

Farbenzauber mit dem Kosmetikspiegel

Wilfried Suhr, H. Joachim Schlichting

Universität Münster – Institut für Didaktik der Physik

Kurzfassung

An transparenten Schichten können in Natur und Alltag auf eine Weise Interferenzfarben entstehen, die im Laufe der Physikgeschichte zwar bekannt war, aber heute fast vergessen ist. Denn diese Farben bleiben dem absichtslosen Blick meist verborgen. Kennzeichnend ist, dass sie auch an Schichten von mehreren Millimetern Dicke entstehen können. Die grundlegenden Eigenschaften dieses Phänomens lassen sich mit so einfachen Mitteln, wie einer Lichtquelle, einem Schirm und einem Kosmetikspiegel sehr eindrucksvoll demonstrieren und untersuchen.

1. Interferenzfarben, wo man sie nicht vermutet

Über die Entstehung von Interferenzfarben an transparenten Schichten erfährt man im Physikunterricht meist, dass sie nicht an dicken Schichten wie Fensterglas entstehen können, sondern nur an vergleichsweise dünnen. Dies scheint unsere Alltagserfahrung zu bestätigen, da es bei einem gewöhnlichen Blick auf Fensterglas zu keinen derartigen Farberscheinungen kommt. Dass sie dennoch, wie Abb.1 dokumentiert, in unserem Alltag gegenwärtig sind, wird erst augenfällig, wenn man weiß, wie der Blick darauf zu richten ist.

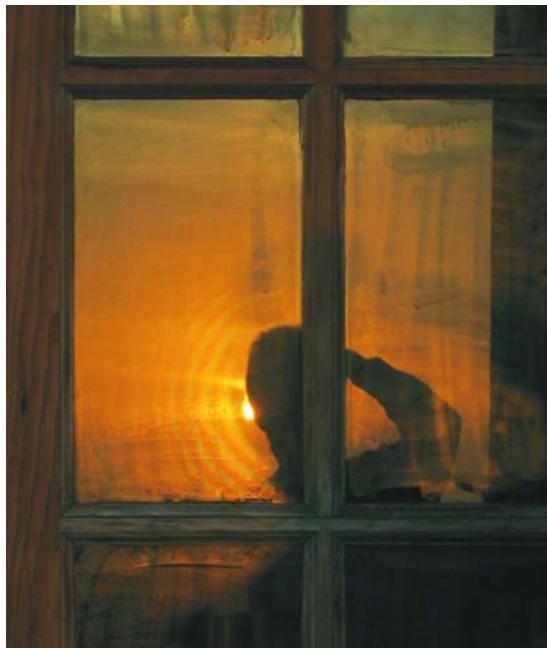


Abb.1: Auf einer verschmutzten Fensterscheibe sind um den Reflex der untergehenden Sonne herum Ausschnitte von Farbringen erkennbar.

Die an dicken Schichten entstehenden Interferenzfarben sind nämlich, ähnlich wie die Interferenzfarben eines Beugungsgitters, nur in einem eng begrenzten Raumwinkel sichtbar. Dessen Mittelachse ist eine Senkrechte zur Schichtebene. Für den spe-

ziellen Fall, dass diese Mittelachse eine geeignete Lichtquelle und deren Reflex verbindet, kann das Auge auf der Schicht, um den Reflex herum, konzentrische Farbringen erkennen, sofern es der enge Raumwinkel umschließt.

2. Historischer Bezug

Bereits 1704 veröffentlichte Newton erste Beobachtungen über diese Art von Interferenzfarben im Teil IV des zweiten Buches seiner „Opticks“ [1]. Wie solche Farben herzustellen oder theoretisch zu erklären sind, beschäftigte noch bis zum Ende des 19ten Jahrhunderts angesehene Wissenschaftler wie T. Young, J. Herschel, G. Stokes und A. Quételet (vgl. [2]).

Zum praktischen Nachvollzug seiner Untersuchungen lädt ein, dass Newton die Bedingungen, unter denen er „... Farben dicker transparenter polierter Platten“ beobachten konnte, sehr detailliert aufführt (siehe [1] S. 289). Als Lichtquelle diente ihm Sonnenlicht, das in ein stark verdunkeltes Zimmer durch ein rundes Loch im Fensterladen eintrat. Es beleuchtete die unverspiegelte konkave Vorderseite eines sphärischen, gläsernen Spiegels (mit einem Krümmungsradius von ca. 1,8m) dessen konvexe Rückseite mit Quecksilber verspiegelt war. Die optische Achse des Spiegels richtete er parallel zum Sonnenstrahl aus. Einen weißen Karton, in dessen Mitte sich ein kleines Loch befand, platzierte er anschließend genau in den Krümmungsmittelpunkt des Hohlspiegels. Diese Anordnung gewährleistete, dass alles durch dieses Loch zum Spiegel gelangende Licht stets senkrecht auf beliebige Elemente der Spiegelfläche traf. Dementsprechend hätte dies Licht auch vollständig zum Loch zurückgespiegelt werden müssen. Stattdessen beobachtete Newton aber, dass zwar der Hauptanteil dorthin reflektiert wurde, sich aber ein gewisser Anteil auf bis zu fünf erkennbare farbige Ringe verteilte, die konzentrisch um das im Karton befindliche Loch angeordnet waren.

Um diese Beobachtung in einem vergleichbaren Freihandversuch nachzuvollziehen, kann man statt

des gläsernen Hohlspiegels einen handelsüblichen Kosmetikspiegel verwenden. Weil dieser im sauberen Zustand auf ihn fallendes Sonnenlicht aber einfach nur zur Lochblende zurück spiegelt, wird schnell klar, dass Newton eine wesentliche Bedingung für das Erscheinen farbiger Ringe ungenannt ließ. Dies lässt vermuten, dass Newtons Hohlspiegel nicht perfekt poliert oder anderweitig matt geworden war. Denn die projizierten Farbringe entstehen erst



Abb.2: Von einem präparierten Kosmetikspiegel auf eine Papierblende projizierte Farbringe.

(vgl. Abb.2), wenn die Oberseite des Spiegels, beispielsweise aufgrund von Verunreinigungen, das Licht streut. Um diese Streuwirkung zu erzielen, genügt im Freihandversuch ein hauchdünner Auftrag von Salatöl auf die Glasoberfläche des Spiegels. Damit ist dauerhaft für die nötige Anzahl von Streuteilchen in der geeigneten Größe gesorgt.

3. Demonstrationsversuch

Dass die Projektion von Farbringen erst einsetzt, wenn Streuteilchen vorhanden sind, lässt sich in einem an Newtons Versuch angelehnten Demonstrationsversuch gut für einen einprägsamen „Farbenzauber“ nutzen.

Zur Demonstration des Versuchs beleuchtet man mit einer starken Laborleuchte einen gut gereinigten Kosmetikspiegel, dessen konkave Fläche der Lichtquelle zugewandt ist. Zwischen Laborleuchte und Kosmetikspiegel wird ein ebener, quadratischer Schirm (Kantenlänge ca. 30 cm) gestellt, in dessen Mitte man zuvor ein Loch von ca. 5 mm Durchmesser gebohrt hat. Durch eine entsprechende Fokussierung der Laborleuchte sollte der Spiegel durch das Loch hindurch möglichst intensiv beleuchtet werden. Der Abstand zwischen Spiegeloberfläche und Schirm muss dem Krümmungsradius des Hohlspiegels entsprechen. Dies erkennt man daran, dass dann der auf den Schirm zurück gespiegelte Lichtfleck etwa die gleichen Abmessungen hat, wie das Loch. Ergibt sich ein ausgefranster Lichtfleck, so liegt dies meist an den geringen Fertigungstoleranzen handelsüblicher Kosmetikspiegel. Für Abhilfe sorgt

dann eine runde Pappblende, die den Spiegel vom Rand her wenige Zentimeter abdeckt.

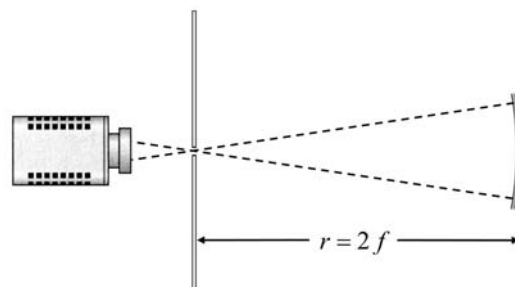


Abb.3: Schema des Demonstrationsversuchs

Wird der Spiegel nun so ausgerichtet, dass er das vom Loch herkommende Licht wieder genau zum Loch zurückspiegelt, so ist der Versuch „betriebsbereit“. Der Schirm sollte für die Schüler so einsehbar sein, dass sie beobachten können, ob vom Spiegel her Licht auf ihn trifft. Bei verdunkeltem Klassenraum wird deutlich, dass er nur im unmittelbaren Umkreis des Lochs Licht vom Spiegel empfängt. Dies ist gemäß den Reflexionsgesetzen nicht weiter verwunderlich. Verblüffend und erstaunlich ist dagegen die Veränderung, die man mit einem einfachen „magischen“ Hauch bewirken kann. Beschlägt nämlich der Spiegel beim Anhauchen, so erscheinen dabei farbenprächtige Ringe auf dem Schirm. Diese schwinden anschließend in der selben Zeitspanne, die der Spiegel zum Trocknen braucht.

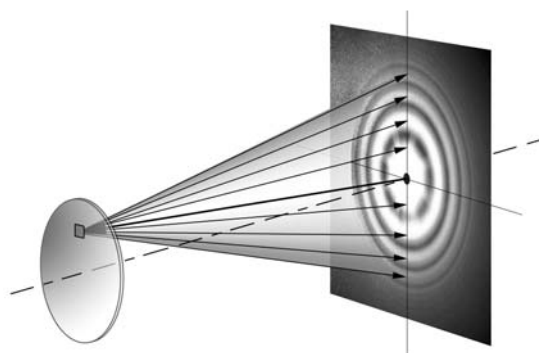


Abb.4: Jedes Spiegelement projiziert ein gleichartiges, elementares Ringsystem.

Um experimentell zu klären, welchen Beitrag jedes Element des Spiegels zur Projektion der Farbringe liefert, kann man die Beleuchtung auf einen entsprechend kleinen Spiegelausschnitt begrenzen. Gut geeignet ist dafür ein Laserpointer, dessen dünnen Strahl man durch das Loch im Schirm auf den Hohlspiegel fallen lässt. Unabhängig davon, welches Spiegelement dabei beleuchtet wird, entsteht auf dem Schirm ein System konzentrischer Ringe von gleicher Form und Größe. Weil demnach jedes Spiegelement ein gleichartiges, elementares Ringsystem projiziert, lassen sich die bei Beleuchtung der ganzen Spiegelfläche projizierten Farbringe als

Überlagerung elementarer Ringsysteme deuten (vgl. Abb. 4).

4. Virtuelle Farbringe in Öl „gemalt“

Will man die Interferenzringe, wie zuvor beschrieben, gut sichtbar auf einem Schirm real abbilden, so muss der Hohlspiegel dafür mit hoher Bestrahlungsstärke beleuchtet werden. Weit geringere Bestrahlungsstärken reichen aus, wenn man sich damit begnügt, die Ringe in ihrer virtuellen Erscheinungsform zu betrachten. Auf diese alternative Sichtweise war bereits Newton gekommen (vgl. [1] S. 296), als er seinen Blick, nahe der optischen Achse, auf die Oberfläche seines beleuchteten Hohlspiegels richtete. Darüber hinaus stellte er fest, dass sich Lage und Krümmung der dort erkennbaren virtuellen farbigen Streifen und Ringe mit der Position des Auges änderten.

Während bei der realen Projektion ein Hohlspiegel für die nötige Bildhelligkeit durch Überlagerung elementarer Ringsysteme sorgt, kann bei der Betrachtung virtueller Streifen und Ringe auf diese Art der Konzentration verzichtet werden. Denn das Auge ist empfindlich genug, um Licht eines elementaren Ringsystems wahrzunehmen, das von einem vergleichsweise kleinen Spiegelement stammt. Weil dementsprechend auf eine Krümmung des Spiegels verzichtet werden kann, genügt bereits ein einfacher Planspiegel.

Von diesem Sachverhalt kann man sich anhand eines einfachen Freihandversuchs überzeugen. Dazu genügt ein ebener Spiegel in einem verdunkelten Badezimmer, der von möglichst kleinen Tröpfchen beschlagen ist. Ausgerüstet mit einer Taschenlampe (deren Reflektor entfernt wurde), stellt man sich vor den Spiegel in einem Abstand von etwa 2,5 m auf. Hält man die leuchtende Lampe vor die Stirn, so sind um den direkten Reflex im Spiegel herum farbige Streifen erkennbar. Diese Streifen sind Ausschnitte von Ringen, deren Zentrum sich je nach Abstand zwischen Auge und Lampe verlagert.

Bereits Anfang des 19. Jahrhunderts korrespondierten William Whewell und Adolphe Quételet über ähnliche Beobachtungen, die sie mit einer Kerze als Lichtquelle anstellten (siehe [3] S. 158). Weil die Versuche aber immer nur so lange dauern konnten, wie der Spiegel beschlagen war, suchte Quételet nach einer dauerhaften Beschichtung. Diese fand er in Form eines sehr dünnen Auftrags von Fett. Für die Herstellung eines permanenten Belags eignet sich aber auch Salatöl, das man mit einem Wattebausch hauchdünn auf die Glasfläche des Spiegels aufträgt, wodurch er einen matten Glanz bekommt.

Aber nicht nur in Spiegeln zeigen sich virtuelle Interferenzringe. In abgeschwächter Form treten sie auch bei normalen Glasscheiben auf, deren beleuchtete Seite entweder beschlagen oder verschmutzt ist (vgl. Abb. 1). Werden große Glasscheiben, die man, wie gerade beschrieben, mit etwas Salatöl präpariert hat, von der Sonne beschienen, so erscheinen rund

um den Reflex der Sonne herum besonders eindrucksvolle Interferenzringe. Sie erreichen leicht einen Durchmesser von 50 cm (siehe Abb. 5).



Abb.5: Virtuelle Interferenzringe auf einer mit Salatöl präparierten Glasplatte (60cm×80cm), die von Sonnenlicht beschienen wird.

Auch an vergleichsweise dünnen transparenten Schichten, wie beispielsweise Kopierfolien, können auf die beschriebene Art Interferenzringe entstehen. Welche Voraussetzungen die Folien dazu erfüllen müssen wird in [4] beschrieben.

5. Modellvorstellung

Das hier dargestellte Modell soll nicht nur die Entstehung konzentrischer sondern auch exzentrischer

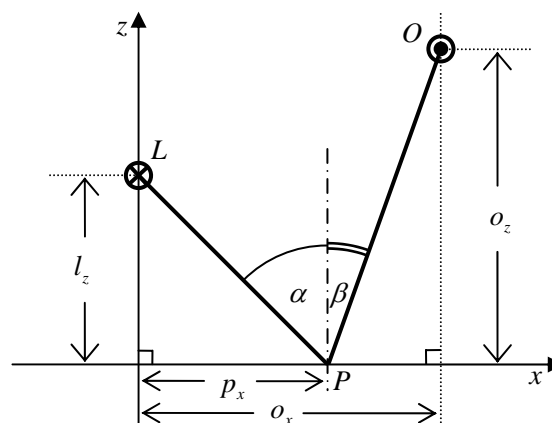


Abb. 6: Schematischer Versuchsaufbau.

Farbringe an ebenen Schichten erklären können. Abb. 6 zeigt den betreffenden schematischen Versuchsaufbau, in dem L eine Punktlichtquelle und O die Pupille des Auges eines Beobachters ist. Zur Darstellung ihrer Lage dient ein rechtwinkliges Koordinatensystem in dessen xy -Ebene die Glasoberfläche des Spiegels liegt. Um die geometrischen Verhältnisse zu vereinfachen, wird vorausgesetzt, dass die Dicke t des Spiegelglases viel kleiner ist, als die Abstände l_z und o_z . Betrachtet werden die

Verhältnisse an einem kleinen Spiegelelement, auf dem sich am Punkt P ein kleines Partikel befindet. Abb. 7 zeigt, wie die von der Lichtquelle ausgehenden Lichtstrahlen l_1 und l_2 annähernd parallel auf

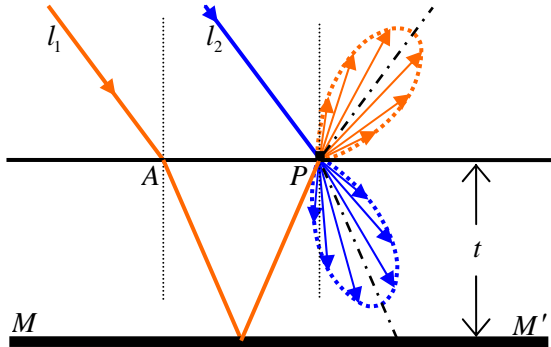


Abb. 7: Schematische Darstellung eines Spiegelements. Auf das Partikel P treffendes Licht wird gestreut.

das Spiegelelement treffen. Der Strahl l_1 geht dabei, am Punkt A gebrochen, in das optisch dichtere Medium über, wird anschließend an der verspiegelten Schicht MM' reflektiert und gelangt von dort zum Partikel P , an dem er gestreut wird. Vorausgesetzt werden Partikel, deren Abmaße in der Größenordnung von wenigen μm liegen. Daher ist von vorwärts gerichteter Mie-Streuung auszugehen. Der Strahl l_2 trifft dagegen zunächst direkt auf das Partikel, so dass das dabei entstehende Streulicht in das Medium hinein gebrochen wird.

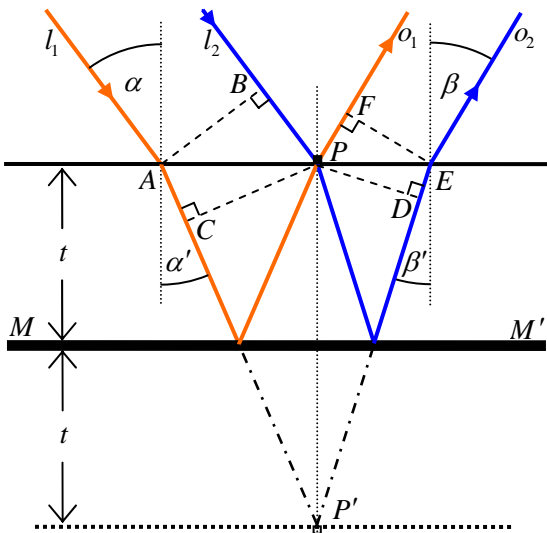


Abb. 8: Ausgewählter Strahlengang am Spiegelement.

Die geometrischen Verhältnisse zur Ermittlung eines Gangunterschieds zeigt Abb. 8. Ausgehend von der Lichtquelle L kommen die Strahlen l_1 und l_2 mit gleicher Phasenlagen bei den Punkten A und B an.

Das am Spiegelelement produzierte Streulicht enthält die auf die Pupille O des Beobachters gerichteten Strahlen o_1 und o_2 . Diese haben ab den Punkten F und E eine gleich bleibende Phasenlage. Somit errechnet sich ihr Gangunterschied Δs zu:

$$\Delta s = (\overline{AP'} + \overline{PF})_{opt} - (\overline{BP} + \overline{P'E})_{opt} \quad (1)$$

Dieser Berechnung optischer Weglängen¹ liegt zugrunde, dass der von A über den Spiegel zum realen Partikel P zurückzulegende Lichtweg gleich weit ist, wie zum virtuellen Bild P' des Partikels. Dementsprechend ist auch der Lichtweg zwischen \overline{PE} und $\overline{P'E}$ gleich weit.

Die geometrischen Verhältnisse zeigen, dass $\overline{BP} = \overline{AP} \cdot \sin \alpha$ und $\overline{AC} = \overline{AP} \cdot \sin \alpha'$. Nutzt man zur Substitution den durch das Brechungsgesetz gegebenen Zusammenhang $\sin \alpha = n \cdot \sin \alpha'$, so ergibt sich $\overline{BP} = n \cdot \overline{AC}$ und auf vergleichbarem Wege $\overline{FP} = n \cdot \overline{DE}$. Aufgrund der Gleichheit dieser optischen Weglängen reduziert sich die Berechnung des Gangunterschieds zu:

$$\Delta s = (\overline{CP'} - \overline{P'D})_{opt} \quad (2)$$

Im nächsten Schritt soll diese Differenz in Abhängigkeit von der Spiegeldicke t und dem Brechungsindex n des Spiegelglases dargestellt werden. Für den Längenmaßstab ist $(\overline{PP'})_{opt} = 2tn$ maßgeb-

lich, und für die Trigonometrie $\sphericalangle CP'P = \alpha'$ sowie $\sphericalangle PP'D = \beta'$. Damit kann (2) umgestellt werden zu:

$$\Delta s = 2nt(\cos \alpha' - \cos \beta') \quad (3)$$

Die Beziehungen zwischen trigonometrischen Funktionen und das Brechungsgesetz sowie eine Näherung für kleine Winkel, ermöglichen folgende Umwandlung

$$\cos \alpha' = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha'} = \sqrt{1 - (\sin^2 \alpha)/n^2} \approx 1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2}$$

Dies in (3) eingesetzt ergibt

$$\Delta s = 2nt \left[\left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2} \right) - \left(1 - \frac{\sin^2 \beta}{2n^2} \right) \right] \quad (5)$$

Nach Zusammenfassen und Kürzen von (5) verbleibt

$$\Delta s = \frac{t}{n} (\sin^2 \beta - \sin^2 \alpha) \quad (6)$$

Kennt man statt der Winkel nur die in Abb. 6 gegebenen Abmessungen, so kann man sich wegen der Beschränkung der Gültigkeit für kleine Winkel zu

¹ Die optische Weglänge in einem Medium ist die Strecke, die das Licht im Vakuum in der derselben Zeit durchlaufen würde.

nutze machen, dass dann $\sin^2 \alpha \approx \tan^2 \alpha$. Denn $p_x/l_z = \tan \alpha$ und $(o_x - p_x)/o_z = -\tan \beta$. Damit wird (6) zu

$$\Delta s = \frac{t}{n} \left[\left(\frac{o_x - p_x}{o_z} \right)^2 - \left(\frac{p_x}{l_z} \right)^2 \right] \quad (6)$$

6. Versuchsergebnisse im Vergleich zur Modellrechnung

In Anlehnung an das in Abschnitt 5 vorgestellte Modell wurde ein Computerprogramm entwickelt, das für einzelne Punkte einer ebenen Spiegelfläche

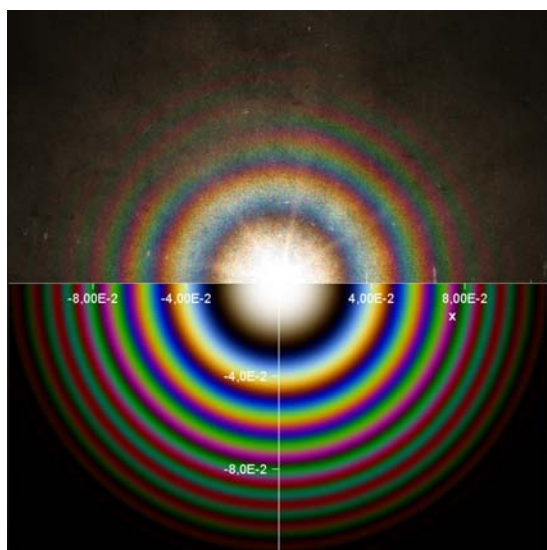


Abb.9: Konzentrische Interferenzringe.
Obere Hälfte: Foto von Ringen auf einem präparierten Spiegel. Untere Hälfte: Bildschirmdarstellung der entsprechenden Modellrechnung

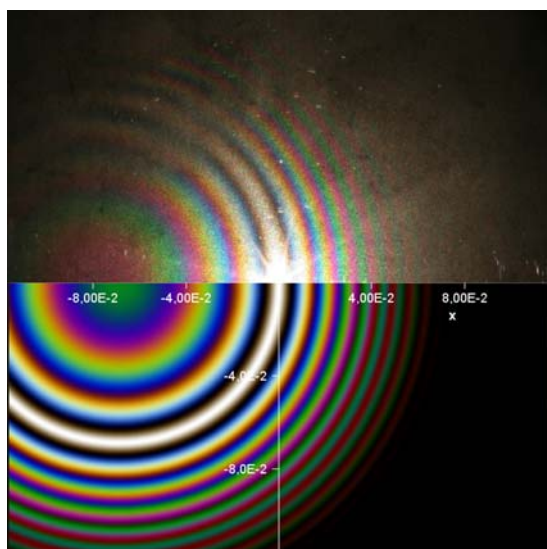


Abb.10: Exzentrische Interferenzringe.
Obere Hälfte: Foto von Ringen auf einem präparierten Spiegel. Untere Hälfte: Bildschirmdarstellung der entsprechenden Modellrechnung

die dort auftretenden Gangunterschiede berechnet. Entsprechend der RGB-Farben des Monitors wurde diese Berechnung jeweils für die Wellenlängen 605 nm, 545 nm und 460 nm durchgeführt. Proportional zur Lichtintensität, die sich dabei durch Überlagerung ergeben würde, wurde die Stärke der zugehörigen RGB-Komponente festgelegt. Mit der Mischfarbe, die sich aus diesen Komponenten ergab, wurde dann das betreffende Spiegelement auf dem Monitor dargestellt.

Das grafische Ergebnis solcher Modellrechnungen wird in den Abbildungen 9 und 10 mit Fotografien verglichen, die bei Laborversuchen mit gleichen Versuchsparametern aufgenommen wurden. Sowohl bei der Bildung konzentrischer als auch exzentrischer Farbringe ist eine gute Übereinstimmung für die ersten Beugungsordnungen, die der weißen 0-ten Beugungsordnung benachbart sind, erkennbar. Bei höheren Ordnungen stimmt zwar die Farbreihenfolge noch, allerdings lässt die örtliche Passgenauigkeit dort etwas zu wünschen übrig. Diese Abweichung hat vermutlich ihre Ursache in dem stark vereinfachten Farbmodell. Für diese Annahme spricht, dass bei monochromatischer Beleuchtung entstandene Fotos von Interferenzringen recht passgenau mit den grafischen Ergebnissen entsprechender Modellrechnung übereinstimmen.

Wie die Fotografien zeigen, haben nur die in Nachbarschaft zur 0-ten Beugungsordnung liegenden Farbringe eine hohe Intensität. Diese Intensitätsabnahme konnte in der Modellrechnung durch Berücksichtigung einer auf wenige μm begrenzten Kohärenzlänge nachgeahmt werden.

7. Literatur

- [1] Sir Isaac Newton; Opticks (originally published: London 1730; new edition by Prometheus Books, New York, 2003)
- [2] A. J. de Witte; „Interference in Scattered Light“, Am. J. Phys. 35 (1967) 301.
- [3] Sir George Gabriel Stokes; „On the colours of thick plates“. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, Vol. IX (1856) 147-176.
- [4] H. Joachim Schlichting, Wilfried Suhr; „Farbige Ringsysteme auf transparenten Folien“; In: Nordmeier, V./ Oberländer, A. (Hrsg.): Didaktik der Physik - Kassel 2006; Berlin: Lehmanns Media, 2006.