

# Versuchsvorbereitung P2-23: Laser und Wellenoptik B

Kathrin Ender, Michael Walz  
Gruppe 10

17. Juni 2008

## Inhaltsverzeichnis

<b>L LASER</b>	<b>2</b>
<b>6 Fourier-Transformation</b>	<b>2</b>
<b>7 Michelson-Interferometer</b>	<b>2</b>
7.1 Magnetostriktive Längenabhängigkeit von Nickel . . . . .	3
7.2 Wellenlänge des Laserlichts . . . . .	3
7.3 Dopplereffekt mit Lichtwellen . . . . .	3
7.4 Akustisches Analogon zum Doppler-Effekt . . . . .	4
<b>8 Faraday-Effekt und Pockels-Effekt</b>	<b>4</b>
8.1 Intensitätsmodulation durch den Faraday-Effekt . . . . .	4
8.2 Bestimmung der Verdet'schen Konstante . . . . .	5
8.3 Intensitätsmodulation durch den Pockels-Effekt . . . . .	5
8.4 Bestimmung der Proportionalitätskonstante beim Pockels-Effekt . . . . .	6
<b>9 Optische Aktivität (Saccharimetrie)</b>	<b>6</b>
9.1 Drehvermögen einer Haushaltszuckerlösung . . . . .	6
9.2 Drehvermögen einer Sorbose-Lösung . . . . .	7

## L LASER

LASER ist ein Akronym aus der englischen Sprache und steht für *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, zu deutsch: *Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung*.

Im Versuch verwendet wir einen He-Ne-Laser, der dementsprechend hauptsächlich aus einem Gasgefäß mit einem Helium-Neon-Gemisch besteht. Über zwei Elektroden wird das Heliumgas gezündet und damit die Heliumatome angeregt. Die Heliumatome können nun ihre zusätzliche Energie durch inelastische Stöße an die Neon-Atome abgeben und diese anregen. Hierbei entsteht eine Besetzungsinversion; d.h. es befinden sich mehr Neonatome im angeregten höherenergetischen Zustand als im niederenergetischen Zustand. Die Energiedifferenz zwischen zwei solchen Zustände entspricht der Wellenlänge eines Photons von 633 nm. Der Übergang zwischen den Zuständen erfolgt nicht spontan, sondern muss durch ein Photon mit passender Wellenlänge angeregt werden. Gelangt ein solches Photon in den Bereich eines Neonatoms, so kann es entweder absorbiert werden und das Neonatom vom energiearmen in den energiehöheren Zustand wechseln oder ein angeregtes Neonatom gibt seine Energie in Form eines zweiten zum ersten kohärenten Photons ab. Wegen der Besetzungsinversion werden mehr Photonen erzeugt, als vernichtet.

Zusätzlich befindet sich die gesamte Anordnung zwischen zwei Spiegeln, die als Resonator dienen. Der eine Spiegel soll quasi perfekt spiegeln und der zweite Spiegel nur leicht durchlässig sein, sodass sich die Anzahl der Photonen so lange aufschaukeln kann, bis der Verlust über den zweiten Spiegel groß genug geworden ist.

Der Vorteil des so erzeugten Laserlichts ist, dass es stark gebündelt und ebenso stark kohärent ist. Die Kohärenz ist vor allem für Beugungsversuche relevant, da dort aufgrund des Phasenunterschiedes Interferenzerscheinungen auftreten.

## 6 Fourier-Transformation

In diesem Demonstrationsversuch soll computergestützt aus dem Beugungsbild eines Spaltes durch Fourier-Transformation das Bild des Spaltes bestimmt werden.

Ein Phototransistor fährt dabei automatisch das Beugungsbild ab und registriert indirekt über eine Spannungsmessung die Intensität. Ein Computerprogramm rechnet aus diesen gemessenen Intensitätswerten die Amplitudenfigur aus. Da die Intensität jedoch das Amplitudenquadrat ist, könnte die Amplitudenfigur ohne weitere Information nicht berechnet werden. Da das Computerprogramm aber voraussetzt, dass das Beugungsbild eines Spaltes ausgemessen wird kann das richtige Vorzeichen ergänzt werden. Da die Amplitudenfigur die Fourier-Transformierte des Spaltbildes ist, kann über eine Rücktransformation das Spaltbild berechnet werden. Diese Fourier-Transformation wird mit einem entsprechenden FFT-Programm durchgeführt.

## 7 Michelson-Interferometer

Der Sinn eines Interferometers ist es mit Hilfe von Interferenz extrem kleine Längenabweichungen zu bestimmen. Dazu wird bei einem Interferometer ein kohärenter Lichtstrahl durch einen Strahlteiler in zwei Strahlen geteilt und anschließend über Spiegel wieder zusammengeführt. Variiert man nun die Laufzeit eines der beiden Teilstrahlen<sup>1</sup>, so ergibt sich auf dem Endschirm eine Phasenverschiebung der beiden Teilstrahlen. Ist diese ein halbzahliges Vielfaches der Wellenlänge, so löschen sich die Strahlen gegenseitig aus (*destruktive Interferenz*).

<sup>1</sup>z.B. durch Einbringen eines optischen Materials mit anderer Brechzahl oder durch Verschieben der Spiegel

Beim ganzzahligen Vielfachen verstärken sich die Strahlen (*konstruktive Interferenz*). Über Beobachten der Interferenz am Schirm kann auch die Längenänderung etc. geschlossen werden.

### 7.1 Magnetostruktive Längenabhängigkeit von Nickel

Mit Hilfe eines Interferometers soll die Magnetostruktive Längenabhängigkeit von Nickel gemessen werden. Dabei wird untersucht, wie sich Nickel ausdehnt, wenn es unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfeldes<sup>2</sup>  $H$  steht. Erwartet wird eine lineare Abhängigkeit:

$$\Delta l = s \cdot l \cdot H$$

Dabei wird das Nickelstück der Länge  $l$  unter dem Einfluss des Magnetfeldes  $H$  um die Strecke  $\Delta l$  verlängert. Die Proportionalitätskonstante  $s$  heißt Magnetostruktionskoeffizient.

Im Versuch wird ein Spiegel des Interferometers am Ende des Nickelstückes befestigt, sodass dieser sich um  $\Delta l$  bewegt. Aus der Interferenzerscheinung kann dann  $\Delta l$  berechnet werden.

Der Strom durch die Spule, die um den Nickelstab angebracht ist, soll nicht über 0,5 A betragen und jeweils nur kurz eingeschaltet sein, weil sonst die thermische Ausdehnung den Magnetostruktionskoeffizienten überdeckt. Dabei sollen beide Stromrichtungen genutzt werden.

Sofern die Spule als langgestreckte Spule genähert werden kann, berechnet sich ihr Magnetfeld zu:

$$H = \frac{n \cdot I}{l}$$

Dabei ist  $n$  die Wicklungszahl,  $I$  der Strom durch die Spule und  $l$  ihre Länge.

### 7.2 Wellenlänge des Laserlichts

Nun soll über das Verschieben eines der Spiegel die Wellenlänge des Laserlichts bestimmt werden. Dazu wird ein anderes Interferometer als bei 7.1 benutzt. Um die Messsicherheit zu erhöhen, werden mehrere Verschiebungen gemessen und eine lineare Regression durchgeführt. Da das Verschieben des Spiegels mehrere Wellenlängen entsprechen wird, muss die Anzahl der Wechsel von Hell zu Dunkel (und umgekehrt) der Interferenzerscheinung gezählt werden.

### 7.3 Dopplereffekt mit Lichtwellen

Nun soll der ein Spiegel des Interferometers motorgetrieben gleichmäßig hin- und herbewegt werden. Die resultierende Frequenzänderung  $\Delta\nu$  soll aus Beobachtung des Interferenzbildes berechnet werden.

Dazu kann der bewegte Spiegel als bewegter Empfänger und direkt anschließend als bewegte Quelle verstanden werden. Dabei tritt dann der Doppeleffekt auf.

Für die Frequenzverschiebung gilt dabei:

$$\nu' = \nu \frac{1 \pm \frac{v_E}{c}}{1 \mp \frac{v_Q}{c}}$$

Dabei ist  $v_E$  die Geschwindigkeit des Empfängers,  $v_Q$  die Geschwindigkeit der Quelle; im Versuch sind beide als gleich der Geschwindigkeit  $v$  des Spiegels. Das obere Vorzeichen gilt im Fall, dass sich Sender und Empfänger aufeinander aufeinander zu bewegen. Entfernen sie sich voneinander, so gilt das untere Vorzeichen.

<sup>2</sup>Genaugenommen ist  $H$  die magnetische Erregung. Es erscheint aber sinnvoller die Abhängigkeit von  $H$  zu bestimmen, da der magnetische Fluss  $B$  durch den zu untersuchenden Stoff beeinflusst wird.

Daraus ergibt sich für die Änderung der Frequenz:

$$\Delta\nu = \nu' - \nu = \nu \left( \frac{1 \pm \frac{v_E}{c}}{1 \mp \frac{v_Q}{c}} - 1 \right) = \nu \frac{\pm 2 \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}} \underbrace{\approx}_{\frac{v}{c} \ll 1} \pm 2 \frac{v}{\lambda}$$

Nun interferieren also zwei Teilstrahlen mit unterschiedlichen Frequenzen. Es ergibt sich eine Schwebung:

$$E_{\text{ges}} = E_0 \cdot \sin(\underbrace{2\pi\nu \cdot t}_{\omega}) + E_0 \cdot \sin(2\pi(\nu + \Delta\nu) \cdot t)$$

$$E_{\text{ges}} = 2 \cdot E_0 \cdot \sin\left(2\pi\left(\nu + \frac{\Delta\nu}{2}\right) \cdot t\right) \cdot \cos\left(2\pi\frac{\Delta\nu}{2} \cdot t\right)$$

Die Sinusschwingung ist relativ hochfrequent und wird auf dem Schirm nicht wahrnehmbar sein. Für die Cosinusschwingung erhält man für die Intensität, die proportional zu  $E^2$  ist:

$$I \propto \cos^2\left(2\pi\frac{\Delta\nu}{2} \cdot t\right) \propto 1 + \cos(2\pi\Delta\nu \cdot t)$$

Wenn man also misst, wie groß die Anzahl  $N$  der Intensitätsmaxima in einer bestimmten Zeit  $\Delta t$  ist, so kann man daraus auf die Geschwindigkeit  $v$  des Spiegels schließen:

$$\underbrace{2\pi N}_{N \text{ Perioden des Cosinus}} = 2\pi\Delta\nu \cdot \Delta t$$

$$\Rightarrow v = \frac{N \cdot \lambda}{2 \cdot \Delta t}$$

Die hier berechnete Geschwindigkeit  $v$  soll mit der direkt gemessenen Geschwindigkeit verglichen werden!

## 7.4 Akustisches Analogon zum Doppler-Effekt

Nun soll das Prinzip aus Aufgabe 7.3 akustisch demonstriert werden. Dazu bewegt man eine Stimmgabel mal vom Ohr weg, mal auf das Ohr zu. Dies vollzieht man einmal mit einer reflektierenden Wand in der Nähe und einmal ohne. Die reflektierende Wand entspricht dem Spiegel. Diesmal bewegt sich allerdings nicht der „Spiegel“, sondern wirklich die Wellenquelle. Dies macht aber keinen Unterschied. Die von der Wand reflektierten Wellen<sup>3</sup> interferieren mit den gerade von der Stimmgabel erzeugten und ergeben so die oben beschriebene Schwebung.

# 8 Faraday-Effekt und Pockels-Effekt

## 8.1 Intensitätsmodulation durch den Faraday-Effekt

Um die Intensität des Laserlichtes zu modulieren kann man sich den Faraday-Effekt zu nutze machen. Der Faraday-Effekt ist ein magneto-optischer Effekt, bei dem eigentlich optisch inaktive Medien durch Anlegen eines homogenen Magnetfeldes parallel zur Lichtausbreitungsrichtung im Medium optisch aktiviert werden. Optisch aktiviert bedeutet, dass die Polarisationsrichtung einer linear polarisierten Wellen im Medium gedreht wird. Wie diese Drehung zustande kommt, kann man sich erklären, wenn man sich die lineare Polarisation als Überlagerung von zwei gegenläufig zirkular polarisierten Wellen vorstellt. Da sich diese zirkular polarisierten Wellen aufgrund des Magnetfeldes im Medium mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ausbreiten, ergibt die Überlagerung eine im Vergleich zur Ausgangspolarisation gedrehte lineare Polarisation.

<sup>3</sup>Die reflektierten Wellen besitzen dann eine andere Frequenz als die gerade erzeugten.

Im Versuch wird das Laserlicht durch einen Bleisilikatglasstab, der sich im longitudinalen Magnetfeld einer Spule befindet geschickt. Am Ende des Bleisilikatstabes steht ein Polarisationsfilter. Je nach dem wie weit die Polarisation gedreht wurde, ist die Intensität der Welle hinter dem Polarisationsfilter geringer. Wie weit die Polarisation gedreht wird, hängt von der Stärke des Magnetfeldes, also vom Spulenstrom und der Länge des Stabes ab. Durch Variieren des Stromes kann also die Intensität moduliert werden.

Wird der Spulenstrom von einem Signal (im Versuch soll ein Radiosignal verwendet werden) geregelt, so kann dieses Signal durch ein Photoelement, das an einen Lautsprecher angeschlossen ist wieder hörbar gemacht werden. Es ist anzunehmen, dass höhere Frequenzen benachteiligt sind. Dies liegt an der Trägheit des Systems, die z.B. durch Selbstinduktion in der Spule verursacht wird.

## 8.2 Bestimmung der Verdet'schen Konstante

Wie bereits erläutert ist der Drehwinkel  $\alpha$  der Polarisation beim Faraday-Effekt proportional zum anliegenden Magnetfeld  $B$  und zur Länge  $l$  des durchlaufenden Mediums. Die Proportionalitätskonstante, die sogenannte

$$\text{Verdet'sche Konstante } V = \frac{\alpha}{B \cdot l}$$

soll im Versuch bestimmt werden. Misst man bei verschiedenen Strömen (es soll in beide Stromrichtungen und nicht über 3A gemessen werden) den jeweiligen Drehwinkel, so kann aus einer linearen Regression die Verdet'sche Konstante bestimmt werden. Den Winkel kann man entweder direkt über den Polarisator messen oder über eine Intensitätsmessung. Um aus der Intensitätsmessung den Winkel zu erhalten, muss man das Malussche Gesetz verwenden

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha$$

## 8.3 Intensitätsmodulation durch den Pockels-Effekt

Der im Versuch verwendete Lithiumniobat-Kristall hat doppelbrechende Eigenschaften. Legt man an ihn noch ein transversales elektrisches Feld an, so wird dieser doppelbrechende Effekt noch verstärkt. Die Feldrichtung soll  $45^\circ$  gegen die Polarisationsrichtung des Lasers gedreht sein. Die Welle kann in zwei orthogonal zueinanderstehende linear polarisierte Wellen aufgeteilt werden. Eine der überlagerten Wellen ist also parallel zum E-Feld und eine senkrecht zum E-Feld polarisiert. Aufgrund der Doppelbrechung haben diese Wellen unterschiedliche Phasengeschwindigkeit, so dass die überlagerte Welle gedreht wird. Die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten entstehen, da das Medium anisotrop ist und durch Anlegen des äußeren Magnetfeldes außerdem der sowieso schon richtungsabhängige Brechungsindex in eine Richtung noch weiter verändert wird. Da der Pockels-Effekt ein linear elektrooptischer Effekt ist, ist die Differenz der Brechungsindizes der beiden Richtungen proportional zum angelegten E-Feld.

Am Ende des Kristalls steht ein zur Ausgangspolarisationsrichtung um  $90^\circ$  verdrehter Polarisator. Durch Ändern der Spannung, die das E-Feld erzeugt, kann also die Polarisation gedreht werden. Da je nach Polarisation nur ein Teil der Intensität durch den Polarisator kommt, kann so die Intensität moduliert werden.

Auch hier werden wir wieder ein Radiosignal verwenden um die Spannung zu modulieren. Trifft das Licht auf ein Photoelement, so kann das Signal über einen Verstärker wieder hörbar gemacht werden.

Der Laserstrahl wird zunächst mit einer 10mm-Linse aufgefächert und dann mit einer 30mm-Linse im Zentrum der Pockelszelle fokussiert; dadurch vermeidet man Reflexionen

an den Seitenflächen des Kristalls. Fällt das Laserlicht hinter dem Polarisationsfilter auf einen Schirm, so ist eine Hyperbelstruktur zu erkennen. Diese entsteht da die divergierenden Strahlen je nach Einfallswinkel unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten haben, bzw. unterschiedlich gebrochen werden.

#### 8.4 Bestimmung der Proportionalitätskonstante beim Pockels-Effekt

Wie bereits erläutert, ist die Differenz der Brechungsindizes parallel und senkrecht zur optischen Achse proportional zum anliegenden E-Feld.

$$\Delta n = k \cdot E$$

Diese Proportionalitätskonstante  $k$  soll bestimmt werden.

Der Aufbau ist praktisch identisch zu dem in 8.3 außer, dass die Spannung nicht über ein Radiosignal sondern manuell variiert werden kann. Die Spannung soll von -2000V bis 2000V variiert werden. Bei bestimmten Spannungen treten im Zentrum der Hyperbelstruktur Helligkeitsextrema auf. Zählt man diese Extrema (entweder Minima oder Maxima) und trägt die Spannung  $U$ , bei der sie entstanden, über der Extremanummer  $N$  auf, so entspricht die sogenannte Halbwellenspannung  $U_{HW}$  der Steigung. Aus  $U_{HW}$  kann die Änderung der Phasenverschiebung mit der Spannung bestimmt werden. Es gilt:

$$U_{HW} = \frac{dU}{d\phi} \cdot \pi$$

Für die Phasenverschiebung gilt außerdem:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot s \quad \text{mit} \quad \Delta n = k \cdot E = k \cdot \frac{U}{d}$$

Damit ergibt sich  $k$  zu:

$$k = \frac{\lambda \cdot d}{2 \cdot U_{HW} \cdot s}$$

$\lambda$  ist die Wellenlänge des verwendeten Lasers,  $s$  ist die Länge der Pockels-Zelle und  $d$  ist der Abstand der Platten des Plattenkondensators.

## 9 Optische Aktivität (Saccharimetrie)

Die optische Aktivität eines Mediums bezeichnet die Fähigkeit, die Polarisationsebene von einfallendem Licht zu drehen. Nutzt man diesen Effekt, um die Konzentration des Zuckergehaltes zu messen, spricht man von Saccharimetrie<sup>4</sup>.

### 9.1 Drehvermögen einer Haushaltszuckerlösung

Es soll das spezifische Drehvermögen  $[\alpha]$  von einer Zuckerlösung gemessen werden und der theoretische Zusammenhang bestätigt werden.

$$\alpha = [\alpha] \cdot l \cdot k$$

Dabei bezeichnet  $\alpha$  den Drehwinkel,  $l$  die Länge des Lichtweges in der Lösung und  $k$  die Konzentration des Zuckers.

Die Länge  $l$  kann nicht kontinuierlich variiert werden, sondern nur einmal längs und einmal quer der mit der Lösung gefüllten Küvette. Für die Konzentration soll man bei ungefähr  $k = 0,3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  beginnen und dann durch Beimischen von Wasser die Konzentration verringern.

<sup>4</sup>von Saccharid=Zucker

Für den Drehwinkel soll außerdem auch die Drehrichtung bestimmt werden. Im Folgenden wird eine Drehung des Lichts gegen den Uhrzeigersinn<sup>5</sup> durch einem positiven Drehwinkel  $\alpha$  dargestellt. Dieses Verhalten wird meist mit rechtsdrehend<sup>6</sup> bezeichnet.

Die durch die obige Formel definierte Stoffkonstante  $[\alpha]$  könnte zusätzlich noch von anderen Größen, wie der Temperatur  $T$ , der Wellenlänge  $\lambda$  des gedrehten Lichtes abhängen. Zusätzlich könnte es einen Unterschied machen, ob der Stoff nun in Wasser oder in einem anderen Lösungsmittel gelöst ist.

## 9.2 Drehvermögen einer Sorbose-Lösung

Nun soll noch das Drehvermögen einer Sorbose-Lösung bestimmt werden. Die Drehrichtung sollte sich entgegengesetzt zur Aufgabe 9.1 herausstellen. Da es sich um eine relativ teure Lösung handelt, soll diese nicht verdünnt werden; damit ist eine Variation der Konzentration  $k$  nicht möglich.

---

<sup>5</sup>bezogen auf die Ausbreitungsrichtung des Lichts

<sup>6</sup>Nun bezogen auf die Blickrichtung entgegen der Ausbreitungsrichtung des Lichts.