

Versuch: P2-24

Laser und Wellenoptik, Teil B

- Vorbereitung -

Vorbemerkung

Bereits 1917 erkannte A.Einstein die Möglichkeit der stimulierten Emission und setzte somit zumindest theoretisch den Grundstein zu einem heutzutage sehr wichtigen Gerät in Wissenschaft und Industrie: dem Laser (light amplification by stimulated emission of radiation).

Der experimentelle Durchbruch auf diesem Gebiet aber ließ noch bis 1954 auf sich warten, jedoch standen somit ab den frühen 60er Jahren Lichtquellen zur Verfügung, deren Kohärenzlänge, Parallelität und Energiestromdichte weit über den bisher dagewesenen Möglichkeiten lag und somit ideal für Beugungs- und Interferenzexperimente aller Art und auch für Nachrichtenübermittlung mittels Licht war. Dies werden wir hier (u.a.) am Teil B des Versuchs näher untersuchen.

Inhaltsverzeichnis

1	Fourier-Transformation eines Beugungsbildes	2
2	Anwendungen des Michelson-Interferometers	2
2.1	Interferometrische Bestimmung des Magnetostruktionskoeff. von Nickel	3
2.2	Wellenlängenbestimmung des Laserlichts	4
2.3	Doppler-Effekt	4
2.4	akustischer Doppler-Effekt	6
3	Faraday-Effekt und Pockels-Effekt	6
3.1	Modulation der Intensität des Laserlichts mittels Faraday-Effekt	6
3.2	Bestimmung der Verdetschen Konstante von Bleisilikatglas	7
3.3	Modulation der Intensität des Laserlichts mittels Pockels-Effekt	8
3.4	Konstantenbestimmung für Pockels-Effekt	9
4	Optische Aktivität (Saccharimetrie)	9
4.1	spezifisches optisches Drehvermögen einer Zuckerlösung	9
4.2	spezifisches optisches Drehvermögen einer entgegengesetzt drehenden Lösung	9

1 Fourier-Transformation eines Beugungsbildes

Dieser Versuch hat lediglich einen demonstrativen Charakter, deshalb wird die gesamte Arbeit eigentlich von einem Computer ausgeführt. Der Versuchsaufbau ist recht leicht: man richtet den Laser auf einen Einfachspalt und das entstehende Beugungsbild wird von einem Phototransistor aufgefangen, indem dieser rechnergesteuert durch das Beugungsbild fährt. Dabei misst er die Intensitäten im Beugungsbild, welche dann mittels eines Analog-Digital-Wandels im Computer gespeichert werden können. Dieser enthält neben den Steuerroutinen für den Phototransistor auch Auswertungsroutinen wie das FFT-Programm ('Fast Fourier Transform'). Mit diesem und der eingegebenen Information, dass es sich um einen Einfachspalt handelt (kompliziertere Objekte sind aufgrund der fehlenden Phaseninformation schwerer zu transformieren), wird aus der Intensitätsverteilung eine Amplitudenfigur gewonnen. Für eine elektromagnetische Welle gilt: das \vec{E} -Feld schwingt mit

$$\vec{E} = \vec{A}_0 \cdot e^{i(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1)$$

und somit gilt für die Intensitätsverteilung:

$$I = 4 \cdot c \cdot \epsilon_0 \cdot |\vec{A}_0|^2 \cdot \cos^2(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2)$$

Somit wird also aus der Intensitätsverteilung die Amplitudenfigur ermittelt, wobei die Amplitude quadratisch eingeht. Diese Amplitudenfigur wird dann mittels FFT in ein Bild des Spalts transformiert, welches man dann an einem Drucker ausdrucken kann.

2 Anwendungen des Michelson-Interferometers

Ein Interferometer ist ein optisches Gerät, mit dem man aufgrund von Lichtinterferenzen kleine Abstände, Brechzahlunterschiede, Winkel oder Wellenlängendifferenzen sehr genau messen kann. Abb.1 zeigt schematisch den Aufbau des Michelson-Interferometers, dass folgendermaßen funktioniert:

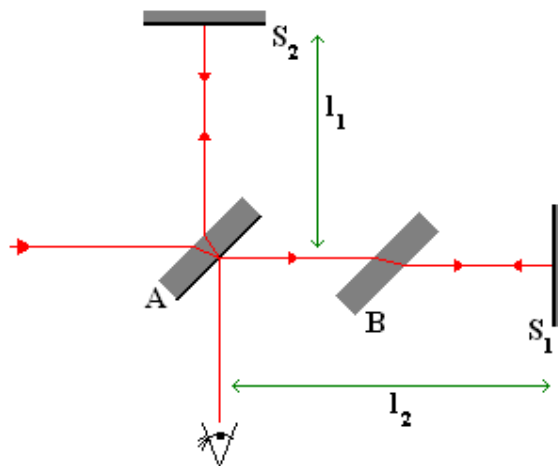


Abb.1: Michelson-Interferometer

Das Laserlicht trifft auf die Glasplatte A, die einseitig dünn versilbert ist und als halbdurchlässiger Spiegel (Strahlteiler) wirkt. Ein Teil des Lichts wird an A reflektiert, läuft auf den Spiegel S_2 zu, wird an diesem reflektiert und gelangt dann ins Auge des Betrachters. Der von A durchgelassene Strahl durchläuft die Kompensatorplatte B. Diese hat die gleiche Dicke wie die Platte A, damit beide Teilstrahlen gleich dicke Glasschichten passieren. Dann wird der Strahl an S_2 reflektiert und gelangt über A ebenfalls ins Auge des Betrachters. Der Spiegel S_1 ist fest, während sich S_2 mittels einer Mikrometerschraube fein justieren lässt. Die Überlagerung der Strahlen beim Betrachter ergibt ein Interferenzmuster, dass charakteristisch für die Phasendifferenz der Teilstrahlen ist. Der Gangunterschied der beiden Strahlen ist:

$$g = 2 \cdot |l_1 - l_2| \quad (3)$$

denn es muss Hin- und Rückweg berücksichtigt werden. Konstruktive Interferenz ergibt sich bekanntermaßen bei $g = n \cdot \lambda$, $n \in \mathbb{N}_0$, destruktive Interferenz bei $g = \frac{2n+1}{2} \cdot \lambda$, $n \in \mathbb{N}_0$. Ein Hell-Dunkel-Wechsel an einem beliebigen Punkt auf dem Schirm entspricht also einer Verschiebung des beweglichen Spiegels S_2 um $\Delta l = \frac{\lambda}{4}$. Eine ähnliche Anordnung wurde beim Michelson-Morley-Versuch benutzt, bei dem die Existenz des Äthers nachgewiesen werden sollte. Dabei hätte sich das Interferenzmuster verändern müssen, wenn man es einmal in Ausbreitungsrichtung zum Äther und einmal senkrecht dazu beobachtet. Dies jedoch tat es nicht - mit den Folgen der Nicht-Existenz des Äthers und dem Fundament der speziellen Relativitätstheorie.

2.1 Interferometrische Bestimmung des Magnetostruktionskoeff. von Nickel

Dehnt sich ein Festkörper aus, so beschreibt der thermische Ausdehnungskoeffizient die Änderung der Gitterkonstanten in Abhängigkeit von der Temperatur. Analog dazu beschreibt der Magnetostruktionskoeffizient die Änderung der Länge eines Stoffs pro Längeneinheit als Funktion eines äußeren Magnetfeldes bei konstanter Temperatur. Die Änderung kommt zustande, indem sich die 'Elementarmagnete' entsprechend dem äußeren magnetischen Feld H ausrichten (s.P1-83: Hysterese). Das bereits beschriebene Michelson-Interferometer wird nun dazu benutzt, den Magnetostruktionskoeffizienten s eines Nickelstabes zu bestimmen, für den gilt:

$$s = \frac{\Delta l}{H \cdot l_0} \quad (4)$$

wobei l_0 die ursprüngliche Länge des Stabes bezeichne und Δl die Längenänderung. Der Versuch ist nun so gedacht: der Nickelstab ist von einer Spule umgeben, in der durch einen Strom ein Magnetfeld erzeugt wird. Dieses wiederum wird den Nickelstab zur Ausdehnung anregen. Der Clou ist, dass der bewegliche Spiegel S_2 an der Stirnseite des Stabes befestigt ist und sich somit durch die Ausdehnung oben beschriebener Gangunterschied verändern wird, was wiederum zu einer Veränderung des Interferenzmusters führen wird.

Für das Magnetfeld einer langen Spule gilt in der Näherung:

$$H = \frac{n \cdot I}{l_0} \quad (5)$$

wobei I den Strom durch die Spule und n die Windungszahl selbiger bezeichne.

Beobachtet man nun einen Punkt auf dem Schirm, so wird sich aufgrund der Längenänderung, wie gesagt, eine Interferenzmusteränderung ergeben und zwar derart, dass man einen Hell-Dunkel-Durchgang sehen wird, wenn sich der Stab um besagte $\frac{\lambda}{4}$ ausdehnt. Es ist aber zu erwarten, dass er sich deutlich mehr als $\frac{\lambda}{4}$ ausdehnt und deswegen werden wir die Hell-Dunkel Durchgänge zählen (N), wodurch wir die Längenänderung des Stabes leicht angeben können als:

$$\Delta l = N \cdot \frac{\lambda}{4} \quad (6)$$

Setzt man nun (5) und (6) in (4) ein, so ergibt sich für s :

$$s = \frac{N \cdot \lambda}{4 \cdot n \cdot I} \quad (7)$$

Mit den Messwerten I und N kann man nun bequem in Geradenform den Magnetostruktionskoeffizienten bestimmen, indem man z.B. die Anzahl der Hell-Dunkel Durchgänge auf die Y-Achse legt, die Stromstärke auf die X-Achse und dann s aus der Steigung m der Geraden berechnet als:

$$s = \frac{m \cdot \lambda}{4 \cdot n} \quad (8)$$

2.2 Wellenlängenbestimmung des Laserlichts

Ab hier wird ein anderes Interferometer benutzt als in der vorangegangenen Aufgabe. Es soll nun mittels Verschiebung des Endspiegels die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts ermittelt werden. Die dafür nötige Formel geht unmittelbar aus (6) hervor:

$$\lambda = \frac{4 \cdot \Delta x}{N} \quad (9)$$

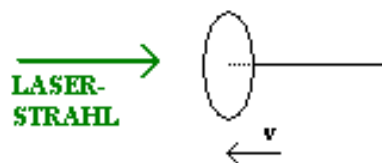
wobei Δx der Veränderung der Position des Spiegels entspricht und N wie oben der Anzahl der Hell-Dunkel Durchgänge. Auch hier bedient man sich wieder einer Geraden, wobei man Δx über N aufträgt, die Steigung a ermittelt und die Wellenlänge errechnet als:

$$\lambda = 4 \cdot a \quad (10)$$

2.3 Doppler-Effekt

Nun werden wir folgenden Versuch durchführen: an dem einen beweglichen Spiegel des Interferometers bringen wir einen Motor an. Dieser wird den Spiegel periodisch vor- und zurückfahren. Diese Bewegung des Spiegels wird Einfluss auf das Interferenzbild haben, da ja mit der Bewegung eine Längenänderung des Gangunterschieds (3) und somit eine Veränderung der Interferenzfigur einhergeht. Mit den so gemessenen Interferenzänderungen lässt sich die Motorgeschwindigkeit ermitteln, denn die Geschwindigkeit des Spiegels ist verantwortlich für die Geschwindigkeit der Änderung des Interferenzbilds. Nun gibt es aber auch eine äquivalente Beschreibungsmöglichkeit: den Doppler-Effekt, welcher die Frequenzverschiebung des Laserlichts durch die Bewegung des Spiegels berücksichtigt. Da wir einen kleinen Motor benutzen werden, der den Spiegel auf eine Geschwindigkeit deutlich unter der Lichtgeschwindigkeit bringt, ist hier lediglich eine mechanische und somit nicht-relativistische Betrachtung vonnöten.

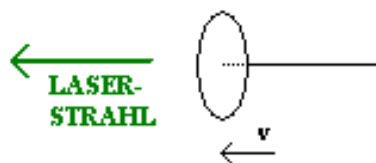
Stellen wir uns also nun folgende Situation vor: der Spiegel bewege sich auf den Strahl zu



wobei das Laserlicht die Frequenz f_0 habe und der Motor den Spiegel mit der Geschwindigkeit v bewege. Die Lichtwelle bewegt sich mit c auf den Spiegel zu, dieser wiederum bewegt sich mit v auf die Lichtwelle zu. Somit misst der Beobachter auf dem Spiegel in seinem Ruhesystem als neue Phasengeschwindigkeit die Summe aus alter Phasengeschwindigkeit der Welle und der Geschwindigkeit des Spiegels. Somit ergibt sich für den auf den Strahl zubewegten Beobachter die neue Frequenz:

$$f_a = f_0 \cdot \left(1 + \frac{v}{c}\right) = f_0 \cdot \frac{c + v}{c} \quad (11)$$

Nun ist der Spiegel also auf den Laserstrahl getroffen und reflektiert ihn. In dieser Zeit jedoch bewegt sich der Spiegel in die gleiche Richtung wie der Strahl



weshalb die Wellenlänge für den ruhenden Beobachter verringert erscheint. Somit gilt nun für den reflektierten Strahl (wobei hier f_a die Rolle der ursprünglichen Frequenz übernimmt):

$$f_{refl} = f_a \cdot \left(\frac{1}{1 - \frac{v}{c}} \right) = f_a \cdot \frac{c}{c - v} \quad (12)$$

In beiden Fällen, also beim Auftreffen des Laserlichts auf den Spiegel und bei der Reflektion ergibt sich nach (11) und (12) eine *Erhöhung* der Frequenz. Setzt man nun (11) in (12) ein, so erhält man:

$$f_{refl} = f_0 \cdot \frac{c + v}{c} \cdot \frac{c}{c - v} = f_0 \cdot \frac{c + v}{c - v} \quad (13)$$

Analog zu den bisherigen Betrachtungen verhält es sich mit dem Fall, in dem sich der Spiegel vom Laserstrahl fortbewegt - in diesem Fall ergibt die analoge Überlegung die Umkehr der Vorzeichen in (13). Betrachten wir nun den sich aus dem Doppler-Effekt ergebenden Frequenzunterschied:

$$|\Delta f| = |f_0 - f_{refl}| = \left| f_0 \cdot \left(1 - \frac{c \pm v}{c \mp v} \right) \right| = \left| f_0 \cdot \frac{\mp 2 \cdot v}{c - v} \right| \quad (14)$$

Hier bringen wir nun wieder die Tatsache ein, dass unsere Betrachtung nicht-relativistisch ist und wir somit $v \ll c$ annehmen können:

$$|\Delta f| \approx f_0 \cdot \frac{2 \cdot v}{c} = \frac{2 \cdot v}{\lambda} \quad (15)$$

Nun haben wir also die Situation, dass sich zwei Teilstrahlen überlagern, deren Amplitude gleich ist, die jedoch einen Phasenunterschied haben. Das Resultat ist eine Schwebung, die sich folgendermaßen darstellt:

$$E = E_0 \cdot \cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t) + E_0 \cdot \cos(2\pi \cdot (f_0 + \Delta f) \cdot t) \quad (16)$$

$$= 2 \cdot E_0 \cdot \cos \left(2\pi \left(f_0 + \frac{\Delta f}{2} \right) \cdot t \right) \cdot \underbrace{\cos(\pi \cdot \Delta f \cdot t)}_{\text{Einhuellende der Schwebung}} \quad (17)$$

Hierzu sei noch angemerkt, dass der Grund weshalb wir lediglich das E -Feld betrachten darin liegt, dass das B -Feld in der Optik aufgrund seiner vergleichsweise relativ geringen Stärke keinen Einfluss hat. Für die Intensität folgt (s.(2))

$$I = I_0 \cdot \cos^2(\pi \cdot \Delta f \cdot t) = \frac{I_0}{2} \cdot (1 + \cos(2\pi \cdot \Delta f \cdot t)) \quad (18)$$

Schauen wir uns also das Intensitätsverhalten an. Ist $\Delta f \cdot t$ eine ganze Zahl, so ist der \cos -Term=1 und die Intensität erreicht ihr Maximum von I_0 . Ist $\Delta f \cdot t$ aber ein Vielfaches von $\frac{1}{2}$, so finden wir ein Minimum mit einer Intensität $I = 0$. Formulieren wir das mit der Anzahl N der Hell-Dunkel Durchgänge, so ergibt sich für die Zeit t zwischen den Hell-Dunkel-Durchgängen:

$$N = \Delta f \cdot \Delta t \quad (19)$$

und mit (15) die von uns gewünschte Formel zur Errechnung der Geschwindigkeit des Spiegels:

$$v = \frac{N \cdot \lambda}{2 \cdot \Delta t} \quad (20)$$

2.4 akustischer Doppler-Effekt

Dieser Versuch dient dazu, das eben theoretisch hergeleitete an einer Stimmgabel zu verdeutlichen. Diese soll angeschlagen werden, dann auf das Ohr zu und vom Ohr wegbewegt werden. Dies soll man einmal mitten im Raum ausführen und einmal an der Wand (oder Tür), wo eine Reflektion stattfinden kann. Der durch die letzte Aufgabe erwartbare Effekt ist der, dass man durch die Bewegung der Stimmgabel eine Frequenzverschiebung hören müsste, das heißt die Tonhöhe sollte sich verändern.

Wenn man sich nun an die Wand stellt, sollte die eben erwähnte Schwebung zustande kommen, was nichts anderes heißt, als dass sich die Intensität der Schallwelle (also die Lautstärke) ändern sollte. Alternativ könnte man dabei auch die Tür benutzen, die man langsam öffnet und schließt.

3 Faraday-Effekt und Pockels-Effekt

Der sogenannte **Faraday-Effekt** (auch Magneto-optischer Effekt oder Magnetorotation) beschreibt folgendes Phänomen: Eine linear polarisierte Lichtwelle wird auf einen Körper gestrahlt und zwar so, dass sich die Welle parallel zu einem den Körper durchdringenden longitudinalen Magnetfeld bewegt. Der Körper sei für die Wellenlänge des verwendeten Lichts durchsichtig, d.h. ein Großteil des Lichts wird transmittiert. Der nun zu beobachtende Effekt ist, dass sich die Schwingungsebene des Lichts dreht (daher auch der Name der Magnetorotation). Dies erklärt sich folgendermaßen:

Wenn die Welle in das magnetisierte Medium eintritt, dann spaltet sie sich in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Wellen auf, die zwar die gleiche Amplitude haben, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit allerdings unterschiedlich ist, weshalb sich zwischen den beiden Teilwellen eine Phasenverschiebung aufbaut (je größer das Magnetfeld, desto größer die Verschiebung). Treten die Wellen nun aus dem Medium aus, so überlagern sie sich wieder zu einer linear polarisierten Welle, deren Polarisationsrichtung aufgrund der Phasenverschiebung allerdings im Verhältnis zur eingetretenen Welle um den Winkel α gedreht ist. Für diesen Winkel gilt:

$$\alpha = V \cdot l \cdot B \quad (21)$$

wobei B die Magnetfeldstärke in der Spule/im Medium bezeichnet, V die Verdet'sche Konstante (eine Stoffkonstante) und l die Länge des Lichtweges im magnetisierten Medium. Die Proportionalität ist hier verständlich - je länger die Teilwellen getrennt voneinander laufen, d.h. je länger ihr Laufweg ist, desto mehr Phasendifferenz können sie anhäufen und desto stärker wird die austretende Welle im Verhältnis zur Eintretenden gedreht. Auch die Proportionalität des Winkels zur Magnetfeldstärke ist wichtig - denn wir werden im folgenden mittels der Spannung in der Spule ein Signal modulieren, welches sich dann über die Magnetfeldstärke im Winkel niederschlägt.

3.1 Modulation der Intensität des Laserlichts mittels Faraday-Effekt

Nun wollen wir uns den eben beschriebenen Effekt zunutze machen und ein akustisches Signal vom Ausgang eines Radios (oder alternativer Musikquellen) auf Laserlicht modulieren um es dann anschließend wieder mit einem Photoelement zu demodulieren und mit einem NF-Verstärker hörbar zu machen.

Wir gehen also vor, wie oben beschrieben: wir richten unser Laserlicht (linear polarisiert, s.P2-17:Laseroptik A) auf einen Bleisilikatglasstab, indem aufgrund einer entsprechend gewickelten Spule ein longitudinales Magnetfeld der Stärke B herrscht. Die Spule wird aus dem Zweitlautsprecher-Ausgang des Radios gespeist. Nun wollen wir den Strahl, d.h. seine Intensität modulieren. Was wir modulieren können, ist die Polarisationsrichtung - also bringen wir einen Polarisationsfilter in den Strahlengang ein, der es uns, je nach Winkel zum Strahl, erlaubt, die Intensität zu steuern. Hierbei sollte aufgrund der sehr hohen Energiestromdichte des Lasers allerdings darauf geachtet werden, dass man den Filter an einer Stelle des Strahl einbringt, an der der Strahlquerschnitt möglichst groß ist, um eventuelle Beschädigungen zu vermeiden. Für die Intensität gilt nun

$$I = I_0 \cdot \cos^2(\beta) \quad (22)$$

wobei β den Winkel zwischen Durchlassrichtung des Filters und der Polarisationssebene der Welle bezeichne, I_0 sei die Intensität vorm Passieren des Filters. Um nun einen möglichst guten Arbeitspunkt festzulegen, drehen wir den Polarisationsfilter gerade so, dass er 45° zur Polarisationsrichtung des auf ihn treffenden Strahls einschließt, denn dies ist die Einstellung, an der die \cos^2 -Funktion ihren stärksten Anstieg hat (und sich desweiteren in einem kleinen Bereich linear verhält).

Also noch einmal zusammenfassend: mittels der Spannungsveränderung an der Spule verändert sich das Magnetfeld in der Spule, wodurch sich die Phasenverschiebung der Teilwellen ändert, wodurch die austretende Welle mehr oder weniger gedreht polarisiert ist, wodurch sich die Intensität beim Durchgang durch den Filter mehr oder weniger verändert.

Das Photoelement ist nun dazu da, den Prozess umzukehren - wir wandeln den modulierten Laserstrahl wieder in ein elektrisches Signal um, das dann mit einem Lautsprecher wieder unser ursprünglich gesendetes Signal ergeben sollte (also z.B. Bon Jovi).

Desweiteren ist (wie in der Vorbereitungsmappe angedeutet) eine Benachteiligung der höheren Frequenzen bei der Signalübermittlung/-modulierung zu erwarten, welche davon herrührt, dass der Strom in der Spule und somit auch die Magnetfeldstärke den schnellen Spannungswechseln des Signals nicht folgen kann, denn hohe Frequenz bedeutet eine schnelle Änderung des Magnetfelds, der aber (z.B. durch Induktion) Grenzen gesetzt sind.

3.2 Bestimmung der Verdet'schen Konstante von Bleisilikatglas

In dieser Aufgabe soll die zuvor erwähnte Verdet'sche Konstante des Bleisilikatglasstabs bestimmt werden.

Es bietet sich an, den Drehwinkel α in Abhängigkeit vom Spulenstrom zu messen, denn mittels des Magnetfeldes in einer langen Spule (s.(5)) und (21) ergibt sich:

$$V = \frac{\alpha \cdot l_{Spule}}{l \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot n \cdot I_0} \quad (23)$$

wobei I_0 den Spulenstrom bezeichne und l die in (21) benutzte Länge des Bleisilikatglasstabs ist. Obwohl das beim Versuchszubehör nicht näher ausgeführt ist, lässt sich doch annehmen, dass die Spule um den Stab genauso lang ist, wie der Stab selbst (sollte das nicht der Fall sein, wäre das in der Auswertung zu korrigieren). Aus dieser Annahme heraus vereinfacht sich (23) zu:

$$V = \frac{\alpha}{\mu_0 \cdot \mu_r \cdot I_0 \cdot n} \quad (24)$$

Es ist allerdings zu erwarten, dass die Genauigkeit der Messung aufgrund des kleinen Winkels α eher gering sein wird. Außerdem ist darauf zu achten, dass keinesfalls die Grenze von $I_0 = 3A$ überschritten werden sollte, da sonst die Gefahr der Zerstörung der Apparatur besteht. Desweiteren sind u.U. Kühlpausen einzulegen. Nun gibt es zwei Möglichkeiten der Messung:

- Direkte Messung von α :

Da die Spule mit Gleichstrom betrieben werden soll, können wir beide Richtungen nutzen, was uns immerhin den Faktor 2 für die Genauigkeit einbrächte.

- Indirekte Messung von α :

Wie schon in der vorangegangenen Aufgabe erläutert, können wir auch mittels der Intensität (also dem Malusschen Gesetz: (22)) den Winkel α ermitteln. Dazu wird wie bei der Modulation des Radiosignals der Polarisationsfilter so eingestellt, dass wir bei 45° Neigung zwischen Polarisationsrichtung des Filters und linear polarisierter Welle den größten Anstieg der \cos^2 -Funktion haben (Spulenstrom=0A). Dann gilt für den Winkel φ zwischen dem Filter selbst und der auftreffenden Welle:

$$\varphi = \frac{\pi}{4} + \alpha \quad (25)$$

Somit gilt für den Drehwinkel α :

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \arcsin \left(I - \frac{I_0}{2} \right) \quad (26)$$

womit wir also α in Abhängigkeit des Spulenstroms messen würden und somit die Verdettsche Konstante bestimmen könnten.

3.3 Modulation der Intensität des Laserlichts mittels Pockels-Effekt

Zunächst wollen wir hier auf den **Pockels-Effekt** näher eingehen. Bei Medien unterscheidet man zwischen isotropen und anisotropen Medien. Bei einem isotropen Medium hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer eingestrahlten Welle nicht von der Ausbreitungsrichtung ab, wohingegen bei einem anisotropen Medium dies der Fall ist. Legt man allerdings ein äußeres elektrisches Feld an, so kann man isotrope Medien anisotrop machen, bzw. die Anisotropie eines Mediums verstärken, d.h. in Richtung des E -Feldes polarisiertes Licht breitet sich mit einer anderen Geschwindigkeit aus als dazu senkrecht polarisiertes. Die Deutung hierzu ist folgende: Im E -Feld werden die Moleküle wenigstens teilweise orientiert, besonders wenn sie ein großes Dipolmoment haben. Die zur Dispersion führende Wechselwirkung der einfallenden Lichtwelle mit den Molekülen ist dann verschieden, je nachdem, ob ihr elektrischer Vektor parallel oder senkrecht zur Orientierungsrichtung liegt. Ein weiteres Stichwort hierfür ist Doppelbrechung. Das E -Feld führt also zu einer Veränderung des Unterschieds Δn zwischen ursprünglichem und neuem Brechungsindex des Mediums, dessen Änderung proportional zur Stärke des E -Feldes ist - daher der Name linearer elektrooptischer Effekt:

$$\Delta n = k \cdot E \quad (27)$$

wobei k eine Materialkonstante ist. (es sei noch erwähnt: es gibt auch einen quadratischen elektrooptischen „Kerr“-Effekt; vgl. Gerthsen S.553)

Tritt also eine Welle in das Medium ein, so breiten sich die verschiedenen Anteile schneller oder langsamer aus, je nachdem ob sie in Richtung des E -Feldes oder dazu gedreht schwingen und nehmen mit größer werdender Strecke eine größer werdende Phasendifferenz auf.

In unserem Versuch werden wir also linear polarisiertes Licht so auf das Medium richten, dass der Winkel zwischen Polarisationsebene des Lichts und der Richtung des E -Feldes 45° beträgt, den so wird die Welle in zwei aufeinander senkrecht stehende Komponenten zerlegt, die zwar gleiche Amplitude aber unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit haben. Die Wellenteile geraten also zunehmend außer Phase, je nachdem wie lange sie im Medium laufen. Wenn sie wieder austreten, kann die resultierende Welle eine mehr oder weniger stark elliptisch polarisierte Welle und im Maximalfall ($\frac{\pi}{2}$ phasenverschoben) eine zirkular polarisierte Welle ergeben. Stellt man also hinter der Pockelszelle einen um 90° zur ursprünglichen Polarisationsrichtung gedrehten Polarisationsfilter auf, so ist die Intensität hinter dem Filter proportional zur Phasenverschiebung der Teilwellen (und damit proportional zum E -Feld).

Ist das Medium bereits anisotrop, dann bezieht sich die Proportionalität auf die Änderung der Differenz der Brechungsindizes. Man stellt den Polarisationsfilter dann so ein, dass die Intensität dahinter bei ausgeschaltetem E -Feld minimal wird.

Nun werden wir wie zuvor ein akustisches Signal auf die Lichtwelle modulieren, diesmal werden wir es aber mittels des Pockels-Effekts machen. Dazu wird das Ausgangssignal des Radioapparats mit der Gleichspannung, die das Feld im Kristall erzeugt, überlagert. Nun schicken wir das Laserlicht mit 45° Polarisationsbenenverschiebung zum E -Feld in den Kristall, wobei der Strahl allerdings vorher durch folgende Anordnung laufen soll: mit einer +10mm Linse wird der Strahl divergent gemacht und anschließend mit einer +30mm Linse in Zentrum der Pockels-Zelle fokussiert, wodurch Reflektionsverluste vermieden werden. Hinter dem Kristall wird nun wieder die Photozelle aufgebaut, mit der man die Intensitätsschwankungen wieder in ein akustisches Signal übersetzt. Fängt man das Licht statt mit der Photozelle mit einem Schirm auf, so erhält man eine Hyperbel-Struktur, die auf die Polarisation des Lichts zurückgeht, bzw. auch vom Einfallswinkel auf die Kristalloberfläche abhängt.

3.4 Konstantenbestimmung für Pockels-Effekt

Da wir nun die Konstante k für den Pockelseffekt bei $LiNbO_3$ bestimmen wollen, wird ein zur vorigen Aufgabe ähnlicher Versuchsaufbau verwendet - man moduliert schlicht nicht mehr das Licht, sondern betrachtet nur die Projektion des Laserlichts auf den Schirm. Nun wird die Spannung an der Pockelszelle variiert und zwar im Bereich -2000V bis 2000V. Dabei treten im Zentrum der Hyperbelstruktur Extrema auf, die durchgehend nummeriert werden sollen. Trägt man die Spannung über der Nummer der Maxima auf, so ergibt sich als Steigung die sogenannte Halbwellenspannung.

$$U_{HW} = \frac{\partial U}{\partial \phi} \cdot \pi \quad (28)$$

Für die Phasenverschiebung ϕ zwischen ordentlichen und außerordentlichenm Strahl längs der Strecke s mit der Änderung der angelegten Spannung U gilt

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot s = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot k \cdot \frac{U}{d} \cdot s \quad (29)$$

wobei λ die Wellenlänge des Lasers ist, s die Weglänge, also gerade die Länge des Kristalls und d der Kondensatorplattenabstand. Da wir nicht die tatsächliche Phasenverschiebung messen können, interessieren wir uns nur für die Änderung der Phasenverschiebung pro Änderung der anliegenden Spannung. Es ergibt sich also aus (29):

$$\frac{\partial \phi}{\partial U} = \frac{2\pi \cdot s}{\lambda \cdot d} \cdot k \Rightarrow k = \frac{\lambda \cdot d}{2\pi \cdot s} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial U} = \frac{\lambda \cdot d}{2 \cdot s \cdot U_{HW}} \quad (30)$$

4 Optische Aktivität (Saccharimetrie)

Die optische Aktivität eines Stoffes beschreibt die Fähigkeit dieses Stoffes der Drehung der Polarisatonebene von einfallendem linear polarisiertem Licht. Bei der Saccharimetrie wird sich diese Fähigkeit zunutze gemacht, um den Zuckergehalt (Rohrzucker=*Saccharose*) von Getränken oder z.B. auch Harn zu bestimmen.

4.1 spezifisches optisches Drehvermögen einer Zuckerlösung

Hier soll nun das optische Drehvermögen einer Zuckerlösung untersucht werden, wobei die Drehrichtung ermittelt und die Messung für verschiedene Konzentrationen durchgeführt werden soll. Es soll gezeigt werden, dass der Drehwinkel α proportional zur Länge l des Lichtweges durch die Lösung ist (also je länger er durch die Lösung geht, desto weiter wird er gedreht), wobei nur an zwei Punkten zu messen ist, nämlich längs der Küvette und quer zu ihr. Ebenfalls soll die Proportionalität zur Konzentration k des Zuckers gezeigt werden.

Weitere Parameter, die hier nicht untersucht werden sollen, könnten u.a. die Wellenlänge des einstrahlten Lichts sein, als auch z.B. die Temperatur der Lösung.

Für das Drehvermögen gilt:

$$\alpha = [\alpha] \cdot k \cdot l \quad (31)$$

wobei $[\alpha]$ eine Stoffkonstante ist. Ist sie positiv, so spricht man von einer rechtsdrehenden Substanz, ist sie negativ, entsprechend von einer linksdrehenden Substanz. Rechtsdrehend heißt in diesem Fall im Uhrzeigersinn für einen Beobachter der dem Strahl entgegenblickt. Beispiele: Traubenzucker (Glucose): rechtsdrehend, Fruchtzucker (Fructose): links, Rohrzucker (Saccharose): rechtsdrehend.

4.2 spezifisches optisches Drehvermögen einer entgegengesetzt drehenden Lösung

Nun wird eine entgegengesetzt drehende Sorbose-Lösung untersucht, von der aufgrund des Preises nur eine Konzentration vorhanden ist. Somit kann nur die Abhängigkeit von α von l bei den zwei Punkten der Küvette untersucht werden. Hinweis: Küvette gründlich ausspülen, Zuckerreste sind hinderlich!