

Vorbereitung

Laser B

Carsten Röttele Stefan Schierle

Versuchsdatum: 24.04.2012

Inhaltsverzeichnis

0	Theoretische Grundlagen	2
1	Fouriertransformation	2
2	Michelson-Interferometer	3
2.1	Magnetostriktive Längenabhängigkeit/Magnetostruktionskoeffizient	3
2.2	Wellenlänge des Lasers	4
2.3	Dopplereffekt bei Lichtwellen	4
2.4	Akkustisches Analogon zum Dopplereffekt	5
3	Faraday-Effekt und Pockels-Effekt	6
3.1	Intensitätsmodulation durch Faraday-Effekt	6
3.2	Bestimmung der Verdet'schen Konstanten	6
3.3	Intensitätsmodulation durch Pockels-Effekt	7
3.4	Bestimmung der Konstante beim Pockels-Effekt	7
4	Optische Aktivität	8
4.1	Optisches Drehvermögen einer Haushaltszuckerlösung	8
4.2	Optisches Drehvermögen einer Sorbose-Lösung	8

0 Theoretische Grundlagen

Funktionsweise eines Lasers

Da in diesem Versuch hauptsächlich mit einem Laser gearbeitet wird, ist es sinnvoll sich zuerst einmal Gedanken über die Funktionsweise eines Lasers zu machen.

Ein Laser funktioniert mithilfe der stimulierten Emission. So kann ein Elektron, welches sich in einem Atom befindet, auf einem hohen Energieniveau spontan auf ein niedrigeres wechseln. Dies nennt man auch spontane Emission. Hierbei wird aber auch Energie frei, welche es als Photon mit $\Delta E = h \cdot f$ abstrahlt. Ebenso ist es möglich, dass ein Elektron durch ein Photon mit der gleichen Energie angeregt werden kann, sodass es auf das niedrigere Niveau wechselt. Beide Photonen besitzen nicht nur die gleiche Energie, sondern auch die gleiche Polarisation und Phasenlage, das heißt sie sind kohärent.

Genau dieses Prinzip wird bei einem Laser verwendet; er erzeugt viele kohärente Photonen. Der Laser hat zudem zwei Resonatorspiegel zwischen welchen das Licht hin und her reflektiert wird. Außerdem wird auf dem Weg zwischen den Spiegeln das Licht durch stimulierte Emission verstärkt. Wichtig ist dazu jedoch, dass mehr Elektronen auf einem hohen Niveau sind, damit nicht die ganzen Photonen von den Elektronen auf dem unteren Niveau absorbiert werden. Dies wird auch Besetzungsinversion genannt und man erreicht das durch optisches Pumpen. Hierzu wird im Normalfall das Dreiniveausystem benutzt, bei welchem die Elektronen zuerst auf ein hohes, instabiles Niveau gepumpt werden, von wo aus sie spontan in den zweiten Zustand fallen können, um dort wieder von Photonen zu stimulierter Emission angeregt zu werden. Hauptsächlich muss hier auf die Wahrscheinlichkeit der einzelnen Übergänge geachtet werden.

Damit es auch einen herauskommenden Strahl gibt, ist einer der beiden Resonatorspiegel teilweise durchlässig.

1 Fouriertransformation

Zu Beginn des Versuches soll mithilfe der Fouriertransformation das Bild eines Spalts rekonstruiert werden. Hierzu muss die Intensität des Beugungsbildes gemessen werden, was mit einem Phototransistor durch einen Computer geschieht. Mit den Auswertungsroutinen entsteht dadurch eine Amplitudenfigur. Allerdings muss das Beugungsobjekt bekannt sein, in unserem Fall also, dass es ein Einfachspalt ist, damit man das richtige Vorzeichen der Amplitudenfigur erhält. Der Grund dafür ist, dass die Intensität dem Amplitudenquadrat entspricht, wodurch das Vorzeichen verloren geht. Dann führt das Fast-Fourier-Transform-Programm automatisch die Fouriertransformation durch und wir erhalten das Spaltbild, welches man sich ausdrucken lassen kann.

Dieser Versuch wird mit allen Gruppen und dem Betreuer gemeinsam durchgeführt und muss nicht ausführlich ausgewertet werden.

2 Michelson-Interferometer

In dieser Aufgabe wird für den Versuch ein Michelson-Interferometer benutzt. Dieses Interferometer ist folgendermaßen aufgebaut:

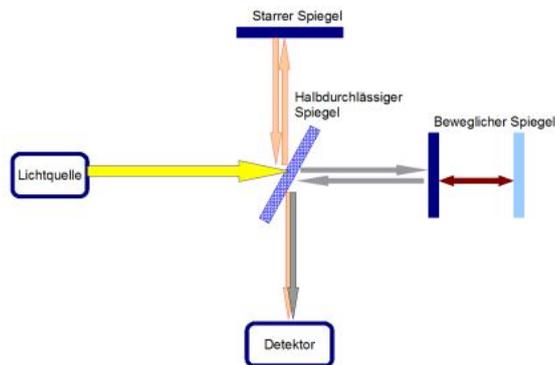


Abbildung 1: Quelle: Vorbereitungsmappe

Man erkennt, dass ein Lichtstrahl auf einen um 45° gedrehten, halbdurchlässigen Spiegel trifft, welcher einen Teil des Lichtstrahles durchlässt (transmittiert) und den anderen reflektiert. Die beiden Strahlen treffen nun jeweils auf einen Spiegel und werden wieder zum halbdurchlässigen Spiegel zurück reflektiert, von wo aus sie auf einen Detektor treffen, welcher die Phasenverschiebung misst. Damit man unterschiedliche Phasenverschiebungen einstellen kann, ist hierfür ein Spiegel beweglich, d.h. man kann ihn nach vorne und hinten verschieben.

Um die Phasendifferenz zu bestimmen, benötigt man zunächst den Gangunterschied g , welcher als $g = 2 \cdot |s_1 - s_2|$ definiert ist. s_1 bzw. s_2 ist hier der Abstand vom Spiegel in der Mitte zum starren bzw. beweglichen Spiegel. Man erhält nun konstruktive Interferenz, wenn der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist, als bei $g = n \cdot \lambda$. Bei einem Gangunterschied von $g = \frac{2n+1}{2} \cdot \lambda$ erhält man jedoch destruktive Interferenz.

2.1 Magnetostriktive Längenabhängigkeit/Magnetostruktionskoeffizient

Hier soll der Magnetostruktionskoeffizient von Nickel bestimmt werden. Dieser ist ein Proportionalitätsfaktor, welcher die Längenausdehnung eines ferromagnetischen Materials in einem Magnetfeld beschreibt. Der Grund dafür ist, dass sich die Weißschen Bezirke gleich ausrichten, was zu der Längenänderung führt. Um diese zu messen, wird ein von einer langen Spule unwickelter Nickelstab mit einem Ende an den beweglichen Spiegel eines Michelson-Interferometers gehängt. An die Spule wird nun ein Strom angeschlossen, der allerdings kleiner als 0,5 A sein muss, da ansonsten noch die thermische Ausdehnung eine Rolle spielen würde.

Für den Magnetostruktionskoeffizienten c_{Ni} gilt folgende Formel:

$$c_{Ni} = \frac{\Delta l}{l_0 \cdot H}$$

Hierbei ist Δl die Längenänderung, l_0 die Ursprungslänge und H die magnetische Feldstärke, welche sich in einer langen Spule mit n Windungen und dem durchfließenden Strom mit der Stromstärke I folgendermaßen berechnen lässt:

$$H = \frac{nI}{l_0}$$

Daraus ergibt sich für den Magnetostruktionskoeffizienten:

$$c_{Ni} = \frac{\Delta l}{nI}$$

Damit wir die Längenänderung des Stabes bestimmen können, müssen wir die Anzahl m der Hell-Dunkel-Hell-Übergänge auf dem Detektor zählen. Diesen Übergang haben wir genau dann, wenn $\Delta l = \frac{\lambda}{2}$ gilt. Das wieder eingesetzt ergibt:

$$c_{Ni} = \frac{m\lambda}{2nI}$$

2.2 Wellenlänge des Lasers

Mit einem anderen Interferometer als bei dem vorherigen Versuch soll nun die Wellenlänge des Lasers bestimmt werden. Diese berechnen wir durch Verschieben des beweglichen Spiegels, um Δs und anschließendem Zählen der m Hell-Dunkel-Hell-Übergänge, woraus wir die Wellenlänge berechnen können als:

$$\lambda = \frac{2\Delta s}{m}$$

Wichtig ist hierbei, dass man den Spiegel mehrfach verschiebt, damit man später eine Ausgleichsrechnung machen kann.

2.3 Dopplereffekt bei Lichtwellen

Als nächstes soll der Dopplereffekt bei Lichtwellen untersucht werden. Hierzu soll man den beweglichen Spiegel des Interferometers mit einem Motor gleichmäßig verschieben, was zu einer Frequenzänderung des einfallenden Lichtes führt. Der Spiegel ist somit gleichzeitig Empfänger, als auch Quelle. Allgemein gilt für den Dopplereffekt:

$$\nu = \nu_0 \frac{1 \pm \frac{v_e}{c}}{1 \mp \frac{v_q}{c}}$$

Beim Annähern gilt das obere Vorzeichen, beim Entfernen das untere. Da wie schon gerade eben erwähnt der Spiegel gleichzeitig Empfänger als auch Quelle ist, ergibt sich:

$$\Delta\nu = |\nu - \nu_0| = \nu_0 \left| \frac{1 \pm \frac{v_s}{c}}{1 \mp \frac{v_s}{c}} - 1 \right| = \nu_0 \left| \frac{1 \pm \frac{v_s}{c} - 1 \pm \frac{v_s}{c}}{1 \mp \frac{v_s}{c}} \right| = \nu_0 \frac{2 \frac{v_s}{c}}{1 \mp \frac{v_s}{c}} \approx \nu_0 \frac{2v_s}{c} = \frac{2\nu_s}{\lambda}$$

Die Näherung kann man machen, da die Geschwindigkeit des Spiegels viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist.

Auf Grund dieses $\Delta\nu$ kommt es zu einer Schwebung und es gilt für das elektrische Feld:

$$E(t) = E_0 \cdot \sin(2\pi\nu_0 t) + E_0 \cdot \sin(2\pi(\nu_0 + \Delta\nu)t)$$

Mit einem Additionstheorem folgt:

$$E(t) = 2 \cdot E_0 \cdot \sin(2\pi(\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2})t) \cdot \cos(2\pi\frac{\Delta\nu}{2}t)$$

Für die Intensität müssen wir nur die Cos-Funktion betrachten, welche in unserem Fall die Einhüllende ist, weil die Sin-Funktion zu hochfrequent ist. Zudem ist die Intensität proportional zu E^2 , weshalb gilt:

$$I \propto \cos^2(\pi\Delta\nu t) = 1 + \cos(2\pi\Delta\nu t)$$

Misst man nun in einem bestimmten Zeitintervall Δt die Anzahl der Intensitätsmaxima, so erhält man diese bei:

$$m \cdot 2\pi = 2\pi\Delta\nu\Delta t$$

Damit ergibt sich für die Spiegelgeschwindigkeit:

$$v_s = \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot \Delta t}$$

Außerdem soll noch die Geschwindigkeit zum Vergleich direkt gemessen werden über:

$$v_s = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

2.4 Akkustisches Analogon zum Dopplereffekt

Zum Schluss der Aufgabe sollen wir noch den Dopplereffekt bei Schallwellen untersuchen. Dazu wird eine Stimmgabel angeschlagen, welche wir vom Ohr weg bzw. zum Ohr hin bewegen. Es ist zu erwarten, dass sich wie in der vorherigen Aufgabe eine Frequenzänderung ergibt, was man anhand einer Änderung der Tonhöhe hören sollte. Zudem sollen wir uns noch in die Nähe einer Wand stellen, um dort das Gleiche noch einmal durchzuführen. Hier sollte sich eine Schwebung einstellen, welche man durch Schwankungen der Lautstärke hören sollte.

3 Faraday-Effekt und Pockels-Effekt

3.1 Intensitätsmodulation durch Faraday-Effekt

In dieser Aufgabe beschäftigen wir uns zunächst mit dem Faraday-Effekt (Magnetooptischer Effekt), welcher beschreibt, dass optisch inaktive Materialien in einem Magnetfeld, welches parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes ist, optische Aktivität aufweisen können. Hier wird ein von einer Spule umschlossener und mit dem Strom I durchflossener Bleisilikatglasstab von einem linear polarisierten Laserlicht durchlaufen, wodurch sich die Polarisationssebene des Lichtes dreht. Der Spulenstrom wird dabei über den Zweitlautsprecher-Ausgang eines MP3-Players geregelt. Für den Drehwinkel der Polarisationssebene gilt, wenn man die Abhängigkeit von der Temperatur und Wellenlänge vernachlässigt:

$$\alpha = V \cdot l_{St} \cdot B$$

Hierbei ist V die materialabhängige Verdet'sche Konstante, l_{St} die Länge des Bleisilikatstabes und B die Stärke der magnetischen Flussdichte. Wir können also den Drehwinkel ändern, indem wir den Strom durch die Spule ändern, was eine Änderung des Magnetfeldes zur Folge hat.

Laut dem Aufgabenblatt müssen wir jetzt den Polarisationsfilter anschließen, welcher ein Photoelement zum Auffangen des Lichtes besitzt und dieses durch einen Lautsprecher wiedergibt. Somit erhalten wir das Ausgangssignal zurück. Hierbei ist wichtig, dass man den Polarisationsfilter an eine Stelle mit möglichst großem Strahlungsquerschnitt bzw. bei Intensitätsminima aufstellt. Weiterhin ist zu beachten, dass bei hohen Ausgangsfrequenzen die Selbstinduktion stark steigt und sie deshalb vernachlässigt werden.

3.2 Bestimmung der Verdet'schen Konstanten

Als nächstes soll die eben schon erwähnte Verdet'sche Konstante bestimmt werden:

$$V = \frac{\alpha}{l_{St} \cdot B} = \frac{\alpha}{l_{St} \mu \frac{nI}{l_{Sp}}} = \frac{\alpha}{\mu n I}$$

Wir müssen also nur noch den Drehwinkel und die dazu angelegte Stromstärke messen, damit wir die Verdet'sche Konstante bestimmen können. Hierzu wird an die Spule für kurze Zeit ein Gleichstrom angelegt, der allerdings nicht größer als 3 A sein darf, weil sonst die Gefahr des Überhitzens der Apparatur besteht. Zudem soll einmal die Stromrichtung gedreht werden, damit man den kleinen Drehwinkel zumindest um den Faktor 2 vergrößern kann. Zum Messen dieses Drehwinkels kann man entweder direkt einen Analysator nehmen, oder man misst alternativ die Intensität und bestimmt den Drehwinkel mit dem Malusschen Gesetz:

$$I = I_0 \cdot \cos^2(\alpha) \rightarrow \alpha = \arccos\left(\sqrt{\frac{I}{I_0}}\right)$$

3.3 Intensitätsmodulation durch Pockels-Effekt

Nun soll der Pockels-Effekt näher betrachtet werden. Dazu ist es nützlich diesen als erstes zu erklären. Wenn Licht sich in einem isotropen Medium befindet, breitet es sich in alle Raumrichtungen gleichmäßig aus. Ist es dagegen in einem anisotropen Medium (z.B. in einem Kristall), so wird es in einen ordentlichen und außerordentlichen Kristall aufgeteilt. Wenn man nun an ein Material ein elektrisches Feld anlegt, so kann sich eine weitere optische Achse bilden, was auch eine Doppelbrechung zur Folge hat. Dies ist der Pockels-Effekt, welcher die Differenz der Brechzahlen von ordentlichem und außerordentlichem Strahl folgendermaßen beschreibt:

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

In unserem Versuch wird eine sogenannte „Pockelszelle“ aufgebaut; man legt ein Lithiumniobat-Kristall zwischen zwei Kondensatorplatten, welche ein elektrisches Feld parallel zur optischen Achse erzeugen. Zudem überlagert man wieder das Signal eines MP3-Players mit der angelegten Gleichspannung von wenigen 100 V. Außerdem muss das Laserlicht in einer Polarisationsrichtung von 45° zum elektrischen Feld einfallen. Somit entstehen zwei senkrecht zueinander stehende Teilstrahlen, welche durch die unterschiedlichen Brechzahlen eine Phasenverschiebung haben, d.h sie sind auch elliptisch polarisiert. Dazu befindet sich noch hinter dem Kristall ein um 90° zur ursprünglichen Polarisationsrichtung verschobener Polarisationsfilter. Auch empfangen wir wieder das Signal mit einem Photoelement und geben es über einen Lautsprecher aus.

Der Versuch wird einmal akustisch mit dem Lautsprecher ausgewertet und einmal auf einem Schirm, auf welchem man Hyperbelmuster erkennt. Dieses entsteht durch die unterschiedlichen Einfallswinkel der Wellen und die dadurch entstehenden Veränderungen der Phasengeschwindigkeit.

3.4 Bestimmung der Konstante beim Pockels-Effekt

Hier soll die Konstante k des Lithiumniobat-Kristalls bestimmt werden. Dazu wird der gleiche Versuchsaufbau wie gerade eben verwendet, nur ohne NF-Entkopplung. Wir müssen zuerst die Spannung zwischen -2000 V bis 2000 V variieren und jeweils die Werte aufschreiben, bei welchen in der Hyperbelmitte Intensitätsextrema auftreten. Nun können wir, indem wir die Spannung über die Intensitätsextremstelle-Nummer auftragen, die Steigung bestimmen, welche uns die Halbwellenspannung angibt. Zum eigentlichen Ziel, der Konstante k kommen wir über:

$$\Delta\varphi = \omega\Delta t = 2\pi \cdot \left(\frac{c}{\lambda_0} \cdot \frac{s}{\Delta c_m} = \frac{2\pi s}{\lambda_0} \cdot \Delta n = \frac{2\pi s}{\lambda_0} \cdot k \cdot E = \frac{2\pi s \cdot k \cdot U}{\lambda_0 \cdot d} \right)$$

Hierbei ist s die Dicke des Kristalls und d der Abstand der beiden Kondensatorplatten. Differenziert man die Gleichung nun nach U und nützt aus, dass die Bedingung für die Halbwellenspannung $\varphi(U_{HW}) = \pi$ gilt, so erhält man:

$$\frac{d\varphi}{dU} = k \cdot \frac{2\pi \cdot s}{\lambda_0 \cdot d} = \frac{\pi}{U_{HW}}$$

Dadurch ergibt sich für unsere Konstante:

$$k = \frac{\lambda_0 \cdot d}{2s \cdot U_{HW}}$$

4 Optische Aktivität

Im letzten Versuch werden optisch aktive Materialien betrachtet, welche ohne äußere Einwirkung die Polarisationssebene beeinflussen. Dies liegt bei diesen Materialien an der Chiralität, d.h. das Molekül hat keine Drehspiegelachse.

4.1 Optisches Drehvermögen einer Haushaltszuckerlösung

Zunächst soll hier spezifische optische Drehvermögen $[\alpha]$ einer Haushaltszuckerlösung bestimmt werden. Dieses ist folgendermaßen durch den Drehwinkel α (in $^\circ$), die Länge l (in dm) des Lichtweges und der Konzentration k (in $\frac{g}{cm^3}$) der Lösung gegeben:

$$[\alpha] = \frac{\alpha}{k \cdot l}$$

Bei der Durchführung wird mit einer Konzentration von $0,3 \frac{g}{cm^3}$ begonnen, um es danach mit Wasser immer weiter zu verdünnen. Während der Verdünnung scheint der gleichzeitig angeschaltete Laserstrahl durch die Konzentration krumme Wege zu gehen, weil die Moleküle in der Lösung sich nur langsam gleich verteilen.

Man kann außerdem Ähnlichkeiten bei der Formel mit dem Faraday-Effekt erkennen. Der Unterschied ist hier, dass wir die Konzentration anstatt dem Magnetfeld ändern. Auch vernachlässigen wir bei der Bestimmung des Drehvermögens die Abhängigkeit von der Temperatur und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes.

4.2 Optisches Drehvermögen einer Sorbose-Lösung

Anstatt der in der ersten Teilaufgabe verwendeten Haushaltszuckerlösung untersuchen wir nun eine entgegengesetzt drehende Sorbose-Lösung. Bei dieser ändern wir jedoch nicht die Konzentration, sondern nur die Weglänge. Das Ziel ist es wiederum das spezifische optische Drehvermögen zu finden.