

Anwendungen des Spiegelraumkonzepts am Beispiel von optischer Rückkopplungssperre und Beugung am Raumgitter

Johannes Grebe-Ellis¹, Wilfried Sommer², Matthias Rang³, Lutz-Helmut Schön¹

¹Humboldt-Universität zu Berlin, ²Pädagogische Forschungsstelle Kassel, ³Forschungsinstitut am Goetheanum, Dornach

Kurzfassung

Zu den inzwischen am besten erprobten Beschreibungsinstrumenten der phänomenologischen Optik gehört das Konzept des Spiegelraums. Dieser wird als hinter der Spiegelebene liegender, optisch realer Raum betrachtet, in den sich alle optischen Eigenschaften des vor dem Spiegel liegenden Raums – wie z.B. die Gesetzmäßigkeiten von Perspektive und Parallaxe – bruchlos fortsetzen. Wie man im Optikunterricht der Mittelstufe den Begriff des Spiegelraums entwickeln kann, indem man vom unmittelbaren Seherlebnis der Schülerinnen und Schüler ausgeht, ist u. a. von SCHÖN und VON MACKENSEN vielfach gezeigt worden. In diesem Beitrag gehen wir der Frage nach, inwiefern das Spiegelraumkonzept über den didaktischen Kontext von Schulphysik hinausgehend als allgemeines Instrument physikalischer Beschreibung brauchbar ist und gegenüber konventionellen Beschreibungen möglicherweise Vorteile bietet. Dies wird am Beispiel der optischen Rückkopplungssperre und der Beugung am Raumgitter diskutiert.

1. Einleitung

Die Rede vom *Spiegelraum* gründet sich zunächst und vor aller Konzeptualisierung auf eine Seherfahrung. Diese ist unseren Augen wohl vertraut. Sie empfinden – wie einfache Akkommodationsübungen zeigen – keinen Unterschied im Blick auf gleichweit entfernte ungespiegelte und gespiegelte Gegenstände. Der Blick in den Spiegelraum, den jede spiegelnde Fläche wie ein Fenster eröffnet, ist für unsere Augen von jeher eine Selbstverständlichkeit. Jede Pfütze ist in diesem Sinne ein Fenster im Boden, durch das hindurch wir völlig ungehindert auf die Spiegelbilder von Baumkronen und Hausgiebeln blicken.



Abb.1: Der Blick durch eine Lupe auf das vergrößert erscheinende Schriftbild einer Buchseite ist jedem vertraut. Wer genauer hinsieht, bemerkt indessen, dass das Buch in Spiegelschrift geschrieben zu sein scheint. –

So sicher und selbstverständlich wir uns sehend in diesem Spiegelraum bewegen, so wenig ist uns diese Tatsache in den meisten Fällen bewusst. Wir stellen uns Spiegelung als An- und Abprallen von Lichtstrahlen an der Spiegelfläche vor. Der *optischen Erfahrung* konkurriert die Idee vom *mechanischen Wechselwirkungsmodus* „Reflexion“. Die Frage, wo denn genau das eigene Spiegelbild sei, ob *auf*, *vor* oder *hinter* dem Spiegel, löst auch bei Physikstudenten der höheren Semester stets noch Verwirrung aus. Ihnen fehlt jedoch nicht die Erfahrungsgrundlage, sondern das Bewusstsein derselben und eine Erklärung, die von den eigenen Erfahrungen getragen wird. Mit der Frage, wie eine solche optische, den Bezug auf eigene Erfahrung bewahrende Erklärung mit dem üblichen quasimechanischen Modell, das diesen Bezug gerade unterdrückt, verknüpft werden kann, befindet man sich bereits in im Kerngebiet fachdidaktischer Problemstellungen, die sich mit der Lücke zwischen unbewusst bleibender Erfahrung einerseits und fachsystematischen Erklärungsmodellen andererseits befassen.

Wie Erfahrungen mit dem Spiegelraum systematisiert und didaktisch konzeptualisiert werden können, ist in Anknüpfung an MAIER durch VON MACKENSEN und SCHÖN ausführlich gezeigt worden [1][2][3]. Hingewiesen sei ferner auf die umfangreichen Erschließungen verschiedenster Spiegelungsphänomene durch SCHLICHTING [4]. Ein Beispiel dafür, dass das Spiegelraumkonzept auch auf komplexere optische Probleme angewendet werden kann und so seine Tragfähigkeit bis in Optikcurricula der Oberstufe erweist, haben THEILMANN und MAIER in ihrer phänomenologischen Analyse des Drehspiegelversuchs von Foucault zur Messung der Lichtge-

schwindigkeit gezeigt [5]. Vor diesem Hintergrund haben sich die Autoren des vorliegenden Artikels gefragt, inwiefern das Spiegelraumkonzept über den didaktischen Kontext von Schule hinausgehend ein tragfähiges physikalisches Beschreibungsinstrument darstellt, das nicht nur verallgemeinerbar ist, sondern gegenüber dem konventionellen Reflexionsmodell im konkreten Anwendungsfall möglicherweise sogar Vorteile bietet. Zur Beantwortung dieser Frage werden im Folgenden zwei Beispiele der Anwendung des Spiegelraumkonzepts zur Diskussion gestellt: die Beschreibung einer optischen Rückkopplungssperre und der Beugung am Raumgitter. Mit der Darstellung dieser Beispiele, die ohne weiteres Bestandteil eines Hochschulcurriculums zur Optik sein könnten, wird darüber hinaus gezeigt, dass didaktische Konzepte nicht immer aus der elementarisierenden Reduktion fachsystematischer Erklärungen und Methoden hervorgehen müssen, sondern dass – wie im vorliegenden Fall – auch der umgekehrte Weg denkbar ist: dass sich eine unter didaktischen Gesichtspunkten entwickelte Methodik auch für den Physiker als physikalisch brauchbar und sogar vorteilhaft erweisen kann.



Abb. 2: Das Buch – Helmholtz' „Handbuch für physiologische Optik“ – ist natürlich nicht in Spiegelschrift geschrieben. Wir erblicken vielmehr im Querschnitt einer gespiegelten Linse das vergrößerte Schriftbild einer gespiegelten Buchseite. Das heißt insbesondere: auch die gespiegelte Linse funktioniert als Linse.

2. Das Spiegelraumkonzept

Bevor im Folgenden Anwendungen des Spiegelraumkonzepts dargestellt werden, wird der physikalische Kern des Konzepts in aller Kürze vorgestellt.

2.1. Die Erfahrung des Spiegelraums

Die Tatsache, dass man völlig ungehindert in den Spiegelraum hinein akkommodiert, dass sich ferner die perspektivischen und parallaktischen Eigenschaften des Raumes *vor* dem Spiegel bruchlos in den Spiegelraum hinein fortsetzen, hat zu der Feststellung geführt, dass es sich bei dem Spiegelraum

um einen reinen Sehraum handelt. Dieser ist dem Raum vor dem Spiegel in optischer Hinsicht gleichwertig; ihn als Schein oder Täuschung zu apostrophieren, besteht weder aus physikalischer noch aus didaktischer Sicht ein begründeter Anlass.¹

2.2 Konzeptualisierung des Spiegelraums

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Beziehung des Spiegelraums zum Raum vor dem Spiegel zu formulieren. Phänomenologisch am konsequentesten ist der Hinweis MAIERS, die Ansichten des Spiegelraums auf das eigene Spiegelbild zu beziehen [1][2]. Eine daran anknüpfende, besonders einfache und zugleich elegante Formulierung, die der Tatsache Rechnung trägt, dass der Spiegel – je nach dem, von wo man blickt – nicht nur spiegelt, sondern auch verdeckt, ist kürzlich von MÜLLER vorgeschlagen worden: *Der Spiegel zeigt* (von vorne gesehen), *was er* (von hinten gesehen) *verdeckt* [6].

Im Zusammenhang der vorliegenden Überlegungen genügt die folgende Konstruktionsvorschrift für den ebenen Spiegel: Jedem Gegenstandspunkt G vor der Spiegelebene entspricht ein gespiegelter Gegenstandspunkt G' , der sich – bezogen auf die Spiegelebene – gleichweit entfernt von dieser und lotrecht gegenüber G im Spiegelraum befindet.

Das kann auch als Ersetzungsvorschrift gelesen werden: Ersetze das Spiegelbild einer Kerze, indem du den Spiegel entfernst und an der Stelle der gespiegelten eine weitere Kerze aufstellst, so ist die Beleuchtungssituation im Raumbereich vor der ursprünglichen Spiegelebene optisch dieselbe.

3. Anwendungen des Spiegelraumkonzepts I: Eine optische Rückkopplungssperre

3.1 Motivation

Jeder, der schon einmal einen laseroptischen Aufbau wie beispielsweise ein Michelson-Interferometer eingerichtet hat, kennt das Problem der Rückkopplung teilreflektierter Strahlung in den Laser mit dem Ergebnis, dass dessen effektive Ausgangsleistung nicht stabil und damit der Aufbau zu Messzwecken nicht oder nur bedingt geeignet ist. Aus den Symmetrieeigenschaften des Interferometers ergibt sich, dass Intensität und Phasenlage des einerseits in den Detektor und andererseits in den Laser zurücklaufenden Teilstrahlenpaars identisch sind. Um die Rückkopplung des letzteren in den Laser zu verhindern, schaltet man diesem üblicherweise einen optischen Isolator vor, der auf dem Faraday-Effekt beruht: das Licht durchläuft vor Eintritt in das Interferometer einen Polarisator und anschließend ein optisches Medium, in dem ein Magnetfeld parallel zur

¹ Der Spiegelraum stellt nicht den einzigen Fall dar, in dem die gewohnte Kopplung von Seh- und Tastraum gelockert ist – im phänomenologischen Sprachgebrauch hat sich die Redewendung „Seh- und Tastraum fallen auseinander“ – bewährt. Weitere Beispiele für die *Inkohärenz von Seh- und Tastraum* begegnen uns in den Phänomenen der Hebung, der Beugung und Interferenz.

Propagationsrichtung des Lichts angelegt ist, so dass die Polarisationsrichtung proportional zur magnetischen Flussdichte um 45° gedreht wird. Auf dem Rückweg findet aufgrund des Vorzeichenwechsels der magnetischen Flussdichte, die jetzt antiparallel zur Propagationsrichtung orientiert ist, eine gleichsinnige Drehung um weitere 45° statt. Der resultierende Polarisationszustand ist also orthogonal zu dem ursprünglichen Zustand vor dem Isolator: für ihn ist der vorgesezte Polarisator undurchsichtig.

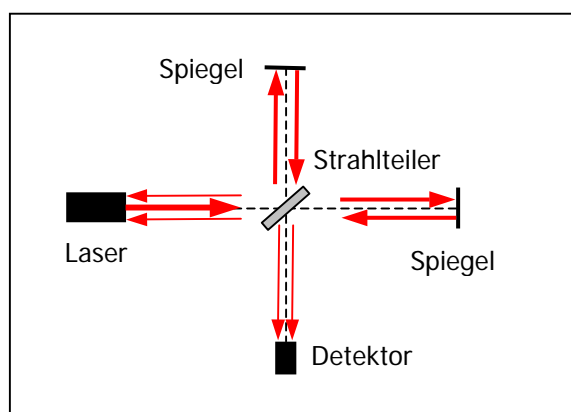


Abb. 3: Schema des Michelson-Interferometers mit rückkoppelnden Teilstrahlen.

Ein einfacheres, sehr viel billigeres aber nicht weniger wirkungsvolles Verfahren hat sich u. a. bei nahfeldspektroskopischen Messungen bewährt [7]. Es beruht auf einem Zirkularpolarisator, der in der Regel aus der Kombination eines Polarisators mit einer $\pi/2$ -Phasenplatte ($\lambda/4$ -Plättchen) besteht.² (Bei dieser Lösung hat man allerdings den Nachteil, im Interferometer nicht mehr mit linearem Polarisationszustand arbeiten zu können.)

Die Wirkungsweise dieser Rückkopplungssperre wird im Folgenden zunächst kinematisch, d.h. unter Verwendung des üblichen Reflexionsmodells erläutert. Wie die Erklärung mit Hilfe des Spiegelraumkonzepts aussieht, wird im Anschluss daran gezeigt.

3.2 Rückkopplungssperre in kinematischer Darstellung

Die vom Laser ausgehende Strahlung wird im Durchgang durch den Polarisator P zunächst linear polarisiert; die nachfolgende Phasenplatte erzeugt eine Phasenverschiebung von $\pi/2$, so dass die austretende Strahlung zirkular polarisiert ist (Abb. 4). Mit Rücksicht auf die Hauptachsenlage der Phasenplatte kann zwischen rechts- und linkszirkular polarisierter

² Als vorteilhaft hat sich der Berek-Kompensator erwiesen – eine planparallele, doppelbrechende Platte, die senkrecht zur optischen Achse geschnitten ist. Diese kann, je nach gewünschter Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl unterschiedlich geneigt bzw. der Wellenlänge der jeweils verwendeten Strahlung angepasst werden.

Strahlung unterschieden werden. Im vorliegenden Beispiel gehen wir davon aus, dass die n_f -Achse der Phasenplatte gegenüber der vertikalen Polarisationsrichtung von P aus der Sicht des Lasers um 45° nach rechts verdreht und der so erzeugte Polarisationszustand ein rechtszirkularer ist (Abb. 4). Durch die Reflexion am Spiegel geht dieser in einen linkszirkularen Zustand über. Dies kann man sich dadurch verdeutlichen, dass man den Drehsinn der Schraubenlinie ins Auge fasst, die sich ergibt, wenn man die durch die Phasenplatte gegeneinander verschobenen orthogonalen Komponenten des Feldvektors miteinander verbindet. Durch die Richtungsumkehr am Spiegel wird relativ zur Spiegelebene die Reihenfolge der einzelnen Komponenten des Feldvektors vertauscht, was bekanntlich zufolge hat, dass sich der Drehsinn der Schraubenlinie umkehrt. Die resultierende linkszirkular polarisierte Welle „sieht“ dann, vom Spiegel zurückkehrend, den Rechtszirkularpolarisator von der Ausgangsseite. Die n_f -Achse der Phasenplatte erscheint aus dieser Richtung 45° nach links verdreht. Ein rechtszirkularer Zustand würde im Durchgang durch die Platte von dieser Seite einfach in den vertikalen linearen Ausgangszustand „zurückgedreht“ werden. Der durch den Zustandsphasensprung von π am Spiegel entstandene linkszirkulare Zustand hingegen erhält einen weiteren Phasenshift um $\pi/2$ und wird so in den zum Ausgangszustand orthogonalen horizontal linearen Zustand „weitergedreht“. Für diesen ist der nachfolgende Polarisator mit vertikaler Polarisationsrichtung nach dem Malus-Gesetz undurchsichtig.

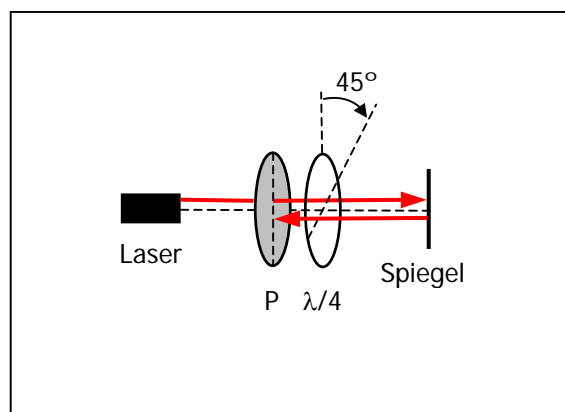


Abb. 4: Zirkularpolarisator als Rückkopplungssperre in kinematischer Lesart.

Bis hierher sind wir davon ausgegangen, dass der Zustandsphasensprung am Spiegel exakt π beträgt. Dies kann aber nur für einen idealen Spiegel angenommen werden. Tatsächlich ist die von einem Metallspiegel reflektierte linear polarisierte Strahlung schwach elliptisch polarisiert. Die damit verbundene Abweichung des Phasensprungs am Spiegel von π kann durch geeignete Einstellung eines Kompensators korrigiert werden.

Abbildung 5 zeigt die drei genannten Zustandstransformationen in der Zustandsdarstellung auf der Poincaré-Kugel. Die Transformationswege kann man sich auch durch Drehungen der Kugel ausgeführt denken; die Drehachse entspricht dann der n_f -Achse der Phasenplatte. In kinematischer Lesart hat demnach die Richtungsumkehr der Strahlung am Spiegel durch Reflexion eine Umkehr des Drehsinns der Poincaré-Kugel um die n_f -Achse zufolge.

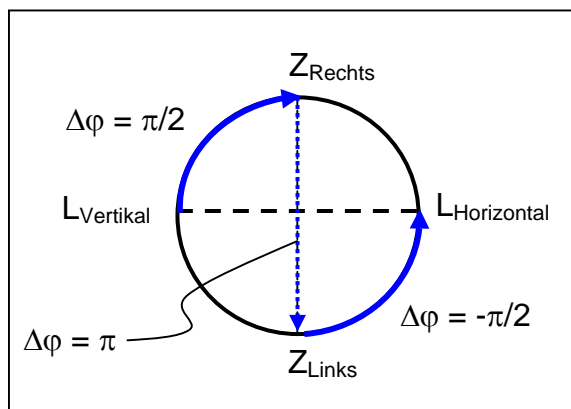


Abb. 5: Darstellung der drei in kinematischer Lesart sich ergebenden Zustandstransformationen im Vertikalschnitt der Poincaré-Kugel.

3.3. Rückkopplungssperre in optischer Darstellung

„Optisch“ wird die im Folgenden vorgestellte Lesart deshalb genannt, weil die Wirkungsweise der betrachteten Komponenten nicht auf die Kinematik einer vorgestellten Wechselwirkung zwischen Licht und Materie abgebildet, sondern auf beobachtbare Zustände des optischen Systems bezogen wird. Als „optisch“ kommt insofern alles in Betracht, was tatsächlich zu sehen ist. Wie stellt sich die Wirkungsweise der Rückkopplungssperre in diesem Sinne optisch dar?

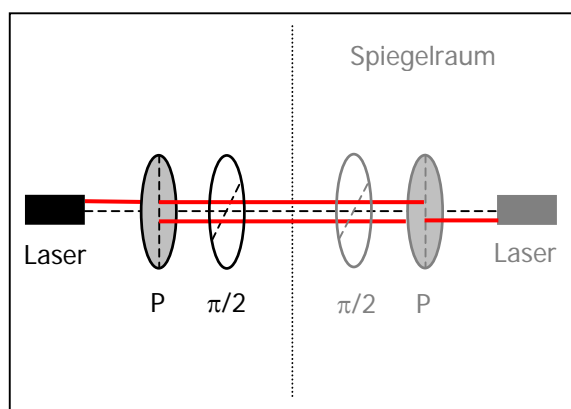


Abb. 6: Rückkopplungssperre in optischer Darstellung: der Zirkularpolarisator vor dem Spiegel und sein Spiegelbild im Spiegelraum.

Dem Rechtszirkularpolarisator vor dem Spiegel steht im Spiegelraum ein Linkszirkularpolarisator mit der

Ausgangsseite senkrecht gegenüber (Abb. 6). Damit besteht das gesamte optisch wirksame Ensemble, vom Laser vor dem Spiegel aus betrachtet, aus einem Polarisator, zwei $\pi/2$ -Phasenplatten und einem Analysator. Das Entscheidende ist, dass die $\pi/2$ -Phasenplatte vor dem Spiegel und ihr Spiegelbild im Spiegelraum zusammen wie eine π -Phasenplatte wirken, dass sich also, allgemein formuliert, die optische Wirkungsweise des sichtbaren Gesamtsystems

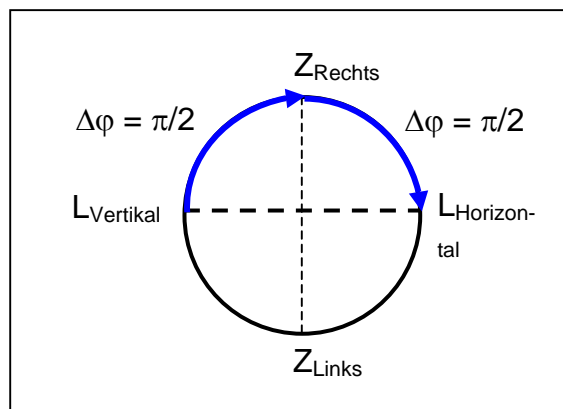


Abb. 7: Darstellung der drei in optischer Lesart sich ergebenden Zustandstransformationen.

aus der funktionellen Verschränkung der optischen Komponenten vor dem Spiegel mit ihren Spiegelbildern im Spiegelraum ergibt.

Eine π -Phasenplatte führt bekanntlich jeden Polarisationszustand in den zu ihm orthogonalen über; im betrachteten Fall bewirkt sie demnach eine Drehung um 90° . Die Spiegelung erweist sich damit für den zirkularen Polarisationszustand als Zustandsnachweis. – Üblicherweise würde man dazu zunächst zeigen, dass die Strahlintensität unter Drehungen eines linearen Analysators invariant bleibt, und dann eine (hier gespiegelte) Phasenplatte vorschalten, die, wenn es sich um einen zirkularen und nicht um einen lediglich unpolarisierten Zustand handelt, den zirkular polarisierten Zustand in einen linear polarisierten transformiert. Diesen weist man dann mit einem (hier gespiegelten) linearen Analysator nach. Man kann auch den gespiegelten Linkszirkularpolarisator als Linkszirkularanalysator auffassen, der gemäß Malus-Gesetz den vom Rechtszirkularpolarisator vor dem Spiegel erzeugten orthogonalen rechtszirkularen Zustand in Parallelstellung der linear polarisierenden Komponenten (P und P') über die Auslöschung nachweist [8].

Unter der Annahme, dass der Spiegel nicht ebenfalls als Phasenschieber wirkt, hat man es in optischer Hinsicht also nur mit zwei Zustandstransformationen zu tun (vgl. Abb. 7).

3.4 Die Rückkopplungssperre im Handversuch

Eine einfache und stets überraschende Möglichkeit, die Funktion der optischen Rückkopplungssperre durch Schüler oder Studenten studieren zu lassen und dies zum Anlass zu nehmen, wesentliche Ele-

mente der Polarisationsoptik anwendungsnah zu thematisieren, bietet der folgende eingebundene Handversuch: Man fixiert durch eine Polarisationsfolie sein eigenes Spiegelbild in einem Spiegel und bringt dann eine $\pi/2$ -Phasenplatte zwischen Spiegel und Polarisationsfolie. Im Gegensatz zur Folie ist die Platte volltransparent und wenn man darauf achtet, dass ihre Hauptachse zunächst parallel oder gekreuzt zur Polarisationsrichtung der Folie steht, ändert sich beim Hinzukommen der Platte an der Sichtbarkeit des eigenen Spiegelbildes nichts. Dreht man die Platte nun nach rechts oder links, wird das Gesichtsfeld dunkler, bis bei einem Drehwinkel von $\pm 45^\circ$ das eigene Spiegelbild im vollständig abgedunkelten Gesichtsfeld verschwunden ist. Dreht man weiter, so erscheint es wieder, bis es bei $\pm 135^\circ$ ein weiteres Mal verschwindet.

3.5 Spiegelräume am Michelson-Interferometer

Die Motivation, zur Unterdrückung der optischen Rückkopplung von einem Zirkularpolarisator Gebrauch zu machen und sich dessen Wirkungsweise sowohl auf kinematischem als auch auf optischem Wege zu verdeutlichen, war im Abschnitt 3.1 am Aufbau des Michelson-Interferometers gewonnen worden. Zum Abschluss dieses ersten Beispiels für die Anwendung des Spiegelraumkonzepts sei deshalb noch angemerkt, wie der in Abbildung 3 gezeigte Aufbau im Sinne dieses Konzepts dargestellt

werden kann [9]. In Abbildung 8 sind drei Spiegelräume realisiert: zwei davon ergeben sich durch die beiden senkrecht zur Beleuchtungsrichtung stehenden Endspiegel der Interferometerarme.

Der gesamte Aufbau wird also an jeder dieser beiden Spiegelebenen, d. h. einmal nach rechts und einmal nach oben gespiegelt, so dass sich an dem Strahlteiler (kinematisch) bzw. Spiegelfenster (optisch) vor dem Spiegel die Beleuchtungswirkung des (roten) Lasers und diejenige der beiden gespiegelten Laser (blau und grün) überkreuzen. (Die Farbigkeit der Laser soll nur erleichtern, die jeweils zugehörigen Beleuchtungsbeiträge zuzuordnen.)

Innerhalb des zum oberen Spiegel gehörenden Spiegelraums ist durch das Spiegelbild des Spiegelfensters ein weiterer Spiegelraum wirksam. Aus diesem Grund steht dem ungespiegelten Detektor nicht sein Spiegelbild, sondern der zweifach gespiegelte (blaue) Laser gegenüber. Für die konsequente Übersetzung des „kinematischen“ Aufbaus in einen rein optischen Funktionszusammenhang fehlt die Darstellung weiterer Spiegelräume. Das Ziel wäre, alle optischen Komponenten so darzustellen, dass zwischen Laser und Detektor eine geradlinige Sichtverbindung realisiert ist. Aus Gründen der Übersichtlichkeit und weil es den Rahmen des vorliegenden Artikels übersteigt, verzichten wir hier auf die Ausführung dieser Darstellung.

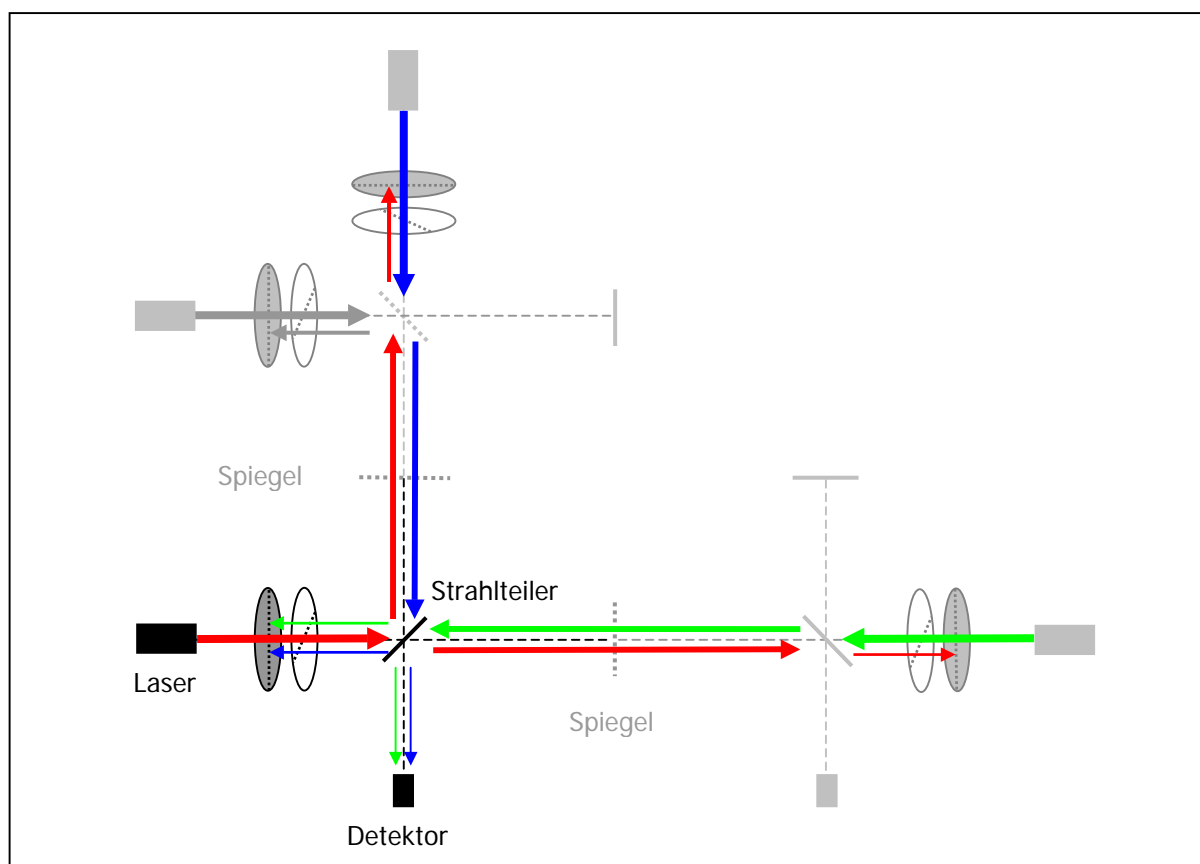


Abb. 8: Spiegelräume am Michelson-Interferometer [9].

4. Anwendungen des Spiegelraumkonzepts II: Beugung am Raumgitter

4.1 Spiegelnde Gitter

Einer der gängigen Schulversuche zur Fraunhoferschen Beugung hat den in Abbildung 9 gezeigten Aufbau: Im Brennpunkt einer Linse L_1 steht eine Halogenlampe H mit kleiner Glühwendel. So wird das Gitter G annähernd aus *einer* Richtung durchleuchtet. Hinter dem Gitter G kann man durch Verschieben eines Schirms längs der optischen Achse verschiedene Schattengrenzen des Gitterrahmens beobachten, welche den unterschiedlichen Beugungsordnungen entsprechen (Richtungsselektion).

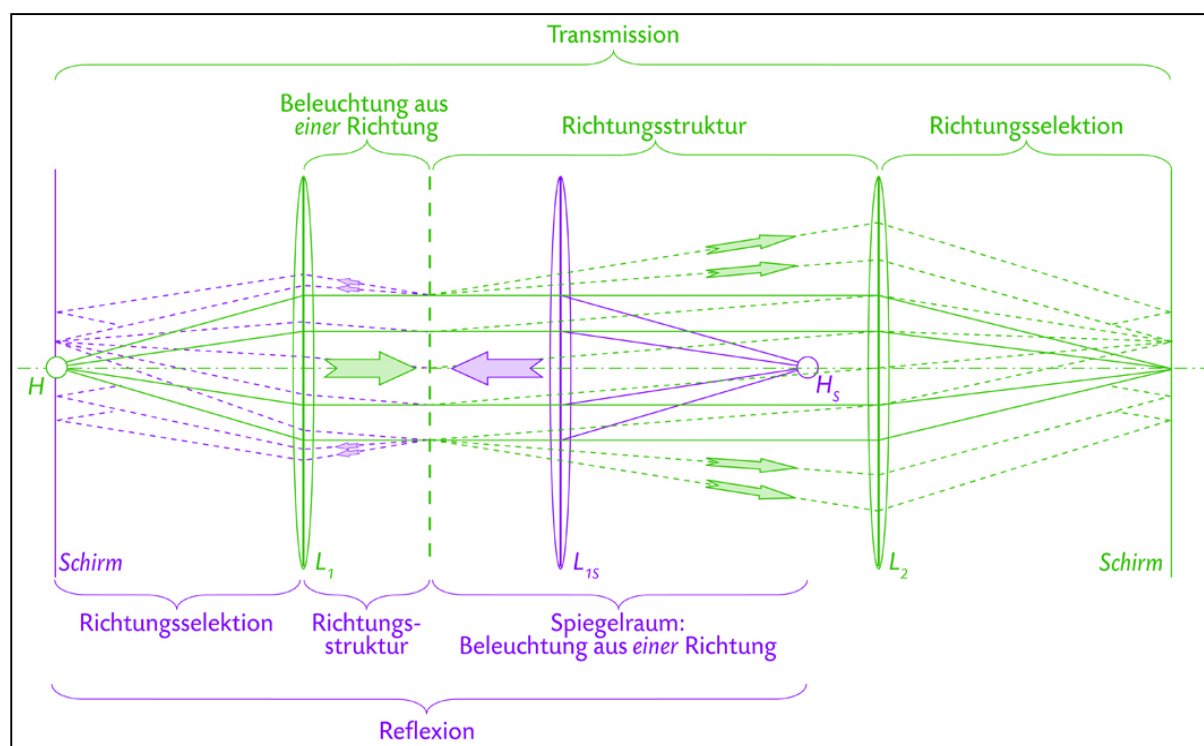


Abb. 9: Versuchsaufbau zur Fraunhoferschen Beugung mit einem spiegelnden Gitter. In das Beugungsbild der Reflexion wird der Spiegelraum mit einbezogen.

Verwendet man ein spiegelndes Gitter, beispielsweise eine dünne, strukturierte Metallschicht auf einer Glasplatte als Träger, so befinden sich im Spiegelraum eine Halogenlampe H_S und eine Linse L_{1S} , die, bezogen auf die Ebene des Spiegels, senkrecht gegenüber zur Halogenlampe H und Linse L_1 stehen. Die Halogenlampe H_S im Spiegelraum durchleuchtet das Gitter. Die Linse L_1 wirkt für die darauf zurückgehende Richtungsstruktur als Richtungsselektor und es erscheint in ihrer Brennebene auf einem Schirm das Beugungsbild. Dieses erstreckt sich seitlich zur Halogenlampe H (vgl. Abb. 9). Das Beugungsbild der Reflexion entspricht so der Durchleuchtung eines Gitters aus dem Spiegelraum. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde in Abbildung 9 darauf verzichtet, dieses Beugungsbild in seiner Spiegelung im Spiegelraum auch noch darzustellen. Wie sich beim Kippen des Gitters das Beugungsbild

der Reflexion und das der Transmission in Form von Kegelschnitten anordnen und schließlich in Ellipsen zusammenlaufen, ist von MAIER vorgeführt und von SOMMER im Konzept optischer Wege erläutert worden [10][9].

4.2 Raumgitter als doppelte Spiegelung des Kreuzgitters an der Glimmerplatte

Durchleuchtet man ein Kreuzgitter mit einem Laser, so kann man das entsprechende Beugungsbild auch ohne Linse auf einem Schirm beobachten, wenn man sich an den etwas größeren Lampenbildern in Form der Blende, die durch den Aufbau des Lasers vorge-

geben wird, nicht stört. Von einem solchen Aufbau geht der in Abbildung 10 gezeigte Versuch aus: Hier wird ein Kreuzgitter von einem Laser durchleuchtet und die zueinander parallelen Vorder- und Rückseiten einer Glimmerplatte wirken als Spiegel. Aus Gründen der Übersichtlichkeit stehen hier sowohl das Gitter als auch die Glimmerplatte senkrecht zur optischen Achse; in den im Folgenden beschriebenen Versuchen muss hingegen die Glimmerplatte gegenüber der optischen Achse gedreht sein. Auch werden in Abbildung 10 der Einfluss der Brechung bzw. Hebung vernachlässigt. Mit Rücksicht auf die Hebung würden die Rückseite R , die an ihr gespiegelte Vorderseite V' und das an ihr gespiegelte Kreuzgitter $2'$ verschoben zu sehen sein.

Gemäß der in Abbildung 10 gezeigten Anordnung wird die Glimmerplatte zum Fenster in ein Spiegelraumensemble, bei dem sich zwei Spiegelräume

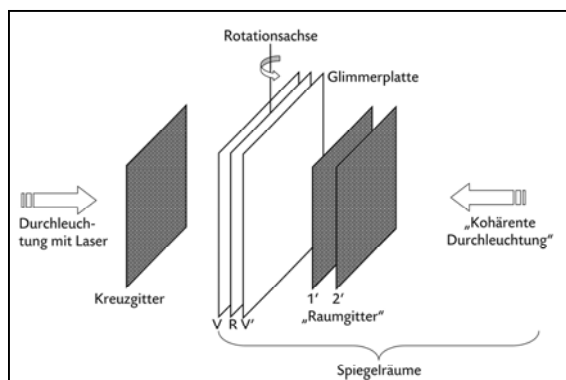


Abb. 10: Das Kreuzgitter zusammen mit der spiegelnden Vorder- und Rückseite der Glimmerplatte führen zu einem Raumgitter im Spiegelraumensemble.

überlagern. In dem Ensemble sieht man zwei hintereinander liegende Kreuzgitter, die zusammen ein Raumgitter bilden. Die optische Erfahrung dieses Raumgitters hält die gewohnten Gesetze des perspektivischen und parallaxtischen Sehens ein. Allerdings verdeckt die Vorderseite des Raumgitters nicht die Rückseite vollständig.

In den auf die spiegelnde Vorder- und Rückseite der Glimmerplatte bezogenen Spiegelräumen wird je ein Gitter von einem Laser in gleicher Art durchleuchtet. Insbesondere ist in beiden Spiegelräumen der Abstand zwischen dem Laser und Kreuzgitter gleich. Dies führt in Anwendung des Spiegelraumkonzepts zu folgendem Gedanken: Wir können durch den Einsatz des Lasers einerseits von einer festen Phasenbeziehung bei der Durchleuchtung der beiden Kreuzgitter ausgehen. Andererseits legt die Kohärenzlänge des Lasers auch nahe, dass zwischen den beiden gespiegelten Gittern 1' und 2' in den jeweiligen Spiegelräumen eine feste Phasenbeziehung herrscht. Vor diesem Hintergrund müssten wir mit dem Blick in das Spiegelraumensemble der Glimmerplatte Beugungsbilder sehen, wie sie für Raumgitter charakteristisch sind, arbeiten wir doch im optischen Regime mit einem Beugungsversuch, wie wir ihn sonst im Rahmen der Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen kennen.

Dreht man in dem Versuchsaufbau der Abbildung 10 die Glimmerplatte gegen den Uhrzeigersinn, so kann man auf einem Schirm im entsprechenden Vorderraum in der Tat die erwarteten Beugungsbilder beobachten. Bei den Aufnahmen in Abbildung 11 wurde die Glimmerplatte zunächst um ca. 50° gedreht und dann langsam während der abgebildeten Stationen um ca. $2-3^\circ$ weitergedreht. Man erkennt deutlich, wie einerseits durch das Weiterdrehen das Beugungsbild auf dem Schirm von links nach rechts wandert, und andererseits einzelne Beugungsordnungen verschwinden und erscheinen. Das entspricht genau der Erwartung für die Beugung an Raumgittern. Das im Spiegelraumensemble zweier

Spiegelräume liegende Raumgitter ist in optischer Hinsicht dem Raum vor dem Spiegel gleichwertig.

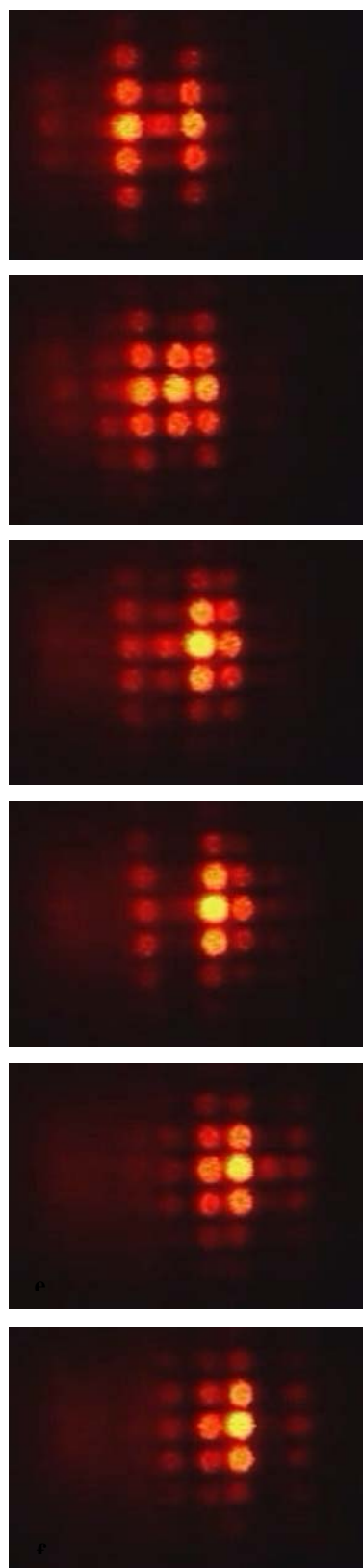


Abb. 11: Mit der Rotation der Glimmerplatte verschwinden und erscheinen verschiedene Beugungsordnungen.

4.3 Qualitatives Verständnis auf der Grundlage von Laue-Kegeln

Bei einer äquidistanten, linearen Anordnung kleiner Öffnungen hat man eine quasi eindimensionale beugende Struktur. Bei konstruktiver Interferenz gilt für den Gangunterschied benachbarter Gitteröffnungen:

$$\delta_n = n \cdot \lambda,$$

wobei die Gitterkonstante g und der Gangunterschied über den Sinus des Ablenkungswinkels α zusammenhängen:

$$\sin \alpha_n = \frac{\delta_n}{g}.$$

Die Gesamtheit der durch diese Bedingung festgelegten Richtungen konstruktiver Interferenz lässt sich durch eine Schar koaxialer Kegel – die Laue-Kegel – beschreiben (Abb. 12). Entsprechend findet man auf einem Schirm Beugungsbilder in Form von Hyperbel-Ästen. Deren Krümmung kann allerdings so gering sein, dass man vermeint, eine gerade Anordnung zu sehen.

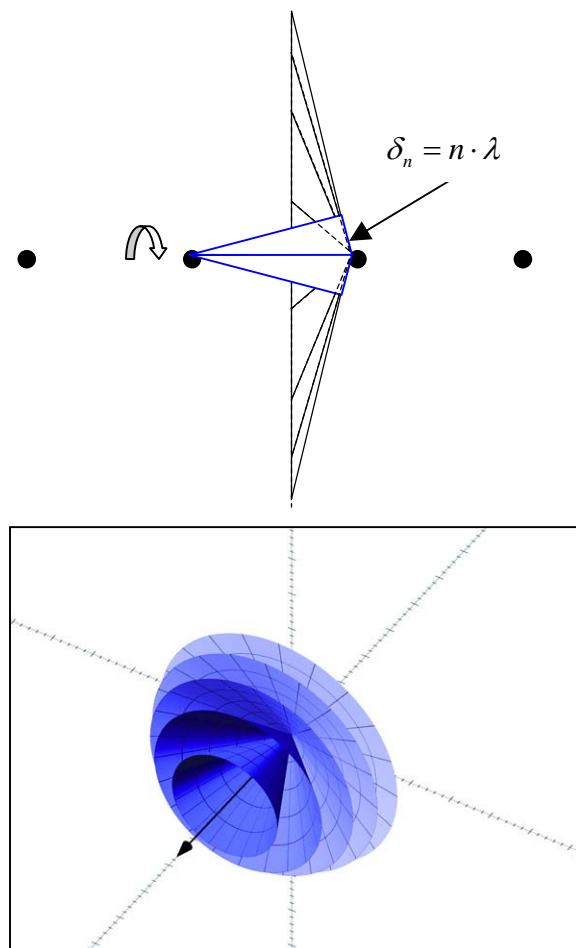


Abb. 12: Bei einer äquidistanten, linearen Anordnung kleiner Öffnungen lässt sich die Gesamtheit der Richtungen konstruktiver Interferenz durch eine Schar koaxialer Kegel beschreiben, die LAUE-Kegel. Sie gehen durch Rotation aus den Dreiecken hervor, welche die Gangdifferenz $\delta_n = n \cdot \lambda$ angeben.

Mit dem Übergang zu Kreuzgittern müssen die periodischen Strukturen längs zweier linear unabhängiger Achsen berücksichtigt werden und mit der obigen Bedingung für die Richtungen konstruktiver Interferenz im eindimensionalen Fall ergeben sich zwei Scharen koaxialer Kegel, deren gemeinsame Mantellinien genau die Richtungen angeben, in denen die Beugungsmaxima liegen. Damit wird das in Abbildung 13 gezeigte Beugungsbild eines Kreuzgitters unmittelbar verständlich.

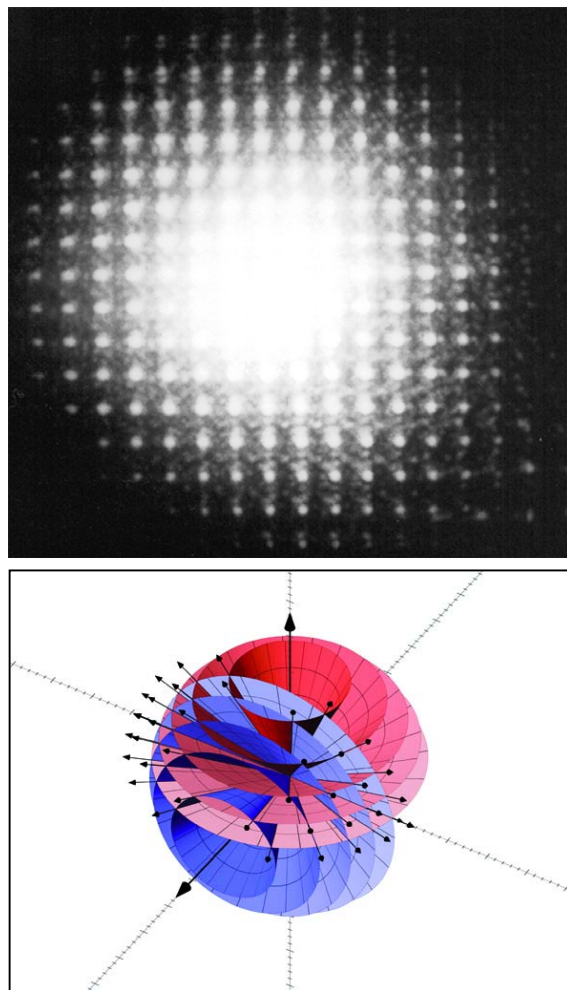


Abb. 13: Oben: Beugungsbild eines Kreuzgitters. Unten: Bei einem Kreuzgitter geben die gemeinsamen Mantellinien zweier Scharen koaxialer Kegel die Richtungen der Beugungsmaxima an.

Wird nun ein Kreuzgitter zum Raumgitter erweitert, so muss für konstruktive Interferenz auch entlang der neu hinzukommenden Achse die entsprechende Bedingung erfüllt sein. Während bei Kreuzgittern die Kegelscharen, welche zu den beiden linear unabhängigen Achsen gehören, sich im Allgemeinen schneiden, also gemeinsame Mantellinien haben, wird es im dreidimensionalen Fall nur für ausgewählte Wellenlängen oder Gitterkonstanten möglich sein, dass zu allen drei Achsen gehörige Kegel eine gemeinsame Mantellinie haben. Entsprechend lassen sich dann nur in Ausnahmefällen die zu allen drei

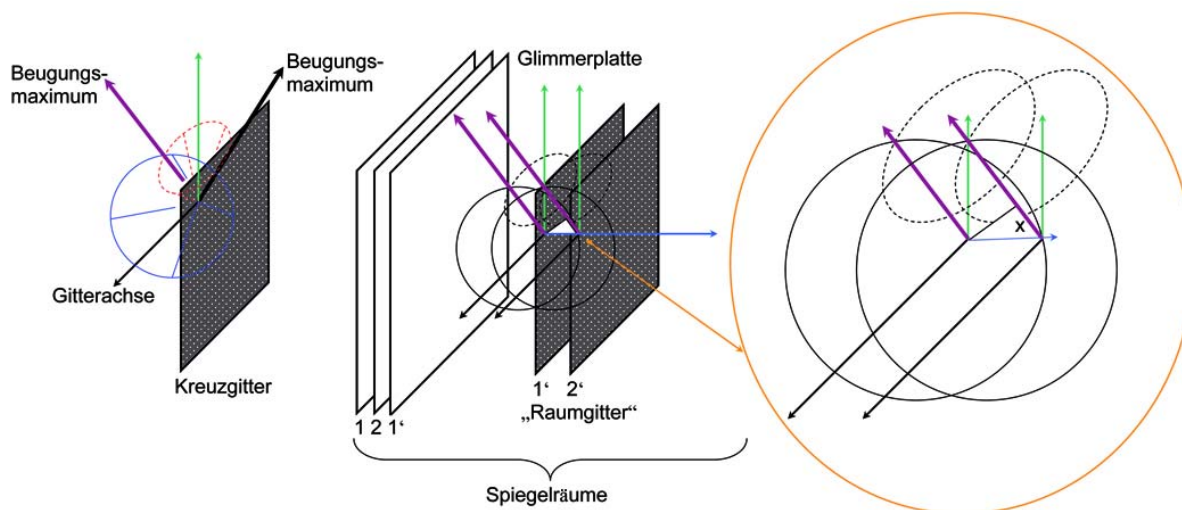


Abb. 14: Für die zu den beiden Gitterachsen des Kreuzgitters gehörigen Scharen von LAUE-Kegeln werden exemplarisch zwei Kegel gezeigt. Die gemeinsamen Mantellinien dieser Kegel müssen beim Raumgitter zusätzlich die Bedingung für konstruktive Interferenz für das Wegstück x erfüllen.

Achsen gehörenden Bedingungen konstruktiver Interferenz auf einmal erfüllen und Beugungsordnungen, die man vom Kreuzgitter her erwarten würde, verschwinden.

Abbildung 14 zeigt in der oben erläuterten Vereinfachung, bei der das Kreuzgitter und die Glimmerplatte senkrecht zur optischen Achse stehen, exemplarisch die Bedingungskonstellation für konstruktive Interferenz: Für die beiden Achsen des Kreuzgitters wird je ein Kegel exemplarisch herausgegriffen.

Zusätzlich sind die beiden Richtungen gemeinsamer Mantellinien im Raum vor der Glimmerplatte hervorgehoben. Im Ensemble der Spiegelräume hinter der Glimmerplatte finden sich die beiden Kegel wieder. Der Übersichtlichkeit halber ist nur eine Richtung der gemeinsamen Mantellinien eingezeichnet. Längs dieser Richtung muss ebenfalls die Bedingung für konstruktive Interferenz erfüllt sein. Dies ist durch das weiße, rechtwinklige Dreieck angedeutet. Im Allgemeinen wird die Bedingung konstruktiv-

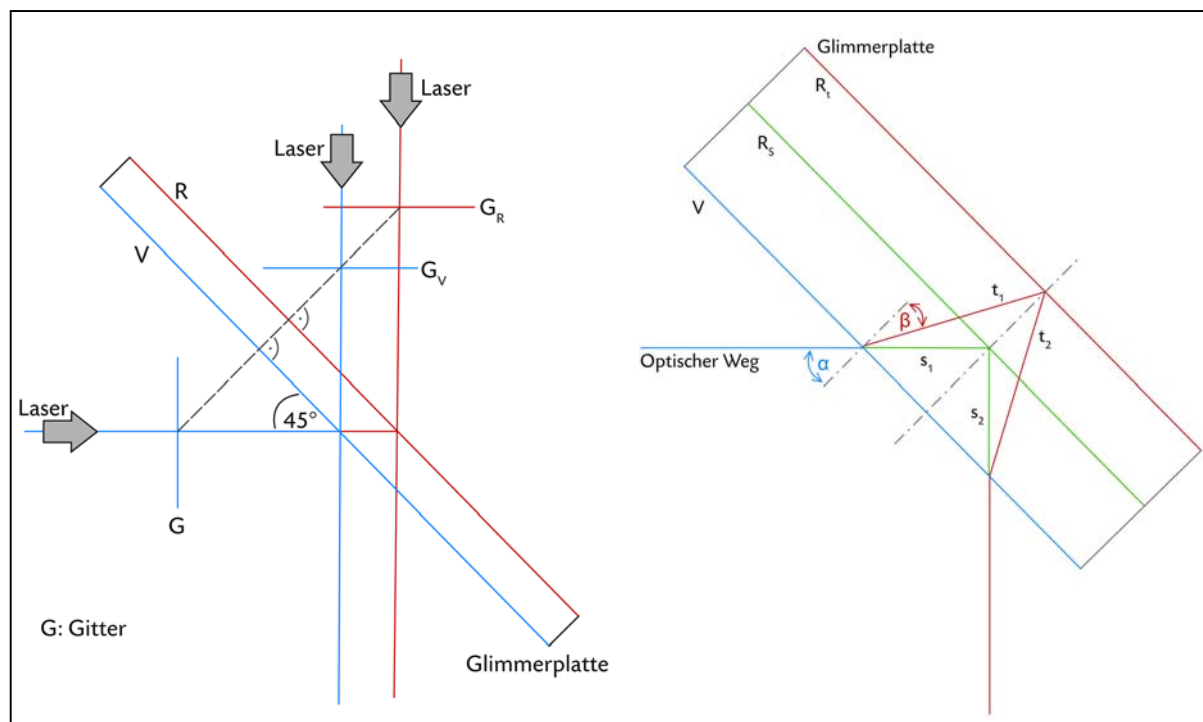


Abb. 15: Links: die Lage der gespiegelten Gitter für einen Rotationswinkel von 45° ohne Berücksichtigung der Brechung. Rechts: Veränderung mit Berücksichtigung der Brechung/Hebung.

ver Interferenz für das Wegstück x hier nicht erfüllt sein. Variiert man aber den Abstand der beiden Ebenen $1'$ und $2'$ im Raumgitter, so lässt sich die Bedingung konstruktiver Interferenz einstellen. Wie im Folgenden auszuführen sein wird, ändern Drehungen der Glimmerplatte, wenn man den Einfluss der Hebung in der Erklärung mit berücksichtigt, genau diesen Abstand und es ergeben sich die Veränderungen im Beugungsbild, wie sie in Abbildung 11 gezeigt sind.

Mit dem Drehen der Glimmerplatte verschieben sich auch die Spiegelräume. Abbildung 15 zeigt im linken Teil für einen Drehwinkel von 45° zur Durchleuchtungsrichtung des Gitters mit dem Laser die Stellungen des Gitters G , die sich im Spiegelraum der Vorderseite V und Rückseite R der Glimmerplatte ergeben. Dabei wird der Einfluss der Hebung nicht berücksichtigt. Aus der Abbildung wird ersichtlich, wie sich mit zunehmendem Drehwinkel die gespiegelten Kreuzgitter G_V und G_R gegeneinander verschieben. (Das wird Auswirkungen auf das Beugungsbild haben, die hier allerdings nicht quantitativ abgeschätzt werden sollen. Auch wird hier auf eine Untersuchung verzichtet, inwiefern nur Verschiebungen im Bereich der Gitterkonstante wesentlich sind).

Sobald man die Hebung in die Überlegungen mit einbezieht, muss berücksichtigt werden, dass die Rückseite der Glimmerplatte R_r verschoben in der Lage R_s gesehen wird (Abb. 15, rechts). Für das optische Wegstück t_1 und das gesehene Wegstück s_1 gilt: $n = \sin\alpha / \sin\beta = t_1/s_1$.

Mit Vergrößerung des Drehwinkels α liegt die gesehene Rückseite R_s immer mehr in Richtung zur Vorderseite V der Glimmerplatte. Damit verändert sich auch der gesehene Abstand der beiden Ebenen. Während der Rotation werden Ebenenabstände einzustellen sein, für welche im Raumgitter die Bedingungen konstruktiver Interferenz erfüllt sind.

Aus einer qualitativen Analyse lässt sich ableiten, dass die Drehung der Glimmerplatte den maßgeblichen Abstand der Kreuzgitterebenen variiert und sich somit in bestimmten Lagen die Bedingungen für konstruktive Interferenz einstellen. Dieser qualitativen Einsicht muss eine quantitative Analyse folgen, die z. B. im Konzept optischer Wege die Gangunterschiede betrachtet und auch den Einfluss des Phasensprungs für die Spiegelung an der Vorderseite der Glimmerplatte mit einbezieht. Hier steht eine Untersuchung aus, welche die Tragfähigkeit des Spiegelraumkonzepts im Zusammenhang mit der phänomenologischen Beschreibung der Beugung im Konzept optischer Wege weiter auslotet. Es zeigt sich aber schon jetzt, dass das Spiegelraumkonzept hier vielversprechende Ansätze bietet und dass sich durch das Raumgitter im Spiegelraumensemble Elemente der Röntgenstrukturanalyse im optischen Regime qualitativ behandeln lassen.

5. Literatur

- [1] MAIER, Georg (1986): *Optik der Bilder*. Dürna: Kooperative Dürna
- [2] VON MACKENSEN, Manfred (2005⁶): *Klang Helligkeit und Wärme. Phänomenologischer Physikunterricht, entwickelt aus Praxis und Theorie der Waldorfschule*. Kassel: Pädagogische Forschungsstelle Kassel
- [3] SCHÖN, Lutz-Helmut (1994): Ein Blick in den Spiegel – Von der Wahrnehmung zur Physik. In: *Physik in der Schule* 32, 1: 2-5
- [4] SCHLICHTING, Hans Joachim (2005): *Reflexionen im Alltag*. In: Grebe-Ellis, J. & F. Theilmann (Hg.): *open eyes 2005. Ansätze und Perspektiven der phänomenologischen Optik*. Tagungsband. Berlin: Logos, 2005, S. 127-164
- [5] THEILMANN, Florian; MAIER, Georg (2004): Die Frage nach der Lichtgeschwindigkeit im Kontext der modellfreien Optik. In: *MNU* 57/7: 413-419
- [6] MÜLLER, Marc (2007): *Zur Phänomenologie des Regenbogens*. Examensarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin
- [7] RANG, Matthias (2006): *Kontrastmechanismen der Streulicht-Nahfeldmikroskopie im sichtbaren und infraroten Spektralbereich*. Diplomarbeit, angefertigt am Max Born Institut Berlin
- [8] GREBE-ELLIS, Johannes (2005): *Grundzüge einer Phänomenologie der Polarisation*. Berlin: Logos
- [9] SOMMER, Wilfried; GREBE-ELLIS, Johannes; VOGT, Jürgen (2004): Zur Beugung. Von einfachen Freihandversuchen über die Laue-Kegel zum reziproken Gitter und zur Ewald-Kugel. In: *Phydid* 2/3: 67-86
- [10] MAIER, Georg (2004): Über die Natur der Beugungsphänomene I. In: *blicken – sehen – schauen*. Hrsg. von J. GREBE-ELLIS. Dürna: Kooperative Dürna, S. 136-158

