -(SM - SA) + n(QM - QA) + PM.$$

Befindet sich nun das Auge O weder zu nahe am Spiegel, noch zu schief vor demselben, so erblickt es die beiden Punkte M und P, wenn das Glas dünn genug ist in solcher Nähe, dass deren Bilder auf der Netzhaut sich interferiren. Wir dürfen auch desshalb die von M und P ins Auge gelangenden Strahlen als parallel ansehen, und wenn wir den Winkel, um welchen dieselben von der senkrechten Richtung abweichen, mit w bezeichnen, so ist der Weg von P aus ins Auge um $PM \cdot \cos w$ länger als derjenige von M aus ebendahin. Demnach muss der Zeitunterschied, um den das Licht von M aus später ins Auge gelangt, als von P aus,

$$n(QM - QA) - (SM - SA) + PM(1 - \cos w)$$

betragen. Man errichte nun aus O die Senkrechte OB auf den Spiegel, setze $SA = a$, $OB = b$, $AM = p$, $BM = q$, $AD = d$ und betrachte p, q als kleine Grössen erster Ordnung in Beziehung auf a und b, so ist, wenn man die vierten Potenzen von p und q ausser Acht lässt,

$$SM - SA = \sqrt{a^2 + p^2} - a = \frac{p^2}{2a},$$

$$QM - QA = \sqrt{(na + 2d)^2 + p^2} - (na + 2d) = \frac{p^2}{2(na + 2d)}$$

$$PM = \frac{2d}{n}, \quad 1 - \cos w = \frac{OM - OB}{OM} = \frac{1}{2}\,\frac{q^2}{b^2}$$

Wird der obige Zeitunterschied mit t bezeichnet, so ergiebt sich hieraus

$$\frac{d}{n}\,\frac{q^2}{b^2} - \frac{p^2}{2}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a + \frac{2d}{n}}\right) = t,$$

oder

$$\frac{d}{n}\left(\frac{q^2}{b^2} - \frac{p^2}{a\left(a + \frac{2d}{n}\right)}\right) = t,$$

oder endlich, wenn man die Dicke d im Vergleich mit a vernachlässigt,

$$\frac{q^2}{b^2} - \frac{p^2}{a^2} = \frac{nt}{d}.$$

Setzt man hier t constant, so hat man die Gleichung der Curve, welcher alle diejenigen Punkte M angehören, die dieselbe Interferenz hervorbringen. Für $t = o$ erhält man:

$$\frac{p}{a} = \frac{q}{b},$$

d. h. die von A und B nach M gehenden Fahrstrahlen haben zu einander dasselbe Verhältniss, wie die Abstände a und b der Flamme und des Auges vom Spiegel. Zufolge eines bekannten geometrischen Satzes liegt also der Punkt M auf einem Kreise, dessen Mittelpunkt sich in der Verlängerung der Geraden AB befindet, und welcher diese Gerade AB innerhalb und ausserhalb im Verhältnisse $a : b$ schneidet. Hieraus ist leicht zu ersehen, dass das Auge in der Richtung eines dieser beiden Durchschnittspunkte die Flamme erblickt, und dass der andere in der Geraden liegt, welche Auge und Flamme verbindet. Für ein beliebiges t nehme man AB als Abscissenaxe an, un drücke p^2 und q^2 durch die rechtwinkligen Coordinaten des Punkts M aus, so wird dieses auf rationale Weise geschehen, und man wird eine Gleichung zweiten Grades erhalten. Wenn aber eine solche Gleichung für einen gewissen Werth des constanten Gliedes einen Kreis darstellt, so wird sie für alle andern Werthe dieses constanten Gliedes lauter concentrische Kreise darstellen. Setzt man $AB = c$ und nimmt

$$\frac{a^2}{a^2 - b^2}\, c, \qquad \frac{b^2}{a^2 - b^2}\, c$$

als Abscissen der Punkte A, B an, so wird die Gleichung der Curve

$$x^2 + y^2 = \frac{a^2 b^2}{a^2 - b^2}\left(\frac{nt}{d} + \frac{c^2}{a^2 - b^2}\right).$$

Ist der leuchtende Punkt unendlich weit entfernt, so drückt $\frac{c}{a}$ die Tangente des Winkels α aus, um welchen die einfallenden Strahlen von der normalen Richtung abweichen, und dann wird die Gleichung der Curve

$$x^2 + y^2 = b^2 \left(\frac{nt}{d} + \tang^2 \alpha\right);$$

der Mittelpunkt fällt mit der Projection B des Auges zusammen.

Zum Schlusse will ich noch bemerken, dass es gar nicht nothwendig ist, dass das Planglas mit Stanniol belegt sei; jede schmutzige oder staubige oder schwach angelaufene Fensterscheibe zeigt daher die beschriebene Interferenzerscheinung, nur verzerrt, weil die Flächen des Fensterglases gewöhnlich nicht eben sind. Die Stanniolbelegung erhöht indessen die Intensität der Interferenzbilder.

Der helle Kreis, welchen man durch das Bild der Flamme gehen sieht, soll nach der vorigen Erklärung der erste sein, weil er dem Phasenunterschied Null entspricht; und die folgenden Ringe sollen von diesem an sowohl nach innen als nach aussen gezählt werden. Wirklich zeigt dieser Kreis fast keine Farbensäume, während die übrigen Kreise demselben ihre violette Seite zuwenden und die rothe von ihm abwenden. Die innern Kreise sind also gegen den gemeinschaftlichen Mittelpunkt hin roth gesäumt, die äussern dagegen nach aussen. Dieses stimmt ganz damit überein, dass die Wellenlängen für rothes Licht am grössten und für violettes am kleinsten sind.