



SS/WS 2010./.....

Praktikum: (P1/P2) (Mo/Di/Mi/Do) Gruppe-Nr: 12..

Name: Abzieho..... Vorname: Tobias.....

Name: Magg..... Vorname: Philipp.....

Versuch: Laso B..... (mit/ohne) Fehlerrechnung

Betreuer: Pfister, Tanja..... Durchgeführt am: 29.04.10

Abgabe am: 6.5.2010.....

Rückgabe am: <u> </u>	Begründung: <u> </u>
------------------------------------	-----------------------------

2. Abgabe am:

Ergebnis: <u>(+ / 0 / -)</u>	Fehlerrechnung: <u>ja / nein</u>
Datum: <u>20.5.2010</u>	Handzeichen: <u>TP</u>
Bemerkungen: <u>sehr schön</u>	



Obwohl A.Einstein schon 1917 von der theoretischen Existenz stimulierter Emission berichtet hat, wurde erst 1954 dieses Phänomen experimentell nachgewiesen. Mit dem darauf basierenden optischen Laser stehen der Forschung und der Technik seit 1960 Lichtquellen zur Verfügung, die sich durch extrem große Kohärenzlänge, sehr gute Parallelität und große 'Energiestromdichte' auszeichnen.

Sie verwenden bei diesem Versuch den Laser als ideale Lichtquelle für Beugungs- und Interferenzexperimente und lernen Anwendungen wie z.B. die Holographie kennen.

SICHERHEITSHINWEISE:

DER LASERSTRAHL IST GEFÄHRLICH FÜR DIE AUGEN!

NIE DIREKT IN DEN STRAHL HINEINSEHEN!

Bei allen Justier- und Aufbauarbeiten Laserschutzbrillen tragen!

Da beim Experimentieren spiegelnde Flächen im Strahl unvermeidlich sind und die Strahlage nicht festliegt, ist besondere Vorsicht geboten. Bleiben Sie beim Experimentieren in der Regel stehen, mit den Augen also weit über der Strahlhöhe. Stark aufgeweitetes oder gestreutes Laserlicht, z.B. von matten Flächen, vom Schirm, vom Hologramm etc., ist bei den verwendeten, relativ schwachen Lasern ungefährlich.

Aufgaben:

1. Messen Sie in einem 'on-line'-Experiment die Beugungsfigur eines Spaltes aus und gewinnen Sie durch Fourier-Transformation ein Bild des Spaltes zurück.

Das Experiment hat demonstrativen Charakter. Es soll mit den übrigen Gruppen gemeinsam und mit Unterstützung des Betreuers ausgeführt werden. Ein Phototransistor mit schmalen Spalt wird rechnergesteuert von einem Schrittmotor durch die Beugungsfigur geführt und die Intensitäten werden gemessen. Der Verstärkungsfaktor eines Vorverstärkers wird dabei rechnergesteuert um bis zu drei Zehnerpotenzen verändert und an die jeweilige Intensität angepaßt. Die intensitätsproportionalen Gleichspannungen werden durch einen Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert und im Rechner gespeichert. Das Rechnerprogramm enthält neben den Steuerrouinen (z.B. für den Schrittmotor und für die Verstärkerschaltung) und den Meßrouinen (z.B. für die A/D-Wandlung nach dem Prinzip der sukzessiven Approximation) auch Auswerterouinen. Eine dieser Rouinen setzt voraus, daß ein Einfachspalt als Beugungsobjekt dient. Dann kann zu den Wurzeln aus der Intensität jeweils das richtige Vorzeichen ergänzt und so eine Amplitudenfigur gewonnen werden. Ein FFT-Programm ('Fast Fourier Transform') transformiert diese dann zurück in ein Spaltbild. Die Darstellungen der Beugungsfigur und des berechneten Spaltbildes am Bildschirm können als Hardcopy am Drucker ausgegeben werden.

Wegen der bei der Messung von Beugungsfiguren komplizierterer Objekte fehlenden Phaseninformation ist das Verfahren der Fourier-Rücktransformation dann nicht so einfach. Über Einzelheiten des Versuchsaufbaus, der Elektronik und des Programms informiert bei Interesse gerne das Personal im Praktikum. Beim Versuch wird aber keine Befassung mit Details erwartet.

2. Anwendungen des Michelson-Interferometers

2.1 Beobachten Sie interferometrisch die sehr geringe magnetostriktive Längenabhängigkeit vom Magnetfeld bei Nickel und bestimmen Sie den Magnetostruktionskoeffizienten. Einer der Interferometerspiegel sitzt bei diesem Interferometer auf der Stirnfläche des untersuchten Ni-Stabes, der von einer Spule umgeben ist. Der Strom durch die Spule soll nicht über 0,5A betragen und jeweils nur kurz eingeschaltet sein, weil sonst die thermische Ausdehnung den Magnetostruktionseffekt überdeckt. Nutzen Sie beide Stromrichtungen.

2.2 Bestimmen Sie aus den beobachteten Änderungen der Interferenzfigur bei gemessener Verschiebung eines der Spiegel die Wellenlänge des Laserlichts. Ab hier wird ein anderes Interferometer als bei 2.1 benutzt! Notieren Sie mehrere Verschiebungen und die zugehörigen Anzahlen von Wechsellinien in der Interferenzfigur, denn die Auswertung soll mit Ausgleichsrechnung erfolgen.

2.3 Demonstrieren Sie den 'Dopplereffekt' mit Lichtwellen im Falle $v \sim c$ und messen Sie interferometrisch eine extrem geringe Geschwindigkeit. Bewegen Sie dazu motorgetrieben einen der Interferometerspiegel gleichmäßig, und beobachten Sie die resultierende geringe Frequenzänderung $\Delta\nu$ anhand des 'Durchlaufens' der Interferenzfigur. Der Betreuer gibt Hinweise zur geeigneten Justierung des Interferometers. Der bewegte Spiegel stellt bei diesem Versuch sowohl einen bewegten Empfänger als auch eine bewegte Quelle dar. Bestimmen Sie $\Delta\nu$ durch Auszählen der Intensitätsschwankungen über bekannte Zeiten (Stoppuhr). Berechnen Sie dann aus $\Delta\nu$ und $\lambda(\text{Laser})$ die Spiegelgeschwindigkeit, die Sie zum Vergleich auch auf direkte Weise ermitteln sollen. Daß hier von Dopplereffekt gesprochen wird, obwohl es sich wie bei 2.2 um Änderungen der Interferenzfigur bei veränderter Spiegellage handelt, ist kein Widerspruch sondern eine äquivalente Beschreibung.

2.4 Akustisches Analogon zu 2.3: Bewegen Sie eine schwingende Stimmgabel von Ihrem Ohr weg und auf Ihr Ohr zu und zwar einmal, wenn keine und dann, wenn eine reflektierende Wand in der Nähe ist.

3. Faraday-Effekt und Pockels-Effekt

3.1 Modulieren Sie die Intensität des Laserlichts durch Anwendung des Faraday-Effekts (Magnetooptischer Effekt, Magnetorotation), indem Sie das linear polarisierte Laserlicht erst einen Bleisilikatglasstab im longitudinalen Magnetfeld und dann ein Polarisationsfilter durchlaufen lassen. Die Magnetfeldspule speisen Sie vom Zweitlautsprecher-Ausgang eines MP3-Players. Fangen Sie das modulierte Licht mit dem Photoelement in der Frontplatte des NF-Verstärkers mit Lautsprecher auf. Suchen Sie die günstigste Stellung des Polarisationsfilters (in der Nähe des Intensitätsminimums). Warum werden die hohen Frequenzen hier wohl so deutlich hörbar benachteiligt? Stellen Sie hier und bei den weiteren Aufgaben das Polarisationsfilter an Stellen möglichst großen Strahlquerschnitts auf!

3.2 Bestimmen Sie die Verdettsche Konstante $V = \alpha / B \cdot l$ von Bleisilikatglas. Betreiben Sie dazu die Spule mit Gleichstrom. Wegen der Gefahr der Zerstörung und wegen hinderlicher Strahlkrümmung bei starker Erwärmung sind maximal 3A für kurze Zeit erlaubt. Eventuell sind Abkühlungspausen nötig. Wegen des kleinen Drehwinkels α ist die erreichbare Genauigkeit recht schlecht. Nutzen Sie beide Stromrichtungen aus. So gewinnen Sie immerhin den Faktor 2. Sie können probeweise statt der direkten Winkelmessungen auch Intensitätsmessungen machen und das Malus-sche Gesetz ausnutzen.

3.3 Modulieren Sie die Intensität des Laserlichts durch Anwendung des Pockels-Effekts (linearer elektrooptischer Effekt, induzierte Doppelbrechung, $\Delta n(E) = k \cdot E$), indem Sie das linear polarisierte Laserlicht einen Lithiumniobat-Kristall mit transversalem elektrischen Feld (Feldrichtung 45° gegen die Polarisationsrichtung des Laserlichts gedreht) und ein Polarisationsfilter (90° gegen die Polarisationsrichtung des Laserlichts gedreht) durchlaufen lassen. Die Kondensatorplatten (Elektroden) am Kristall werden an die Serienschaltung von Gleichspannung (wenige 100V) und NF-Spannung (vom Lautsprecher-Ausgang eines MP3-Players über einen Transformator) angeschlossen.

Moduliertes Licht wird mit dem Photoelement in der Frontplatte des NF-Verstärkers mit Lautsprecher an einer günstigen Stelle des Strahlungsfeldes empfangen. Das Laserlicht wird mit einer +10mm-Linse stark divergent gemacht. Dieses divergente Licht wird mit einer +30mm-Linse im Zentrum der Pockelszelle fokussiert, damit es die Zelle ohne Reflexion an den Seitenflächen des Kristalls passiert. Das austretende Licht liefert hinter einem Polarisationsfilter auf einem Schirm ein großflächiges Bild mit Hyperbelstruktur. Erläutern Sie das Zustandekommen dieses Bildes.

3.4 Bestimmen Sie die Konstante $k = \Delta n(E) / E$ für den Pockels-Effekt bei LiNbO_3 für die Wellenlänge des Laserlichts. Die Anordnung ist die bei 3.3 beschriebene ohne NF-Einkopplung. Variieren Sie die Spannung an der Pockelszelle von -2000V bis +2000V und notieren Sie die Werte, bei denen im Zentrum der Hyperbelfigur Helligkeitsextrema (Maxima oder Minima) auftreten. Numerieren Sie diese Extrema fortlaufend und bestimmen Sie die Steigung der Ausgleichsgeraden 'Spannung über Nummer'. Die Steigung heißt 'Halbwellenspannung'. Sie erhalten daraus $d\phi/dU$, die Änderung der Phasenverschiebung

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{ao} - n_o) s = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n \cdot s \quad \text{zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl längs der Strecke } s$$

mit der Änderung der angelegten Spannung U. Mit der bekannten Vakuumwellenlänge λ_0 des Laserlichts und den bekannten geometrischen Daten des LiNbO₃-Kristalls ergibt sich dann die Konstante k. Beim Messen kann auf ein Photoelement mit Meßinstrument verzichtet und auf das Auge vertraut werden. Beachten Sie, daß der verwendete Kristall auch ohne elektrisches Feld schon doppelbrechend ist. Beachten Sie die Ähnlichkeiten bei der Veränderung der Doppelbrechung bei mechanischer Spannung und bei Einwirkung eines elektrischen Feldes.

4. Optische Aktivität (Saccharimetrie)

4.1 Bestimmen Sie das spezifische optische Drehvermögen $[\alpha] = \alpha / k \cdot l$ einer Haushaltszuckerlösung bei verschiedenen Konzentrationen sowie die Drehrichtung. (α in °; k in g/cm³; l in dm)

Zeigen Sie, daß der Drehwinkel α proportional zur Länge l des Lichtweges durch die Lösung (nur zwei Meßpunkte: Küvette längs und quer durchstrahlt) und zur Konzentration k (Masse des gelösten Stoffes durch Lösungsvolumen, bis etwa 0,3 g/cm³, Lösungsmittel Wasser, mit höchster Konzentration beginnen) ist. Von welchen weiteren Parametern ist α wohl abhängig? Wenn Sie die Konzentration ändern, während Sie den durchtretenden Laserstrahl beobachten, scheint dieser 'krumme Wege zu gehen'. Beachten Sie Ähnlichkeiten bei der optischen Aktivität und beim Faraday-Effekt.

4.2 Bestimmen Sie das spezifische optische Drehvermögen einer entgegengesetzt drehenden Sorbose-Lösung mit vorgegebener Konzentration.

Spülen Sie vor dem Einfüllen der Sorboselösung die Küvette gründlich. Zuckerreste stören! Verändern Sie hier die Konzentration nicht, und füllen Sie die vergleichsweise teure Lösung in die Flasche zurück.

ZUBEHÖR: (Das Zubehör befindet sich teils an den Versuchsplätzen, teils im Schrank. Sehr teures Gerät ist nur zweifach für drei Versuchsplätze vorhanden. Absprache zwischen den Gruppen über die Nutzungsreihenfolge ist erforderlich.)

P 2 / 23 (Kabine 1)	P 2 / 24 (Kabine 2)	P 2 / 25 (Kabine 3)
Experimentiertisch (mit 3m-Zeißschiene), dazu: diverse Verschiebereiter		
2mW-He-Ne-Laser, 632,8nm (geschlossene Bauweise mit integriertem Netzteil, polarisiert)		
mit Schlüsselschalter	mit Kippschalter	mit Schlüsselschalter
<ul style="list-style-type: none"> • Strahlaufweitungssystem • Justieraufbau mit Fassungen • Halter für Linsen, Blenden • Schirm (groß, weiß) 	<ul style="list-style-type: none"> • Strahlaufweitungssystem • Justieraufbau mit Fassungen • Halter für Linsen, Blenden • Schirm (groß, weiß) 	<ul style="list-style-type: none"> • Strahlaufweitungssystem • Justieraufbau mit Fassungen • Halter für Linsen, Blenden • Schirm (groß, weiß)
Vielfachmessinstrument Voltcraft M-4660A	Vielfachmessinstrument Voltcraft M-4650	Vielfachmessinstrument Voltcraft 6500
Amperemeter (Gossen Manometer, ohne Zusatzwiderstände 100mV/1mA {Vorsicht!}, dazu Shunts für 500mA und für 5A zur Messung der Spulenströme)		
Funktionsgenerator FG 800 / 0,2 Hz – 200 KHz		
Netzgerät für die Gleich-spannung an der Pockelszelle, einstellbar bis ca. 2000V, mit integriertem Modulationstrafo (Eigenbau)	Netzgerät für die Gleich-spannung an der Pockelszelle, einstellbar bis ca. 2000V, -mit integriertem Modulationstrafo (Eigenbau)	
NF-Verstärker für mod. Strahlung / AF-Amplifier		
Stromversorgungsgerät / Labor-Netzgerät (stufenlos einstellbar, kurzzeitig bis 4A)		
Polarisationsfilter (d=10cm, auf Stift, drehbar, mit Winkelskala, nicht im unaufgeweiteten Strahl benutzen!)		

Folgende Elemente in 25mm-Fassungen:

- | | | |
|--|--|---|
| <ul style="list-style-type: none"> • Polarisationsfilter ohne Skala, • Spalt 0,4mm, • Lochblende 1mm • Irisblende • Achromat $f=10\text{mm}$,
Sammellinsen $f=30\text{mm}$, 60mm
und $f=150\text{mm}$. • Tischlampe • Taschenlampe • 2 Laserschutzbrillen | <ul style="list-style-type: none"> • Polarisationsfilter ohne Skala, • Spalt 0,4mm, • Lochblende 1mm • Irisblende • Achromat $f=10\text{mm}$,
Sammellinsen $f=30\text{mm}$ und
$f=150\text{mm}$. • Tischlampe • Taschenlampe • 2 Laserschutzbrillen | <ul style="list-style-type: none"> • Spalt 0,4mm, • Irisblende • Achromat $f=10\text{mm}$,
Sammellinsen $f=30\text{mm}$ und
$f=150\text{mm}$. • Taschenlampe |
|--|--|---|

Im Schrank:

- Lichtdetektor Si-Photoelement (BPW34, kleinflächig, $2,7\text{mm} \bullet 2,7\text{mm}$, wird nur im Elementbetrieb verwendet, d.h. ohne Betriebsspannung direkt an Spannungs- oder Strommessgerät angeschlossen. Anschluss an den mit + und - bezeichneten Stiften mit spezieller Leitung) ,einfach vorhanden
- Lichtdetektor Si-Photoelement ($d=12\text{mm}$, wie bei Versuchsteil A), einfach vorhanden
- Lichtdetektor für moduliertes Licht (mit Photoelement $2,7\text{mm} \bullet 2,7\text{mm}$, NF-Verstärker und Lautsprecher, Netzbetrieb),
- 3-mal: Michelson-Interferometer (mit Feinverstellung eines Spiegels durch 10:1-Hebeluntersetzung und Mikrometerschraube, dazu aufsteckbare Antriebsrolle für Motorantrieb)
- Jeweils einmal. Michelson-Interferometer (ein Spiegel auf Ni-Stab bzw. Fe-Stab, $l=105\text{mm}$, in Spule $n=2000$ Wdgn.),
- Synchronmotor (1U/min, mit Antriebsrolle und Gummiriemen für Bewegung des Interferometerspiegels),
- Küvette ($198\text{mm} \bullet 58\text{mm}$, in Halter auf Stift, für optisch aktive Lösungen (2 x in Plastik, 1x in Glas)
- Haushaltszucker, 2 Gefäße
- Chemikalienwaage, 1mal Mettler H 315 auf Wägetisch und 3 verschiedene mechanische Waagen
- Bechergläser, Messzylinder, Trichter
- Sorbose-Lösung (optisch aktiv, linksdrehend, $k=0,33 \text{ g/cm}^3$),
- Faraday-Modulator (Bleisilikatglas in Spule, $l=75\text{mm}$, $n=800$ Wdgn.)
- Radioapparat (mit Zweitlautsprecherausgang und zugehöriger Anschlussleitung, als Modulationsquelle)
- Lichtdetektor für moduliertes Licht (mit Photoelement $2,7\text{mm} \times 2,7\text{mm}$, NF-Verstärker und Lautsprecher, Netzbetrieb)
- Pockelszelle im Drehhalter mit Skala (Winkel zwischen Feld- und Laserpolarisationsrichtung), LiNbO_3 -Kristall, Höhe = Elektrodenabstand = $h = 2\text{mm}$, Länge = $s = 20\text{mm}$, optische Achse parallel zur Feldrichtung),
- Stimmgabel 1700Hz 2x , Maßband 1x , Stoppuhr 5x
- Aufbau für die optische Bank mit Phototransistor, Schrittmotor und Endschaltern
- Vorverstärker, Schrittmotor- und Relais-Interface.
- 2 Laserschutzbrillen (für Betreuungspersonal)
- Nur 1 –mal vorhanden: Rechner (IBM-kompatibler PC 386SX) mit VGA-Graphikkarte, Graphik-Drucker, Maus, Festplatte, 1,2MB- und 1,44MB-Laufwerk und spezieller Interface-Karte (ADC, DAC, PIO)

Literatur:

- Demtröder, *Experimentalphysik 2*, Elektrizität und Optik, Springer-Verlag, 2006
 F. Pedrotti et al., *Optik für Ingenieure*, Grundlagen, Springer-Verlag, 2002
 Bergmann, Schäfer: *Experimentalphysik*, Bd.3, Optik
 Landolt - Börnstein, Neue Serie, 1986, Springer – Verlag Band III/19a
 Hecht, Zajac: *Optics*
 Koppelman: *Der Laser - Eine elem. Darst.*, Praxis der Naturwiss., Heft 1/35 (1986), S.37
 Mallwitz (Firma Spindler & Hoyer): *Arbeitsunterlagen zum He-Ne-Laser*, Versuche mit kohärentem Licht
 Kempas (Firma Leybold Didactic), *Elektrisch induzierte Doppelbrechung in einem Kristall*, contact 2/1993
 Tradowsky: *Laser, kurz und bündig*
 Brändli, Dändliker, Hatz: *Laserphysik*
 Mollwo, Kaule: *Maser und Laser*

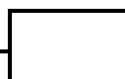
Praktikumsvorbereitung:

Laseroptik B

- Versuche P2-23, 24, 25 -

Inhaltverzeichnis

1. Einleitung in die Versuchsgrundlagen	2
Vorwort.....	2
Die Fourier-Transformation	2
2. Optische Fourier-Transformation.....	4
Einleitung: Die optische Fourier-Transformation.....	4
Computergestützte Fourier-Transformation	4
3. Anwendungen des Michelson-Interferometers.....	4
Einleitung: Das Michelson-Interferometer	4
Messung der magnetostriktiven Längenabhängigkeit.....	5
Messung der Wellenlänge des Lasers	6
Der Dopplereffekt anhand von Lichtwellen	6
Akustisches Analogon zum Dopplereffekt.....	7
4. Faraday-Effekt und Pockels-Effekt.....	8
Einleitung: Faraday-Effekt und Pockels-Effekt.....	8
Intensitätsmodulation mittels des Faraday-Effekts.....	9
Bestimmung der Verdet'schen Konstanten	9
Intensitätsmodulation mittels des Pockels-Effekts	10
Bestimmung der linearen „Pockels-Konstante“	10
5. Optische Aktivität (Saccharimetrie)	11
Einleitung: Die optische Aktivität	11
Optisches Drehvermögen einer Zuckerlösung	12
Optisches Drehvermögen einer Sorboselösung	12



1 Einleitung in die Versuchsgrundlagen

1.1 Vorwort

Der zweite Versuchsteil zur Laseroptik dient vorrangig dazu grundlegende Effekte und Erscheinungen des Lasers und dessen Wechselwirkung mit unterschiedlichen Materialien genauer zu untersuchen. Eine zentrale Rolle nehmen hierbei zum Beispiel das sogenannte Michelson-Interferometer, der Faradays-Effekt sowie der Pockels-Effekt ein.

Die Grundlagen aus der Laseroptik A bilden ein für diese Versuche unverzichtbares Grundgerüst, weshalb an dieser Stelle nochmals auf die entsprechende Vorbereitung und Auswertung verwiesen sei.

1.2 Die Fourier-Transformation

Ein relativ mächtiges mathematisches Werkzeug, welches in der Physik vor allem im Bereich der Schwingungslehre und damit auch im Bereich der Optik seine Anwendung findet, ist durch die sogenannte Fourier-Transformation gegeben.

Da uns diese Fourier-Transformationen auch in den heutigen Versuchen begegnen werden, wollen wir an dieser Stelle einige Grundzüge dieses Verfahrens in geringem Umfang aufzeigen.

Als Ausgangspunkt unserer Betrachtung wollen wir zunächst die Begrifflichkeiten der Fourier-Synthese sowie der Fourier-Analyse klären. Wie uns sicherlich bekannt ist, kann eine harmonische Funktion durch Addition beliebig vieler harmonischer Komponenten derselben Frequenz konstruiert werden. Diesen Vorgang bezeichnet man hierbei als die so genannte Fourier-Synthese. Den umgekehrten Prozess, d.h. die Zerlegung einer harmonischen Funktion in deren harmonische Komponenten beschreibt man hingegen als Fourier-Analyse.

Diese beiden Verfahren werden in folgender Formel der reellen Fourier-Reihe deutlich:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cdot \cos(n\omega t) + b_n \cdot \sin(n\omega t)) \quad \text{Formel 1.2.1}$$

Hierbei sind a_n und b_n die jeweiligen Fourier-Koeffizienten. Liegt uns für $f(t)$ eine gerade Funktion vor, so verschwindet der Sinus-Term, d.h. b_n wird Null. Bei einer ungeraden Funktion $f(t)$ hingegen verschwindet entsprechend der Cosinus-Term.

Allgemein berechnen sich die Fourier-Koeffizienten bei gegebener Funktion $f(t)$ zu:

$$a_n = \frac{2}{T} \cdot \int_0^T f(t) \cdot \cos(n\omega t) dt \quad b_n = \frac{2}{T} \cdot \int_0^T f(t) \cdot \sin(n\omega t) dt \quad \text{Formel 1.2.2/3}$$

Problem dieser Fourier-Transformation in Form einer Reihe ergibt sich in der Tatsache, dass eine Entwicklung lediglich für T-periodische Funktion bzw. in einem gewissen Intervall, dem wir die Periodendauer T zuordnen, möglich ist.

Sollen hingegen auch nichtperiodische Funktionen, welche in der Praxis ebenso häufig anzutreffen sind, entwickelt werden, überführen wir die Reihenentwicklung in eine integrale Transformation mit Hilfe eines entsprechenden Fourier-Integrals.

Für dieses Fourier-Integral ergibt sich in komplexer Form folgende Gleichung:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad \text{Formel 1.2.4}$$

Die *Formel 1.2.4* besagt also, dass auch eine beliebig verlaufene nichtperiodische Funktion durch Überlagerung harmonischer Schwingungen beschrieben werden kann, wobei deren komplexe Amplitude $F(\omega)$ ein kontinuierliches Frequenzspektrum aufweist.

Für die komplexe Amplitude $F(\omega)$ (Fourier-Transformierte) folgt dann:

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-i\omega t} dt$$

Formel 1.2.5

Mit Hilfe der obigen Fourier-Transformation überführen wir demnach eine zeitabhängige Funktion in eine frequenzabhängige, wir transformieren also vom Zeitbereich in den Frequenzbereich. Ganz analog kann man im Ortsbereich für eine ortsabhängige Funktion $f(\vec{r})$ eine räumliche Periode \vec{a} einführen, die dann bei der Fourier-Transformierten übergeht in die Ortskreisfrequenz \vec{k} .

Dabei wird diese Ortskreisfrequenz \vec{k} definiert durch:

$$\vec{k} = 2\pi \cdot \begin{pmatrix} a_x^{-1} \\ a_y^{-1} \\ a_z^{-1} \end{pmatrix}$$

Formel 1.2.6

Vor allem in der Optik findet dieser Übergang von der zeitlichen Fourier-Transformation hin zur ortsabhängigen Fourier-Transformation seine Anwendung. Als Beispiel sei hier auf den heutigen ersten Versuch verwiesen, in dem ein Beugungsbild, was hier der Fourier-Transformierten der Intensität entspricht, durch geeignete Methoden in das Abbild des ursprünglich bestrahlten Gegenstandes überführt werden soll.

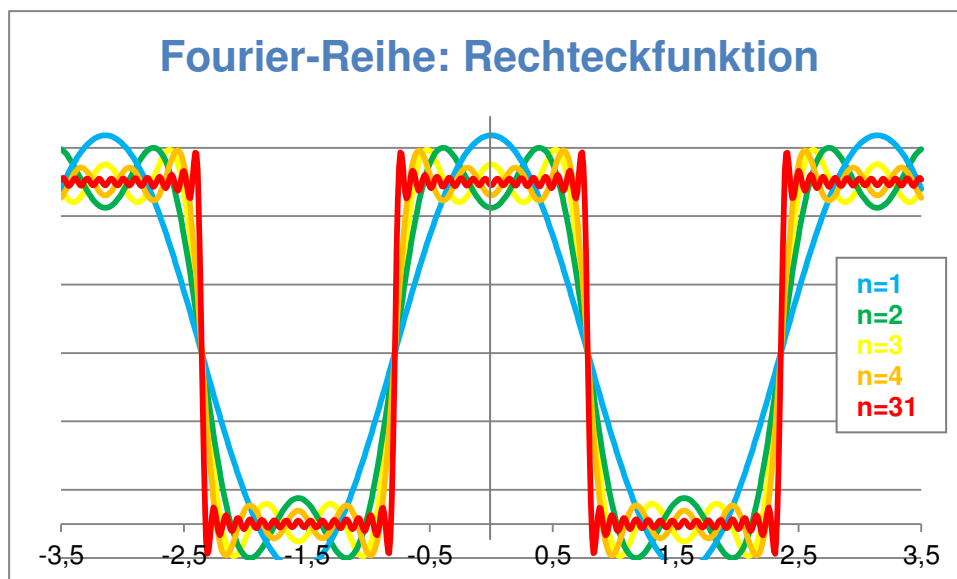
Als Abschluss wollen wir an dieser Stelle noch ein häufig angeführtes Beispiel für eine Fourier-Reihenentwicklung anfügen. Hierbei wurde eine Rechteckfunktion entsprechend der obigen Gesetzmäßigkeiten entwickelt.

Daraus resultiert die folgende Reihendarstellung:

$$f(t) = \hat{f} \cdot \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left(\cos\omega t - \frac{1}{3} \cos 3\omega t + \frac{1}{5} \cos 5\omega t - \frac{1}{7} \cos 7\omega t + \dots \right) \right]$$

Formel 1.2.7

Grafisch ergibt sich dann für verschieden Entwicklungsgrade n :



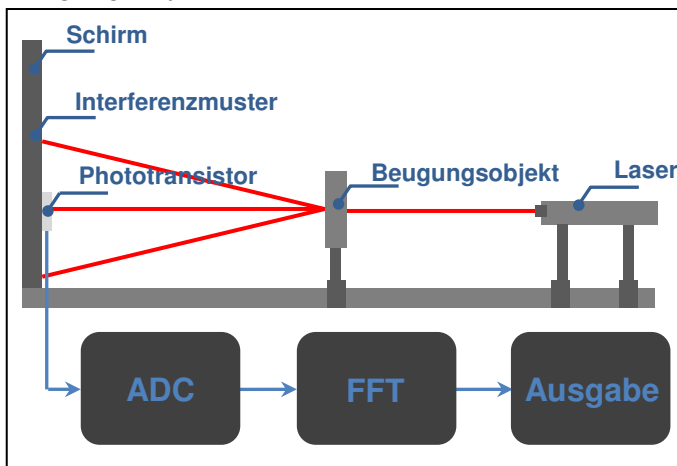
2 Optische Fourier-Transformation

2.1 Einleitung: Die optische Fourier-Transformation

In unserem ersten Versuch soll nun die in der Einleitung bereits angesprochene optische Fourier-Transformation demonstrativ durchgeführt werden. Dabei soll aus einem uns bekannten Beugungsmusters mit Hilfe der computergestützten Fourier-Transformation das ursprüngliche zum Beugungsbild gehörende Abbild konstruiert werden. Mit den einfachsten Grundlagen zur Fourier-Transformation haben wir uns dabei bereits in der Einleitung ausgiebig auseinandergesetzt, auf eine detailliertere Auseinandersetzung mit diesem Thema sei in Abstimmung mit den Versuchsunterlagen an dieser Stelle verzichtet.

2.2 Computergestützte Fourier-Transformation

Entsprechend der nebenstehenden Skizze bauen wir den Versuch zur Bestimmung des Beugungsobjektes aus dem Interferenzmuster auf. Die Messung des Interferenzmusters erfolgt hierbei automatisiert mit Hilfe



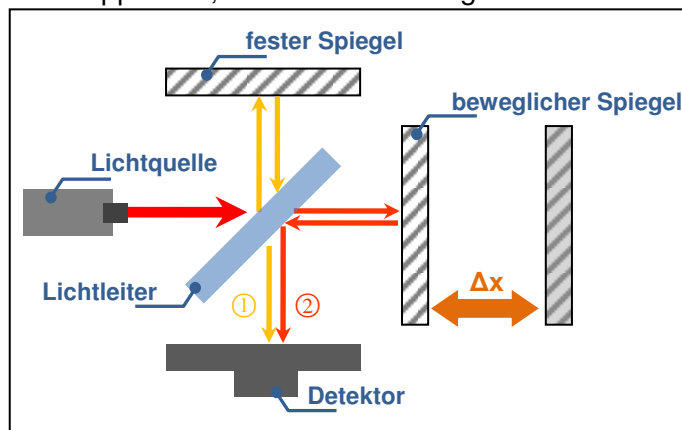
eines mit einem Schrittmotor verbundenen Phototransistors. Die Intensitätsmessung erfolgt indirekt über die vom Phototransistor registrierte Spannung bzw. dessen Spannungsquadrat. Der Verstärkungsfaktor eines Vorverstärkers wird hierzu rechnergesteuert an die jeweilige Intensität angepasst. Nach Umwandlung des analogen Signals mittels eines Analog-Digital-Wandlers (ADC) erfolgt die Auswertung über ein Fast-Fourier-Transform-Programm (FFT). Dabei wird voraus-

gesetzt, dass es sich beim verwendeten Beugungsobjekt um einen Einzelspalt handelt. Am Ausgabegerät erscheint schließlich das entsprechende Abbild des Beugungsobjektes.

3 Anwendungen des Michelson-Interferometers

3.1 Einleitung: Das Michelson-Interferometer

Das nach dem deutsch-Amerikaner Albert Michelson benannte Interferometer ist eine optische Apparatur, deren Verwendung sich auf die unterschiedlichsten Bereiche der Optik kon-



zentriert. Diente es ursprünglich im Michelson-Morley-Experiment dazu, die Ausbreitung von Licht in verschiedenen Medien zu untersuchen, kommt es heute vorrangig in der Messung kleinster Abstände (im Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lichtes) sowie in der Astronomie zur Verbesserung der Auflösung von Radioteleskopen zum Einsatz.

Zum Aufbau: Tritt ein monochromatischer und kohärenter Lichtstrahl auf den Lichtleiter, so wird die Hälfte der

Lichtintensität in Richtung des festen Spiegels abgeleitet an dem sie vollständig reflektiert und direkt zum Detektor zurückgeführt wird. Die andere Hälfte durchdringt den Lichtleiter und

trifft auf den beweglichen Spiegel an dem ebenfalls vollständige Reflektion eintritt. Über die Umlenkung am Lichtleiter trifft auch dieser Anteil schließlich auf den Detektor auf. Die beiden Teilstrahlen ① und ② interferieren nun je nach Gangunterschied $\Delta\Phi$ verschieden stark, wobei der Gangunterschied über die Stellung des beweglichen Spiegels und die damit verbundenen differierenden Laufzeiten variiert werden kann.

Für konstruktive Interferenz zwischen den Teilstrahlen gilt:

$$\Delta\Phi = m \cdot 2\pi \hat{=} m \cdot \lambda \Rightarrow \Delta x = \frac{m \cdot \lambda}{2}$$

Formel 3.1.1

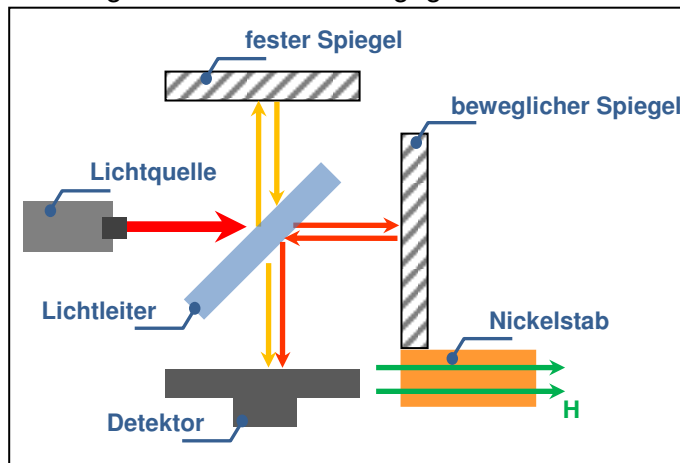
Für destruktive Interferenz zwischen den Teilstrahlen gilt analog:

$$\Delta\Phi = (2m + 1) \cdot \pi \hat{=} \left(1m + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda \Rightarrow \Delta x = \frac{\left(1m + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda}{2}$$

Formel 3.1.2

3.2 Messung der magnetostriktiven Längenabhängigkeit

Mit Hilfe des Michelson-Interferometers wollen wir nun die minimale Längenänderung Δl eines magnetisierten Materials gegenüber dem entmagnetisierten Zustand bestimmen.



Wird ein ferromagnetisches Material wie Eisen, Kobalt oder Nickel durch ein äußeres Magnetfeld H angeregt, so richten sich im Material gewisse Bereiche, die sogenannten Weiß'schen Bezirke, je nach Stärke des äußeren Magnetfeldes entlang dessen magnetischer Feldrichtung aus. Die damit verbundene Neuordnung führt gleichermaßen zu einer minimalen Längenzunahme des verwendeten Materials. Bringen wir solch einen ferromagnetischen Stoff nun an einen der Spiegel an und magnetisieren den Körper

durch beispielsweise eine lange Drahtspule, so können entsprechend der obigen Erklärung am Detektor Interferenzerscheinungen beobachtet werden. Ausgehend von den auftretenden Intensitätsmaxima bzw. -minima können dann direkt Rückschlüsse über etwaige Materialkennwerte geschlossen werden.

Für die Feldstärke einer als lang angenommenen Spule gilt hierbei:

$$H = \frac{n \cdot I}{L_{Sp}}$$

Formel 3.2.1

Zwischen magnetischer Feldstärke H und der Längenzunahme Δl erwartet man:

$$\Delta l = c_{mag} \cdot l_0 \cdot H$$

Formel 3.2.2

Hierbei ist c_{mag} der materialspezifische Magnetostruktionskoeffizient, den wir anhand dieses Versuches am Beispiel von Nickel bestimmen wollen. Hierzu erhöhen wir schrittweise den Spulenstrom I , d.h. gleichzeitig die magnetische Feldstärke H und bestimmen über das Michelson-Interferometer anhand der auftretenden Interferenzmaxima oder -minima die jeweilige Längenänderung Δl des Nickelstabs in Abhängigkeit vom Spulenstrom I .

Ausgehend von den Interferenzmaxima folgt dann die Endformel (mit $l_0=L_{SD}$):

$$c_{mag} = \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot n \cdot l}$$

Formel 3.2.3

Um thermische Ausdehnungen möglichst gering zu halten ist darauf zu achten, dass der Strom I eine Grenze von 0,5A nicht überschreitet sowie jeweils nur kurz eingeschaltet wird.

3.3 Messung der Wellenlänge des Lasers

Das am naheliegendste Experiment, welches mit dem Michelson-Interferometer durchgeführt werden kann, liegt in der Bestimmung der Wellenlänge λ des verwendeten monochromatischen Lichtes. Dabei können wir auch an dieser Stelle wieder die Abhängigkeit zwischen Interferenzerscheinungen und Laufzeitunterschied ausnützen.

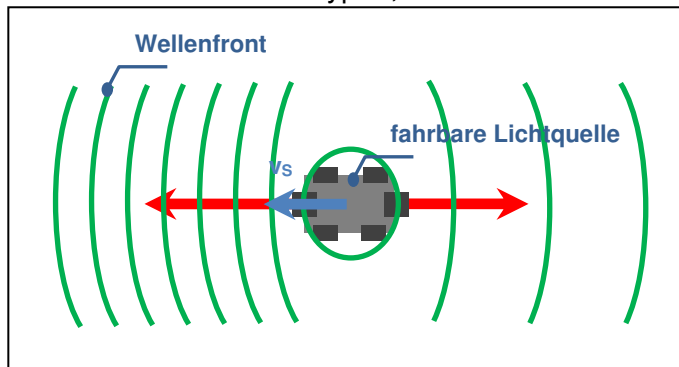
Ausgehend von *Formel 3.1.1* folgt dann im Falle eines Maximums für die Wellenlänge λ :

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta x}{m}$$

Formel 3.3.4

3.4 Der Dopplereffekt anhand von Lichtwellen

Der nach dem österreichischen Physiker Christian Doppler benannte Effekt tritt für uns im Alltag hauptsächlich im Bereich der Akustik in Erscheinung. Trotzdem ist er im Allgemeinen auch auf andere Wellentypen, wie in unserem Fall auf Lichtwellen, übertragbar.



Grundlegend beschreibt der Dopplereffekt die geschwindigkeitsabhängige Wahrnehmung und Messung von Frequenzen für bewegte Sender und/oder Empfänger. Bewegt sich der Sender mit einer Geschwindigkeit v_s auf den ruhenden Empfänger zu, so erhöht sich die gemessene Frequenz als Ursache der Überlagerungen von Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle sowie der Geschwindigkeit des

Senders. Im gegenteiligen Fall führt ein Entfernen von Quelle und Sender analog zu einer Verringerung der Frequenz.

Die jeweilige Frequenzverschiebung Δf wird durch die folgenden Gleichungen beschrieben:

Nähern: $f_E = f_S \frac{1 + \frac{v_E}{c}}{1 - \frac{v_S}{c}}$

Entfernen: $f_E = f_S \frac{1 - \frac{v_E}{c}}{1 + \frac{v_S}{c}}$

Formel 3.4.1/2

In diesen Gleichungen wird sowohl eine Bewegung des Senders mit der Geschwindigkeit v_s als auch eine Bewegung des Empfängers mit der Geschwindigkeit v_E berücksichtigt. Weiter ist f_s die tatsächlich vom Sender ausgehende Frequenz, f_E hingegen die vom Empfänger letztlich registrierte Frequenz.

Im Versuch soll nun ein Spiegel des Interferometers motorgetrieben bewegt und aus der entstehenden Frequenzverschiebung Δf sowie der oben bestimmten Wellenlänge λ die Geschwindigkeit des Spiegels experimentell bestimmt werden. Dabei ist zu beachten, dass die Reflektion am Spiegel dazu führt, dass dieser Spiegel sowohl als Sender als auch als Empfänger fungiert. Diese Tatsache ist im Laufe der Herleitung einer geeigneten Formel zur Berechnung der Spiegelgeschwindigkeit an den jeweiligen Stellen zu berücksichtigen.

Betrachten wir die Frequenzverschiebung Δf anhand der *Formel 3.4.1/2*, so folgt:

$$\Delta f = |f_E - f_S| = f_S \cdot \left| \frac{1 \pm \frac{v_E}{c}}{1 \mp \frac{v_S}{c}} - 1 \right| = f_S \cdot \left| \frac{\pm \frac{v_E}{c} \pm \frac{v_S}{c}}{1 \mp \frac{v_S}{c}} \right| \stackrel{\textcircled{1}}{=} f_S \cdot \left| \frac{\pm 2 \cdot \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}} \right| \stackrel{\textcircled{2}}{\approx} 2 \cdot f_S \cdot \frac{v}{c} \quad \text{Formel 3.4.3}$$

- ① Da der bewegte Spiegel sowohl als Sender als auch als Empfänger fungiert, sind die Sender- und die Empfängergeschwindigkeit gleich groß, d.h. $v_S = v_E = v$.
- ② Da die Spiegelgeschwindigkeit v gegenüber der Lichtgeschwindigkeit äußerst gering ist kann die Gleichung weiter genähert werden, d.h. $v/c \ll 1$.

Die Frequenzverschiebung Δf hat zur Folge, dass sich zwei Wellen mit leicht unterschiedlichen Frequenzen aber gleichgroßen Amplituden überlagern. Aus der Praxis wissen, dass dies auf den nicht stationären Zustand der Schwebung führt.

Die Überlagerung des elektrischen Feldes ist dabei gegeben durch die folgende Addition:

$$E(t) = E_0 \cdot \cos(2\pi t \cdot f_S) + E_0 \cdot \cos(2\pi t \cdot (f_S + \Delta f)) \quad \text{Formel 3.4.4}$$

Mit Hilfe der Additionstheoreme folgt hieraus:

$$E(t) = 2E_0 \cdot \cos(\pi \cdot \Delta f \cdot t) \cdot \cos\left(2\pi t \cdot \left(f_S + \frac{\Delta f}{2}\right)\right) \quad \text{Formel 3.4.5}$$

Der vordere Kosinusanteil beschreibt die Einhüllende der entstehenden Schwebungsform. Für die weiteren Betrachtungen konzentrieren wir uns lediglich auf diesen Anteil.

Ausgehend von der Einhüllenden erhalten wir dann für die Intensität:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle_t \propto E(t)^2 \propto \cos^2(\pi \cdot \Delta f \cdot t) = 1 + \cos(2\pi \cdot \Delta f \cdot t) \quad \text{Formel 3.4.5}$$

Bestimmt man im Versuch also die Anzahl m der Intensitätsmaxima in einem gewissen Zeitintervall Δt so folgt aus *Formel 3.4.5* und *Formel 3.4.3* ein allgemeiner Zusammenhang für die Spiegelgeschwindigkeit v .

Über die Anzahl m der Maxima im Intervall Δt folgt aus *Formel 3.4.5*:

$$m \cdot 2\pi = 2\pi \cdot \Delta f \cdot \Delta t \Rightarrow \Delta f = \frac{m}{\Delta t} \quad \text{Formel 3.4.6}$$

Eingesetzt in *Formel 3.4.3* ergibt sich dann schließlich für die Geschwindigkeit:

$$v = \frac{\Delta f \cdot c}{2 \cdot f_S} = \frac{m \cdot c}{2 \cdot \Delta t \cdot f_S} = \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot \Delta t} \quad \text{Formel 3.4.7}$$

3.5 Akustisches Analogon zum Dopplereffekt

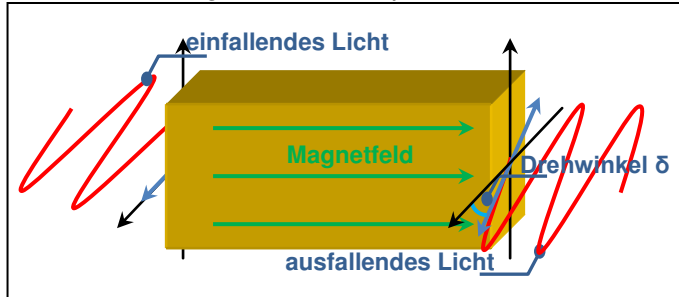
Zum Abschluss dieses Versuchsteil wollen wir das Grundprinzip des eben durchgeführten Versuchs demonstrativ auch für Schallwellen durchführen. Hierzu bewegen wir eine schwingende Stimmgabel einmal vom Ohr weg, das andere Mal auf das Ohr zu. Hierbei erwarten wir die gewohnten Erscheinungen des Dopplereffekts, die im vorausgegangenen Kapitel zu Beginn beschrieben wurden.

Überdies hinaus wiederholen wir den Vorgang mit einer in der Nähe befindlichen reflektierenden Wand. Als Resultat erwarten wir analog das oben beschriebene Eintreten der Schwebung durch Überlagerung von akustischen Partialwellen mit unterschiedlichen Frequenzen aber gleichen Intensitätsamplituden.

4 Faraday-Effekt und Pockels-Effekt

4.1 Einleitung: Faraday-Effekt und Pockels-Effekt

Faraday-Effekt: Unter dem Faraday-Effekt versteht man die auftretende Drehung der Polarisationsrichtung einer linear polarisierten Lichtwelle, die mit einem magnetisierten dielektrischen Körper (Faraday-Rotator) propagiert. Das äußere Magnetfeld H mit der magnetischen Flussdichte B verläuft hierbei stets parallel zur Ausbreitungsrichtung der einfallenden Lichtwellen.



Ein entscheidender Aspekt des Faraday-Effekts liegt darin, dass der Drehsinn um die Magnetfeldachse nicht von der relativen Ausbreitungsrichtung abhängig ist. Das bedeutet es macht keinen Unterschied für den Drehwinkel δ ob die Magnetfeldlinien parallel oder antiparallel zur Ausbreitungsrichtung verlaufen. Damit kann durch wiederholtes Durchlaufen durch ein und denselben Körper, das beispielsweise durch Spiegel an den Enden realisiert werden kann, ein beliebiger Drehwinkel durch Addition der jeweiligen Einzeldrehwinkel eingestellt werden.

Der Drehwinkel folgt aus der Bauteillänge l_0 und der magnetischen Flussdichte B zu:

$$\delta = V \cdot B \cdot l_0$$

Formel 4.1.1

Hierbei ist V durch die sogenannten Verdet'sche Konstante gegeben, die wie die meisten elektrooptischen Materialkonstanten von Temperatur und Wellenlänge abhängt.

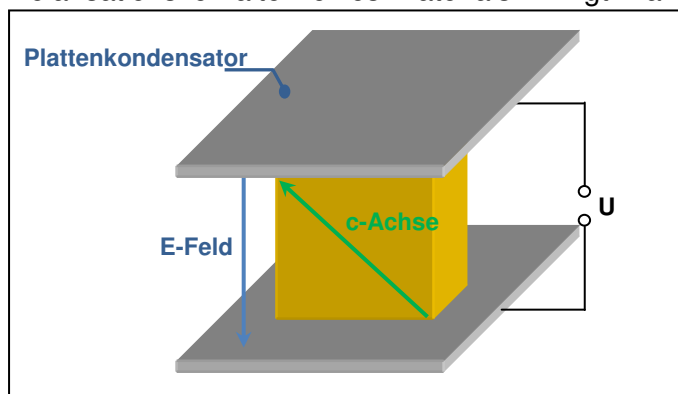
Für dispersionsbehaftete Medien ergibt sich für diese Proportionalitätskonstante:

$$V = \frac{e}{2 \cdot m \cdot c_0} \cdot \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}$$

Formel 4.1.2

Eine wichtige Anwendung findet der Faraday-Effekt im Bereich der optischen Isolatoren, die vorrangig zu Unterdrückung unerwünschter Rückreflektionen führen.

Pockels-Effekt: Interessant ist auch die Einflussnahme eines elektrischen Feldes auf das Polarisationsverhalten eines Materials. Bringt man gewisse Materialien, die einen Bruch in der Inversionssymmetrie aufweisen (vgl. nichtlineare Optik) in das elektrische Feld eines Plattenkondensators ein, so gehen optisch isotrope Medien über in die Doppelbrechung. In Folge dessen bildet sich im Kristall eine kristallografische Achse aus, die c -Achse genannt wird, entlang derer sich eine elektromagnetische Welle schneller ausbreitet als eine hierzu senkrecht verlaufende Welle. Diesen Effekt bezeichnet man als den optischen Kerr-Effekt.



Wird zwischen die Kondensatorplatten jedoch ein bereits doppelbrechendes Material eingebracht, so kann über die Größe der angelegten Spannung die Ausrichtung der schon vorhandenen c -Achse beeinflusst werden. In diesem Fall sprechen wir vom Pockels-Effekt. In beiden Fällen tritt zwischen dem „schnellen“ und dem „langsamen“ Anteil der einfallenden Welle eine gewisse Phasenverzögerung auf, die über die Spannung moduliert werden kann

Wird zwischen die Kondensatorplatten jedoch ein bereits doppelbrechendes Material eingebracht, so kann über die Größe der angelegten Spannung die Ausrichtung der schon vorhandenen c -Achse beeinflusst werden. In diesem Fall sprechen wir vom Pockels-Effekt.

In beiden Fällen tritt zwischen dem „schnellen“ und dem „langsamen“ Anteil der einfallenden Welle eine gewisse Phasenverzögerung auf, die über die Spannung moduliert werden kann

Für diese Phasenverzögerung δ gilt in Abhängigkeit von der Spannung U :

$$\delta = 2\pi \cdot r \cdot n_0^3 \cdot \frac{U}{\lambda_0}$$

Formel 4.1.3

Hierbei ist r die sogenannte lineare elektrooptische Konstante. Eine häufige Anwendung solch einer Pockels-Zelle besteht, wie wir noch sehen werden, vor allem in der Modulation der Intensitäten von elektromagnetischen Wellen.

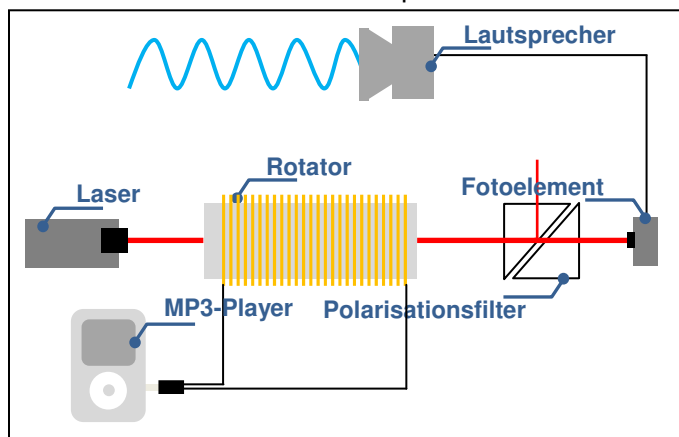
Aus Formel 4.1.3 folgt für die Spannung U_{HW} bei einer Phasenverschiebung um π :

$$U_{HW} = \frac{\lambda_0}{2 \cdot r \cdot n_0^3}$$

Formel 4.1.4

4.2 Intensitätsmodulation mittels des Faraday-Effekts

Ausgehend von den obigen Erklärungen soll nun zunächst mit Hilfe des Faraday-Effekts eine Intensitätsmodulation am Beispiel des verwendeten Lasers durchgeführt werden. Als Rotator



dient uns hier ein Bleisilikatglasstab, dessen Eigenschaft das einfallende linear polarisierte Licht des Lasers zu drehen über eine Magnetfeldspule beeinflusst wird. Die Variation der magnetischen Flussdichte B erfolgt über die Speisung aus einem Zweilautsprecher-Ausgang eines MP3-Players.

Nach Passieren des Rotators erfolgt die eigentliche Modulation, d.h. die Abwandlung der Intensitätsamplitude, über einen Polarisationsfilter. Diese modulierte Welle wollen wir schließlich

mit Hilfe eines mit einem Lautsprecher verbundenen Fotoelements wieder hörbar machen.

Entsprechend der Regel nach Lenz erwarten wir im Falle hoher Ausgangsfrequenzen des MP3-Players besonders deutliche Selbstinduktionseffekte, die dazu führen, dass gerade die hohen Frequenzen hörbar benachteiligt werden.

4.3 Bestimmung der Verdet'schen Konstante

Ausgehend von Formel 4.1.1 soll im nächsten Schritt nun die Verdet'sche Proportionalitätskonstante V bestimmt werden.

Dabei ergibt sich folgender einfacher Zusammenhang:

$$V = \frac{\delta}{B \cdot l_0}$$

Formel 4.3.1

Zur experimentellen Bestimmung ermitteln wir also beispielsweise die Drehwinkel δ für verschiedene magnetische Flussdichten B . Dabei ist zu beachten, dass der Spulenstrom wegen der Gefahr der Zerstörung sowie den hinderlichen Strahlablenkungen im Versuch nicht über einen Wert von 3 A hinausgeht.

Wegen den nur geringen Drehwinkeln δ erwarten wir uns hierbei keine allzu große Genauigkeit. Aus diesem Grund ist es vorteilhaft, beide Stromrichtungen für die Messung auszunutzen. Schlussendlich kann die Bestimmung der gesuchten Konstanten V anhand eines geeigneten Diagramms sowie einer linearen Regression ermittelt werden. Eine weitere Möglichkeit zur experimentellen Ermittlung der Konstanten V , die unter Umständen zu einem genaueren Ergebnis führen kann, ergibt sich durch die indirekte Winkelbestimmung über die Intensität

der transmittierten Welle. Hierbei ist es von Nöten einen Zusammenhang zwischen der Intensität und dem Polarisationswinkel δ zu kennen. Diese Verknüpfung zwischen den zwei Variablen wird für linear polarisierte Wellen durch das Malus'sche Gesetz gewährleistet.

Für die Intensität I nach Durchlauf durch den um α vertretenen Polarisator ergibt sich:

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

Formel 4.3.2

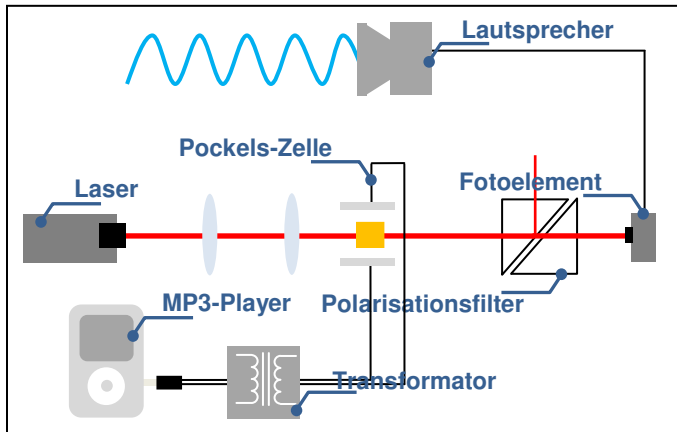
In unserem Fall ist der Polarisator durch den Rotator gegeben. Damit folgt weiter:

$$\delta = \cos^{-1} \sqrt{\frac{I}{I_0}}$$

Formel 4.3.3

4.4 Intensitätsmodulation mittels des Pockels-Effekts

In ähnlicher Weise wie gerade eben mittels des Faraday-Effekts soll nun auch eine Intensitätsmodulation über den Pockels-Effekt realisiert werden. Hierzu ersetzen wir zunächst den



Rotator durch die Pockels-Zelle mit Lithiumniobat-Kristall. Um den Laserstrahl möglichst konzentriert auf den Kristall zu lenken versehen wir das System mit zwei zusätzlichen Linsen zwischen Laseraustrittsöffnung und Pockels-Zelle. Die dem Laser zugewandte Linse führt dabei zur Divergenz, d.h. zur Aufweitung des Laserstrahls, die zweite Linse demzufolge wieder zur Konvergenz, d.h. zur Konzentrierung des Laserstrahls auf den Kristall. Das unter 45° zur Polarisations-

richtung verdrehte elektrische Feld des Plattenkondensators erzeugen wir auch an dieser Stelle wieder mit Hilfe der Ausgangsspannung eines MP3-Players, die zuvor jedoch noch über einen Transformator verstärkt wird. Das eigentliche Modulieren der im Lithiumniobat-Kristall weiter polarisierten Welle erfolgt anschließend über den um 90° zur ursprünglichen Polarisationsrichtung verdrehten Polarisationsfilter.

Die Auswertung der modulierten Intensität soll darauf hin auf zwei Arten erfolgen. Zum einen wie oben über die akustische Auswertung mit Hilfe eines Fotoelements und dem angeschlossenen Lautsprecher, zum anderen aber auch visuell durch Anbringen eines Abbildungsschirmes direkt hinter dem Polarisationsfilter. Hierbei wird sich erwartungsgemäß eine Hyperbelfunktion auf dem Schirm abzeichnen, die auf die unterschiedlichen Einfallswinkel der konzentrierten Strahlen auf die Pockels-Zelle und das damit verbundene unterschiedliche Propagationsverhalten im Kristall zurückzuführen ist.

4.5 Bestimmung der linearen „Pockels-Konstante“

Wie schon der Faraday-Effekt ist auch der Pockels-Effekt ein linearer elektrooptischer Effekt für den zwischen gewissen Variablen ein linearer Zusammenhang besteht. Beim Pockels-Effekt werden so beispielsweise die Differenz zwischen den beiden Brechzahlen senkrecht zur c-Achse n_\perp und parallel zur c-Achse n_\parallel mit der Feldstärke des verwendeten Plattenkondensators in Verbindung gesetzt.

Dabei ergibt sich vorerst der einfache Zusammenhang:

$$\Delta n(E) = n_\perp - n_\parallel = k \cdot E = k \cdot \frac{U}{d}$$

Formel 4.5.1

Für die Phasendifferenz zwischen senkrechtem (ordinärem) Anteil und parallelem (extraordinärem) Anteil nach Durchlaufen der Strecke s ergibt sich aus der optischen Wegdifferenz ein weiterer Ausdruck mit dem wir die folgenden Betrachtungen fortsetzen wollen.

Dieser Ausdruck für die Phasendifferenz Φ ist dann gegeben durch:

$$\Phi = \Delta|\vec{k}| \cdot \Delta x = \frac{2\pi \cdot s}{\lambda_0} \cdot (n_{\perp} - n_{\parallel}) = \frac{2\pi \cdot s}{\lambda_0} \cdot \Delta n(E) = \frac{2\pi \cdot s \cdot k \cdot U}{\lambda_0 \cdot d} \quad \text{Formel 4.5.2}$$

Man beachte dass der in der Formel zunächst auftauchende k -Vektor keine Korrelation mit der zu bestimmenden Konstante k aufweist. Es handelt sich dabei vielmehr um den Wellenvektor der elektromagnetischen Wellen.

Differenzieren nach der Spannung liefert ausgehend von der obigen Gleichung:

$$\frac{d\Phi}{dU} = k \cdot \frac{2\pi \cdot s}{\lambda_0 \cdot d} = \frac{\pi}{U_{HW}} \quad \text{Formel 4.5.3}$$

Die zweite Gleichheit ergibt sich durch direkten Vergleich mit *Formel 4.1.4*. Dabei wurden die Konstanten entsprechend angepasst.

Damit ist die gesuchte Konstante k gegeben durch:

$$k = \frac{\lambda_0 \cdot d}{2 \cdot s \cdot U_{HW}} \quad \text{Formel 4.5.4}$$

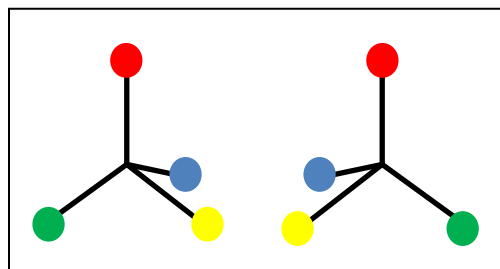
Für die experimentelle Bestimmung der gesuchten Konstante k gehen wir an dieser Stelle vom Versuchsaufbau aus dem vorausgegangenem Aufgabenteil aus. Hierzu ersetzen wir die obige Spannungseinkopplung für den Plattenkondensator durch eine manuelle Spannungszufuhr, die uns Werte zwischen $-2000V$ und $+2000V$ liefert.

Variieren wir so die Spannung, so beobachten wir auf dem Schirm für gewisse Spannungswerte im Zentrum der Hyperbelfigur auftretende Helligkeitsextrema. Tragen wir diese Extrema fortlaufend mit den dazugehörigen Spannungswerten in ein Diagramm ein, so ergibt die Steigung der Regressionsgeraden den Wert der Halbwellenspannung U_{HW} . Die weiteren benötigten Werte, d.h. Wellenlänge λ_0 , der Plattenabstand d sowie die Länge s des verwendeten Lithiumniobat-Kristalls, sind entweder bekannt oder können ohne weitere Schwierigkeiten bestimmt werden.

5 Optische Aktivität (Saccharimetrie)

5.1 Einleitung: Die optische Aktivität

Im vorausgegangen Versuchsteil haben wir festgestellt, dass das Polarisationsverhalten eines Materials durch Überlagerung mit einem Magnetfeld beeinflusst werden kann. Weist ein Material solch ein Verhalten auch ohne das Hinzuwirken eines äußeren Feldes auf, so spricht man von optischer Aktivität.



Mikroskopische Ursache für dieses Verhalten ist auf die sogenannte Chiralität gewisser Molekültypen zurückzuführen. Darunter versteht man chemische Substanzen, deren Molekülstrukturen sich mit ihrem eigenen Spiegelbild auch durch beliebige Drehungen um die Koordinatenachsen nicht in Deckung bringen lassen (man siehe hierzu das nebenstehende Beispiel oder denkt an unsere Hände). Ein solches Molekülpaar bezeichnet man dann auch als Enantiomere. Chemische Substanzen, die solche Enantiomere ausbilden, sind zum Beispiel Glucose, Fructose, Sorbose oder auch diverse andere Zuckertypen.

Trifft linear polarisiertes Licht nun auf solch eine Substanz, so wird die Polarisationssebene bei jedem Auftreffen auf ein Molekül um einen gewissen Winkel gedreht. Wegen der Chiralität heben sich diese Drehungen im statistischen Mittel nicht auf. Nach Durchlaufen durch die gesamte Substanz weist das Licht damit eine messbare Verdrehung der Polarisationssebene auf.

Dabei wird der Drehwinkel δ für eine Lösung beschrieben durch folgenden Ausdruck:

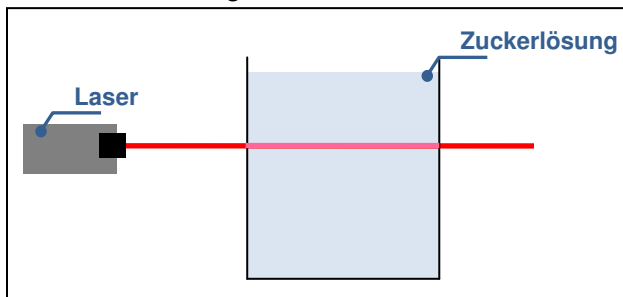
$$\delta = [\delta] \cdot k \cdot d$$

Formel 5.1.1

Hierbei ist k die Konzentration der jeweiligen Lösung, d der Laufweg des Lichtes durch die Substanz und $[\delta]$ das spezifische optische Drehvermögen.

5.2 Optisches Drehvermögen einer Zuckerlösung

Zunächst wollen wir nun das spezifische optische Drehvermögen einer gewöhnlichen Haushaltszuckerlösung bestimmen. Dabei soll *Formel 5.1.1* sowohl für die Variation der Konzentration k als auch für die Variation des Laufweges d experimentell bewiesen werden.



Da uns lediglich ein Gefäß für das Experiment zur Verfügung steht, kann die Wegabhängigkeit nur für zwei unterschiedliche Laufwege demonstriert werden.

Bei der Variation der Lösungskonzentration k beginnen wir mit einem Wert von $0,3\text{g/cm}^3$ und verringern die Konzentration

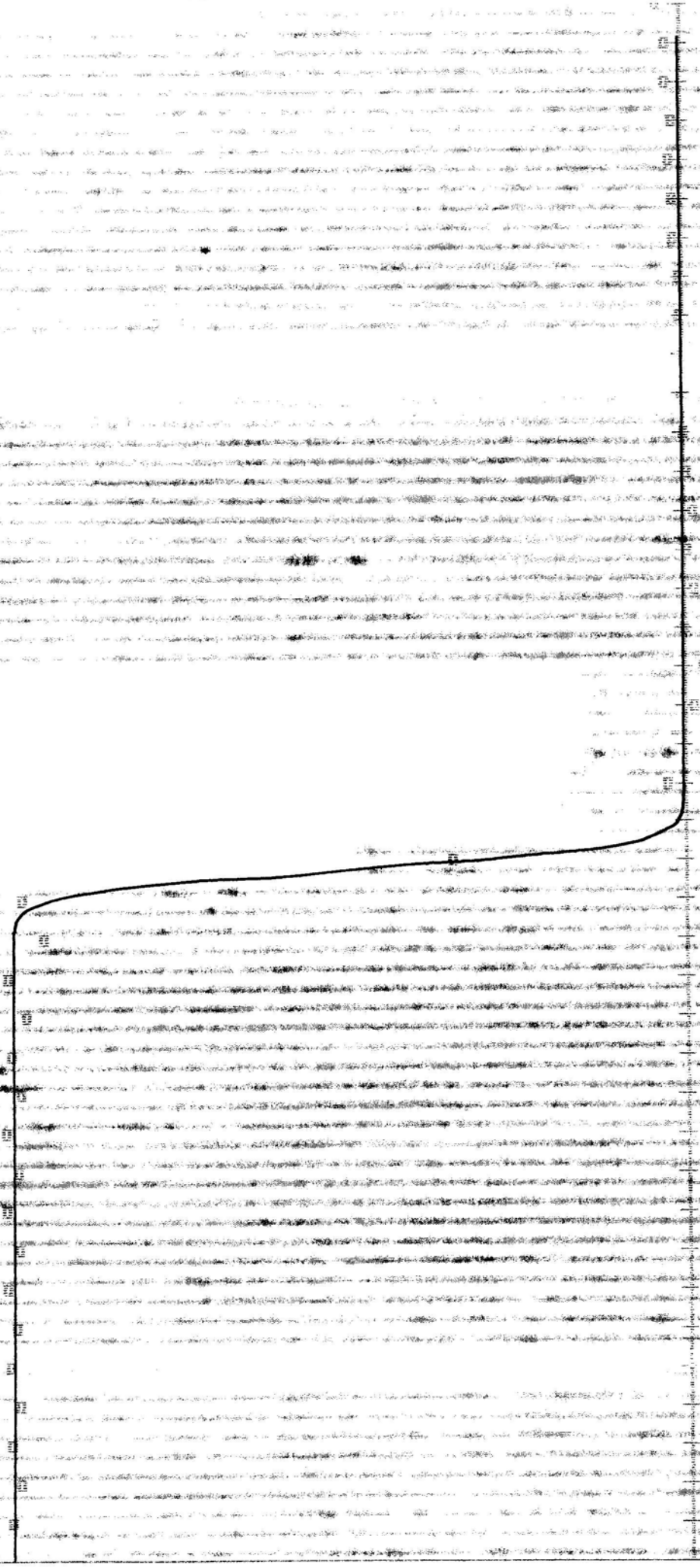
nach und nach durch Zumischen von Wasser. Wird die Konzentration bei eingeschaltetem Laser verändert, so beobachtet man einen „krummen“ Laufweg des Lichtes in der Lösung. Ursache hierfür ist die nur langsam stattfindende Gleichverteilung zwischen Zucker- und Wassermolekülen.

Als hier nicht berücksichtigte Parameter seien an dieser Stelle auch die Temperatur, die Wellenlänge des Lichtes sowie der zweite Lösungspartner genannt.

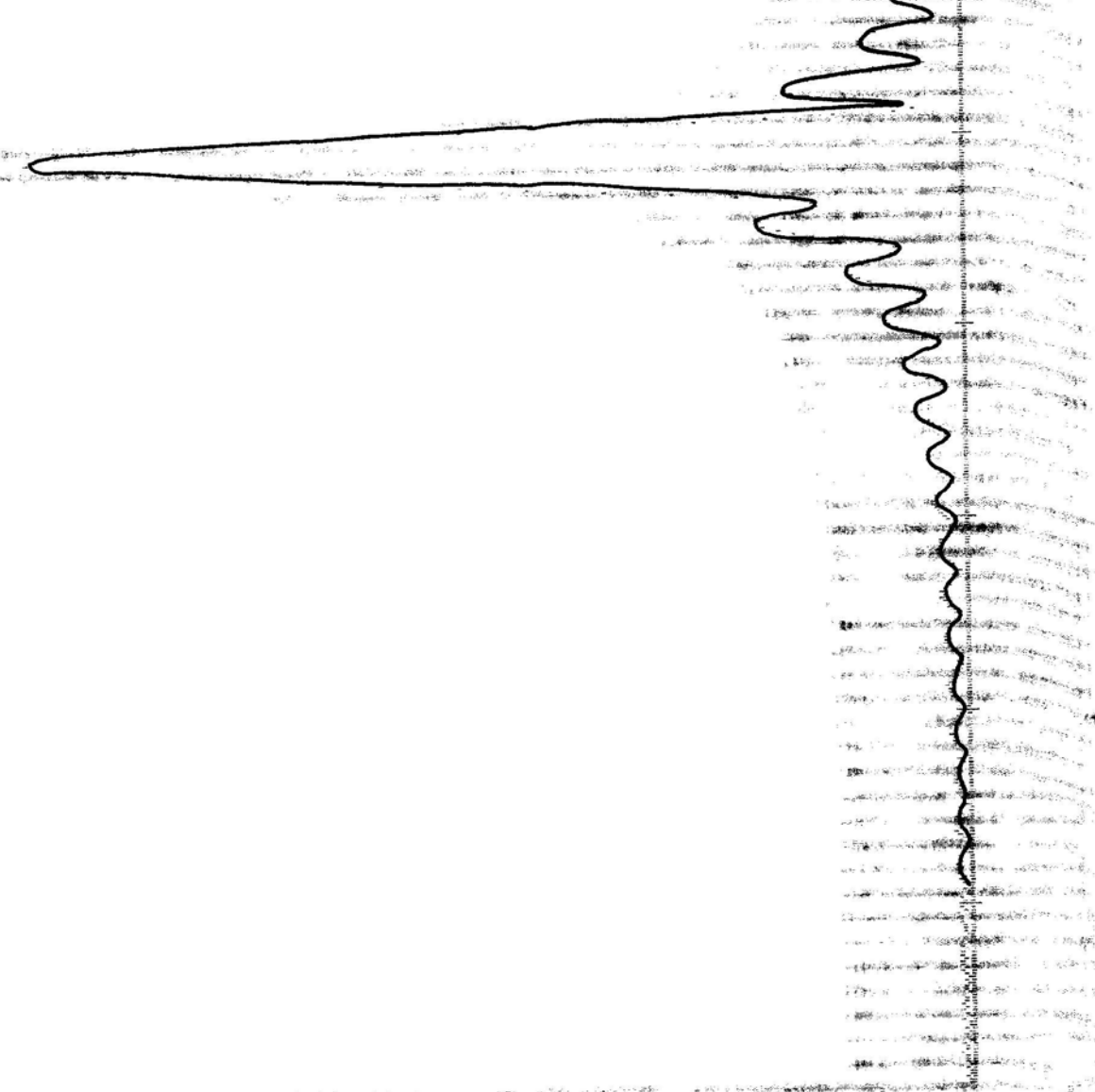
5.3 Optisches Drehvermögen einer Sorboselösung

Analog wie eben soll nun auch das spezifische optische Drehvermögen $[\delta]$ einer Sorboselösung, die in der Industrie zur Herstellung von Vitamin C verwendete wird, untersucht werden. Wegen des recht hohen Literpreises dieser Lösung verzichten wir hier allerdings auf die Variation der Konzentration k .

nickel plated
Tubing
ID 0.125 mm
dia = 0.420 mm
ste zur Auswahl



64. Kiste, Bestand 00 = 1260
 mit Beschriftung mit Submat
 Vorzeichnung, nur 1x Spalt
 mit Mehrfachspalt-Funktion
 mit Auswertung (Die Vorzeichen
 müssen noch gesetzt werden)
 in der vorgeschriebenen
 Reihenfolge
 sind zurück zum Programmierer



Handwritten scribbles

$a_{ss} = 126 \pm \dots$
 $d_{max} = 0,4 \text{ mm}$
 $d_{exp} = 0,42 \text{ mm}$

FR: 2.1, 2.3
 3.2, 3.4, 4.1

2 Stromrichtung ++ --

1

Minimum	Strom [mA]
0	0
1	115
2	200
3	280 280
4	380

$i_{SKE} = 10 \text{ mA}$

starke Schwankungen beim Berühren

Stromrichtung +- - +

Minimum	Strom [mA]
0	0
1	200 170
2	250
3	325
4	435

2 ~~Minimum~~ ~~Größe~~ ~~Anteil~~ ~~System~~
 $0,4 \mu\text{m}$

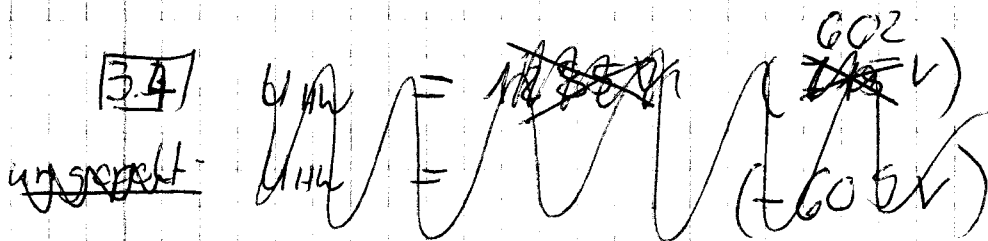


1 ~~25λ~~ Hell-Dunkel-Durchgang $\hat{=} \frac{\cdot}{10}$
 $\Rightarrow 25\lambda \hat{=} \frac{15}{10}$

2 SO H-D-D $\hat{=} \frac{15,1}{10}$

$$\begin{aligned}
 \boxed{2.3} \quad 30-H-D-D &\triangleq 34,15 \text{ sec} \triangleq \frac{10}{10} \\
 &\triangleq 29,77 \text{ sec} \triangleq \frac{10}{10} \\
 &\triangleq 25,78 \text{ sec} \triangleq \frac{9}{10} \\
 &\triangleq 26,3 \text{ sec} \triangleq \frac{9}{10}
 \end{aligned}$$

unregelmäßige Motor



Minimum	Maximum	unregelmäßig
0 V	0 V	0 V
504 V	504 V	341 V
850 V	850 V	709 V
1232 V	1232 V	973 V
1570 V	1570 V	1325 V
1946 V	1946 V	1579 V
		1958 V

$\boxed{3.3}$ Nicht geschlossen, Signal zu schwach, aber mit Frequenzgenerator geschlossen

$\boxed{3.2}$			$i_{SILE} = 100 \mu A$
	1 A	16°	$w_{SILE} = 10^\circ$
NN 170°	2 A	15°	
	3 A	14,5°	nicht komplett dunkel

unregelmäßig			
NN 175°	1 A	18°	
	2 A	19°	
	3 A	20°	nicht komplett dunkel

PhK

3.1

MP3 Klappt nicht Funktionsgenerator leicht

4.1

60g Zucker ($0,3 \frac{g}{cm^3}$)

$0,2 \frac{g}{cm^3}$

$0,16 \frac{g}{cm^3}$

Ohne Zucker: $11,5^\circ$

"

kurz : $20,0^\circ$

28° (18)

17°

lang : $40,0^\circ$

$32,5^\circ$

28°

2)

Sorbitose

kurz : $5,5^\circ$

lang : $-9^\circ (\pm)$

Praktikumsauswertung:

Laseroptik B

- Versuche P2-23, 24, 25 -

Inhaltverzeichnis

V Vorwort	2
1. Optische Fourier-Transformation	2
Versuchsaufbau und -durchführung	2
Versuchsauswertung	2
2. Michelson-Interferometer: Wellenlängenbestimmung	2
Versuchsaufbau und -durchführung	2
Versuchsauswertung	3
3. Michelson-Interferometer: Magnetostriktive Längenabhängigkeit	4
Versuchsaufbau und -durchführung	4
Versuchsauswertung	5
4. Michelson-Interferometer: Optischer Dopplereffekt	7
Versuchsaufbau und -durchführung	7
Versuchsauswertung	7
5. Michelson-Interferometer: Akustischer Dopplereffekt	8
Versuchsaufbau und -durchführung	8
Versuchsauswertung	8
6. Faraday-Effekt: Intensitätsmodulation	9
Versuchsaufbau und -durchführung	9
Versuchsauswertung	9
7. Faraday-Effekt: Bestimmung der Verdet'schen Konstante	9
Versuchsaufbau und -durchführung	9
Versuchsauswertung	10
8. Pockels-Effekt: Intensitätsmodulation	11
Versuchsaufbau und -durchführung	11
Versuchsauswertung	11
9. Pockels-Effekt: Bestimmung der Pockels-Konstante	12
Versuchsaufbau und -durchführung	12
Versuchsauswertung	12
10. Optische Aktivität (Saccharimetrie)	14
Versuchsaufbau und -durchführung	14
Versuchsauswertung	14



V Vorwort

Diese Versuchsauswertung wurde unter Verwendung des Tabellenkalkulationsprogramms Microsoft EXCEL 2007 angefertigt. Es lieferte uns aus den im handgeschriebenen Versuchsprotokoll vermerkten sowie den per Computer aufgenommenen Messdaten, die entsprechenden grafischen Darstellungen sowie ggf. die entsprechenden Regressionskurven einschließlich deren Funktionsvariablen. Die Berechnung dieser Größen erfolgt dabei über die in den entsprechenden Kapiteln des Skripts zur Fehlerrechnung (Dr. Peter Blüm, Universität Karlsruhe, August 2002) zugrundeliegenden Gleichungen.

Die unter Umständen auftauchenden Formelverweise beziehen sich vorrangig auf die ebenfalls beiliegende Praktikumsvorbereitung.

1 Optische Fourier-Transformation

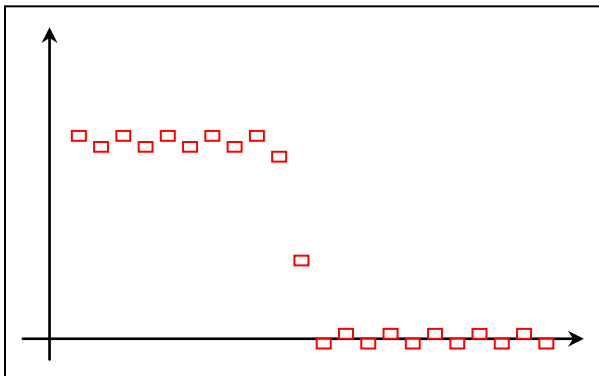
1.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Wie in der Vorbereitung beschrieben, wollen wir nun zunächst eine computergestützte Fourier-Transformation unter phänomenologischen Gesichtspunkten durchführen. Hierzu wird das durch Beleuchtung eines Einzelspalts hervorgerufene Beugungsbild über eine mit einem Schrittmotor verbundene Fotodiode abgefahren, und dabei direkt vom Computer als Intensitäts-über-Weg-Diagramm ausgegeben. Der Abstand zwischen Einzelspalt und Schirm bzw. Fotodiode ist der Auswertungssoftware vorab durch Eingabe mitzuteilen.

Die so vom Computer registrierte Intensitätsverteilung des Einzelspaltes kann im Abschluss ohne weitere Umwege direkt durch eine automatische Fourier-Transformation in das Beugungsbild des Einzelspaltes zurücktransformiert werden.

1.2 Versuchsauswertung

Als Resultat erhalten wir das nebenstehende qualitative Abbild des Spaltes. Wegen der nur schlechten Druckqualität konnte das originale Abbild an dieser Stelle nicht eingefügt werden. Es wurde dieser Praktikumsauswertung jedoch weiter hinten angefügt.



Für die Spaltbreite erhalten wir hieraus:

$$d = 0,420\text{mm}$$

Vom Hersteller wurde dem Einzelspalt eine Spaltbreite von 0,4mm zugeschrieben.

Mit einer Abweichung von lediglich 5%, was bei den nur geringen Abständen sicherlich

fast vernachlässigbar ist, konnten wir somit das Verfahren der optischen Fourier-Transformation eindrucksvoll aufzeigen.

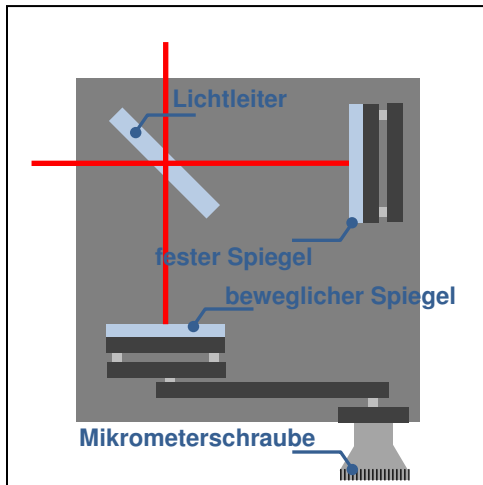
2 Michelson-Interferometer: Wellenlängenbestimmung

2.1 Versuchsaufbau und -durchführung

An dieser Stelle wollen wir den Versuch der Wellenlängenbestimmung vorausgreifen, da es für diverse Fehlerberechnungen zwingend notwendig ist, die Wellenlänge λ des verwendeten Laserlichtes genau zu kennen.

Ausgehend von der Vorbereitung bauen wir also das Interferometer wie gewohnt auf und verschieben den einen Spiegel über die Mikrometerschraube so, dass auf dem Schirm ein für uns einfach wiederzuerkennendes Interferenzmuster entsteht (hier: Minimum in der Mitte

möglichst groß). Im Folgenden drehen wir nun solange an der Mikrometerschraube bis wir auf dem Schirm fünfzig Wiederholungen des anfänglich eingestellten Bildes, d.h. fünfzig Hell-Dunkel-Durchgänge, durchlaufen haben. Die hierzu nötige Verschiebung des Spiegels notieren wir uns, wobei darauf zu achten ist, dass die Mikrometerschraube mit einer Übersetzung um den Faktor 10 ausgerüstet ist. Der tatsächliche Wert ist somit um den Faktor 10 kleiner als der an der Skala abgelesene Wert.



Mit Formel 3.3.4 aus der Vorbereitung folgt:

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta x}{m}$$

Formel 2.1.1A

Hierbei ist m die Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge. Da für diesen Versuchsabschnitt theoretisch keine ausführliche Fehlerrechnung nötig ist, führen wir den Versuch lediglich zweimal hintereinander durch.

2.2 Versuchsauswertung

Für die zwei Versuchsdurchgänge erhalten wir dann mit $m=50$:

Durchgang n	Spiegelstrecke Δx [μm]	Wellenlänge λ_i [nm]	Mittelwert $\bar{\lambda}$
1	15,0	600	602 nm
2	15,1	604	

Obwohl wir zur Wellenlängenbestimmung nur zwei Wertepaare aufgenommen haben, die Wellenlänge aber in mehreren Fehlerrechnungen noch benötigt wird, führen wir an dieser Stelle trotzdem eine kurze Fehlerrechnung aus. Damit müssen wir im Folgenden nicht einfach nur auf den Theoriewert zurückgreifen.

Für den statistischen Fehler folgt aus der Standardfehlerabweichung:

$$\sigma_{\lambda,stat} = \sqrt{\frac{1}{n \cdot (n-1)} \cdot \sum_{i=1}^n (\lambda_i - \bar{\lambda})^2}$$

Formel 2.2.1A

Damit folgt für die zwei Wertepaare ein statistischer Fehler von:

$$\sigma_{\lambda,stat} = \pm 2,00 \text{ nm}$$

Der statistische Fehler wäre damit bestimmt. Der zweite Fehlerterm, der systematische Fehler, wird für gewöhnlich über das sogenannte arithmetische Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmt.

Hierüber ergibt sich allgemein anhand der Einzelfehler Δx_i der Messgrößen die Formel:

$$\sigma_{f,syst} = \left| \frac{\partial f}{\partial x_1} \right| \cdot \Delta x_1 + \left| \frac{\partial f}{\partial x_2} \right| \cdot \Delta x_2 + \dots + \left| \frac{\partial f}{\partial x_n} \right| \cdot \Delta x_n$$

Formel 2.2.2A

Für die Angabe der Einzelfehler Δx_i der Messgrößen ergeben sich hierbei folgende Kriterien:

- **Hell-Dunkel-Durchgänge:** Da es prinzipiell möglich ist, dass man sich beim Bestimmen der Hell-Dunkel-Durchgänge m verzählt hat, gehen wir hier von einem Fehler von ± 1 aus.

▪ *Spiegelstrecke:*

Die Messung der Spiegelstrecke erfolgt wie bereits erwähnt mit der Mikrometerschraube. Bei einer Skaleneinheit von $1\mu\text{m/SKE}$ können wir damit gut und gerne von einem Fehler von $\pm 0,5\mu\text{m}$ ausgehen.

Aus *Formel 2.1.1A* und *Formel 2.2.2A* folgt für die arithmetische Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{\lambda, \text{ syst}} = \left| \frac{2 \cdot \Delta x}{m^2} \right| \cdot \Delta m + \left| \frac{2}{m} \right| \cdot \Delta x \quad \text{Formel 2.2.3A}$$

Damit folgt für die zwei Wertepaare ein systematischer Fehler von:

$$\sigma_{\lambda, \text{ syst}} = \pm 32,04 \text{ nm}$$

Für den endgültigen Messwert wird nun der oben bestimmte Wert für $\bar{\lambda}$ einschließlich der Addition/Subtraktion von statistischem Fehler σ_{stat} und systematischen Fehler σ_{syst} zusammen angegeben.

Formell heißt dies dann also:

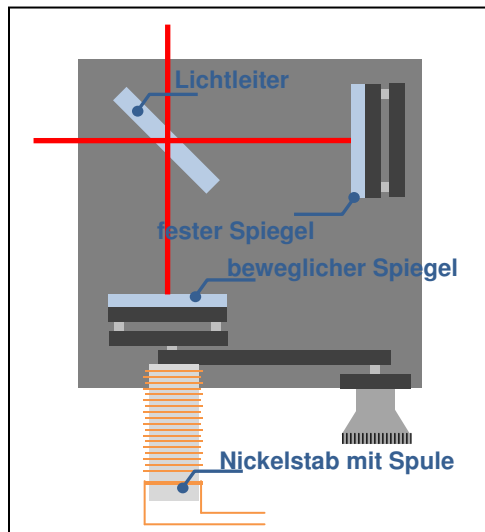
$$\lambda = \bar{\lambda} \pm \sigma_{\lambda, \text{ stat}} \pm \sigma_{\lambda, \text{ syst}} = (602,0 \pm 2,0 \pm 32,0) \text{ nm}$$

Der theoretisch erwartete Wert des roten Lasers von $632,8 \text{ nm}$ liegt somit im Bereich der von uns bestimmten Fehlergrenzen. Für die folgenden Versuche können wir so ohne weiteres von dem hier bestimmten Wert für die Wellenlänge λ ausgehen.

3 Michelson-Interferometer: Magnetostriktive Längenabhängigkeit

3.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Mit Hilfe des Michelson-Interferometers wollen wir nun zunächst die magnetostriktive Längenabhängigkeit näher untersuchen. Hierzu wird der bewegliche Spiegel mit einem Nickelstab verbunden, der anschließend durch ein äußeres Magnetfeld H angeregt und sich damit erwartungsgemäß um einen gewissen Faktor Δl verschieben müsste.



Zur Bestimmung des materialspezifischen Magnetostruktionskoeffizienten verschieben wir zunächst den Spiegel bei noch ausgeschaltetem Strom so, dass auf dem Schirm ein Minimum im Zentrum erscheint. Die Stromstärke I wird ausgehend von diesem Zustand nun nach und nach erhöht, bis das jeweils nächste Minimum erreicht wird. Das Wertepaar aus der Nummer des Minimums und Stromstärke tragen wir in eine Tabelle ein. Anschließend führen wir denselben Versuch mit umgepolter Spannungsquelle erneut durch.

Aus *Formel 3.2.1* und *Formel 3.2.2* folgt dann für verschiedene Stromwertwerte:

$$\Delta l = m \cdot \frac{\lambda}{2} = c_{\text{mag}} \cdot N_{\text{Spule}} \cdot I \Leftrightarrow \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot N_{\text{Spule}}} = c_{\text{mag}} \cdot I \quad \text{Formel 3.1.1A}$$

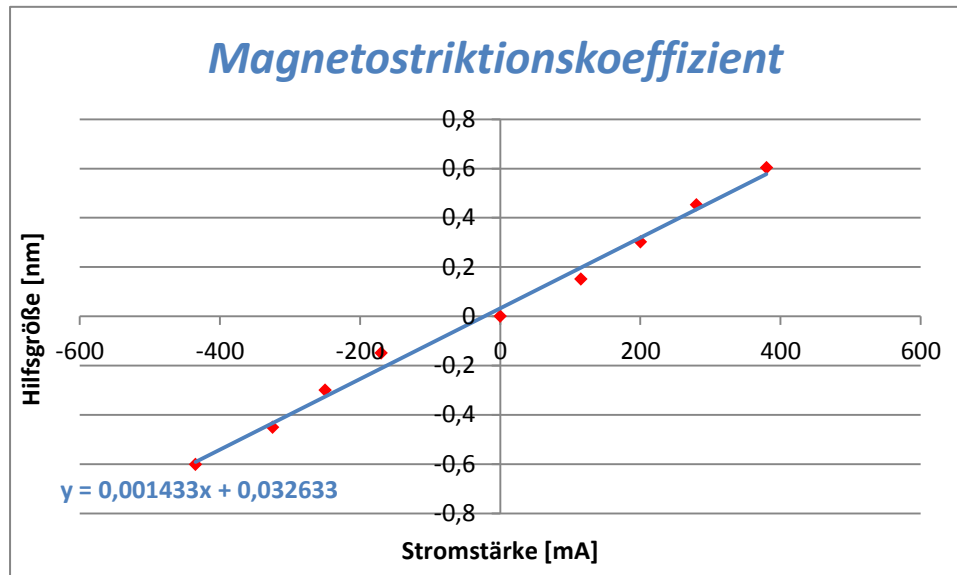
Günstiger Weise tragen wir im Anschluss die hier auftauchende Hilfsgröße auf der linken Gleichungsseite über der Stromstärke auf. Damit kann die gesuchte Konstante dann direkt aus der Steigung ermittelt werden. Für die Wellenlänge λ verwenden wir natürlich das Ergebnis aus dem vorausgegangenen Aufgabenteil.

3.2 Versuchsauswertung

Für die Stromstärke und die eingeführte Hilfsgröße ergaben sich folgende Werte:

Minimum m	Stromstärke [mA]	Hilfsgröße [nm]
-4	- 435	- 0,6020
-3	- 325	- 0,4515
-2	- 250	- 0,3010
-1	- 170	- 0,1505
0	0	0
1	115	0,1505
2	200	0,3010
3	280	0,4515
4	380	0,6020

Zur Bestimmung der gesuchten Konstante tragen wir die Werte in ein Diagramm ein:



Über die Steigung der Regressionsgerade erhalten wir unsere gesuchte Größe:

$$c_{mag} = 1,433 \cdot 10^{-9} \frac{m}{A}$$

Als Abschluss dieses Versuchs sollen nun auch an dieser Stelle wieder die Fehlergrenzen des oben experimentell ermittelten Zahlenwerts des Magnetostruktionskoeffizienten bestimmt werden. Hierzu berechnen wir wieder die statistische und die systematische Abweichung separat voneinander.

Allgemein folgt für den statistischen Fehler der Steigung auf Basis der Regressionsgerade:

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - b - m \cdot x_i)^2}{n - 2}} \cdot \sqrt{\frac{n}{n \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2}}$$

Formel 3.2.1A

Auf das genaue Zustandekommen dieser Gleichung sei an dieser Stelle nicht weiter eingegangen. Es sei nur so viel gesagt, dass sie aus der Minimierung des Fehlerquadrates resultiert. Da die Auswertung dieser Formel zudem für eine große Anzahl n an Messwerte äußerst kompliziert wird, lassen wir uns das Ergebnis direkt über die RGP-Matrix-Funktion von Microsoft EXCEL ausgegeben.

Dabei erhalten wir für den statistischen Fehler folgenden Wert:

$$\sigma_{c_{mag,stat}} = \pm 0,048 \cdot 10^{-9} \frac{m}{A}$$

Ausgangspunkt für den systematischen Fehler ist die Formel 3.1.1A:

$$c_{mag} = \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot I \cdot N_{Spule}}$$

Formel 3.2.2A

Nach dem arithmetischen Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Formel 2.2.2A ergibt sich dann:

$$\sigma_{c,syst} = \left| \frac{\lambda}{2 \cdot I \cdot N_{Spule}} \right| \cdot \Delta m + \left| \frac{m}{2 \cdot I \cdot N_{Spule}} \right| \cdot \Delta \lambda + \left| \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot I^2 \cdot N_{Spule}} \right| \cdot \Delta I$$

Für die Angabe der Einzelfehler Δx_j der Messgrößen ergeben sich hierbei folgende Kriterien:

- **Hell-Dunkel-Durchgänge:** Da es auch hier prinzipiell möglich ist, dass man sich beim Bestimmen der Hell-Dunkel-Durchgänge m verzählt hat, gehen wir wieder von einem Fehler von ± 1 aus.
- **Wellenlänge:** Den Fehler für die Wellenlänge haben wir im vorausgegangenen Versuch durch einen Wert von $\pm 34\text{nm}$ festgesetzt.
- **Stromstärke:** Die Messgenauigkeit analoger Amperemeter berechnet sich in aller Regel aus dem Zwanzigstel des Messbereiches. In diesem Fall wären dies dann $\pm 5\text{mA}$.
- **Windungszahl:** Da aus der Literaturliste keine Angabe für die Genauigkeit der Windungszahl folgt, nehmen wir diese Größe im Weiteren als fehlerunbehaftet an.

Für den systematischen Fehler ergibt sich dann ein Wert von:

$$\sigma_{c_{mag,syst}} = \pm 0,682 \cdot 10^{-9} \frac{m}{A}$$

Insgesamt folgt dann für die endgültige Angabe des gesuchten Wertes:

$$c_{mag} = (1,433 \pm 0,048 \pm 0,682) \cdot 10^{-9} \frac{m}{A}$$

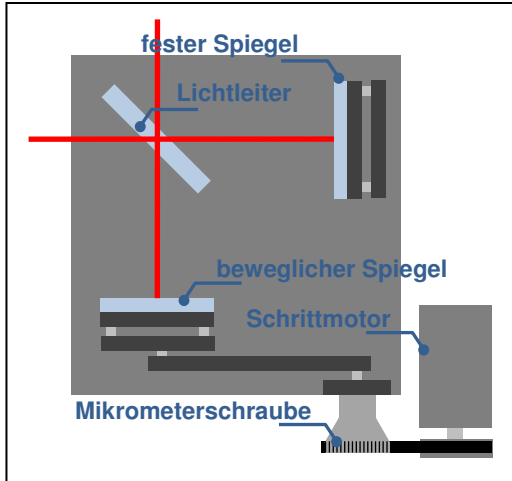
Anhand der hier experimentell bestimmten und berechneten Werte sehen wir also, dass die Längenänderung in Folge der Magnetisierung nur äußerst gering ausfällt. Einen genauen Theoriewert für die hier ermittelte Kenngröße c_{mag} konnten wir auch nach längerer Suche nicht finden. Trotzdem können wir ausgehend von der erhaltenen Größenordnung auf eine mehr oder weniger gelungene Messung schließen.

Bemerkung: Was mittels der interferometrischen Längenbestimmung nicht festgestellt werden konnte, war das Vorzeichen der Längenänderung. In mehreren Lehrbüchern wird für Nickel von einer Kontraktion gesprochen, für z.B. Eisen hingegen von einer Relaxation.

4 Michelson-Interferometer: Optischer Dopplereffekt

4.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Als letzten Versuch im Bereich der Interferometrie wollen wir nun den Dopplereffekt anhand von Lichtwellen untersuchen. Hierzu versehen wir den beweglichen Spiegel mit einem Schrittmotor, dessen Geschwindigkeit uns vorerst noch unbekannt ist. Unsere Aufgabe besteht entsprechend den Erklärungen aus der Vorbereitung nun darin die Geschwindigkeit über die Effekte des optischen Dopplereffekts zu bestimmen.



In der Vorbereitung ergab sich nach *Formel 3.4.7*:

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

Formel 4.1.1A

Hiernach können wir also beispielsweise das Zeitintervall Δt messen, indem eine feste Anzahl m von Hell-Dunkel-Durchgängen auf dem Schirm beobachtet werden können. Die Zeitmessung erfolgt hierbei mit einer digitalen Stoppuhr.

Um die Geschwindigkeit im Nachhinein auf deren Richtigkeit zu überprüfen, notieren wir uns zusätzlich die an der Mikrometerschraube angezeigte abgelaufenen Spiegelstrecke.

4.2 Versuchsauswertung

Für 30 Hell-Dunkel-Durchgänge erhalten wir folgende Zeiten und Spiegelstrecken:

	Zeit [s]	Strecke [μm]	Geschwindigkeit v_1 [nm/s]	Geschwindigkeit v_2 [nm/s]
1	31,15	10,0	321,03	289,89
2	29,77	10,0	335,91	303,33
3	28,78	9,0	312,72	313,76
4	26,30	9,0	342,21	343,35
Mittelwert:			327,97	312,58

Hierbei ist die erste Geschwindigkeit v_1 der direkte Quotient aus Strecke und Zeit, die zweite Geschwindigkeit v_2 ist hingegen auf *Formel 4.1.1A* zurückzuführen.

Ausgehend von den obigen Werten, soll nun auch an dieser Stelle wieder eine ausführliche Fehlerrechnung für beide Berechnungsarten durchgeführt werden.

Für die statistischen Fehler erhalten wir aus *Formel 2.2.1A* die Werte:

$$\sigma_{v_1,stat} = \pm 6,88 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$$

$$\sigma_{v_2,stat} = \pm 11,36 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$$

Die statistischen Fehler wären damit bestimmt. Der zweite Fehlerterm, der systematische Fehler, wird auch hier wiederholt über das arithmetische Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmt.

Für die beiden Berechnungsarten ergibt sich wieder nach *Formel 2.2.2A*:

$$\sigma_{v_1,syst} = \left| \frac{1}{\Delta t} \right| \cdot \Delta s + \left| \frac{s}{\Delta t^2} \right| \cdot \Delta t$$

Formel 4.2.1A

$$\sigma_{v_2,syst} = \left| \frac{\lambda}{2 \cdot \Delta t} \right| \cdot \Delta m + \left| \frac{m}{2 \cdot \Delta t} \right| \cdot \Delta \lambda + \left| \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot \Delta t^2} \right| \cdot \Delta t$$

Formel 4.2.2A

Für die Fehlereinflüsse ergeben sich hierbei folgende zu berücksichtigende Faktoren:

- **Hell-Dunkel-Durchgänge:** Da es auch hier prinzipiell möglich ist, dass wir uns beim Bestimmen der Hell-Dunkel-Durchgänge m verzählt haben, gehen wir wieder von einem Fehler von ± 1 aus.
- **Wellenlänge:** Den Fehler für die Wellenlänge haben wir weiter oben bereits mit einen Wert von $\pm 34\text{nm}$ festgesetzt.
- **Zeit:** Die Zeitmessung erfolgte hier mit Hilfe einer digitalen Stoppuhr. Die Genauigkeit dieser Geräte liegt in der Regel bei $\pm 0,01\text{s}$.
- **Strecke:** Auch hier wurde die Spiegelstrecke wieder direkt an der Mikrometerschraube abgelesen. Wie schon weiter oben ergibt sich dann eine Genauigkeit von $\pm 0,5\mu\text{m}$.

Für die systematischen Fehler ergeben sich dann Werte von:

$$\sigma_{v_1, \text{ syst}} = 17,42 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$$

$$\sigma_{v_2, \text{ syst}} = 28,12 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$$

Wir sehen hier, dass die indirekte Messung der Geschwindigkeit v_2 über die *Formel 4.1.1A* zu einem deutlich größeren systematischen Fehler führt. Als Ursache hierfür ist vor allem die größere Anzahl an Messwerten und somit größere Zahl an Fehlerquellen zu nennen.

Insgesamt folgt für die endgültige Angabe der beiden Werte:

$$v_1 = (327,97 \pm 6,88 \pm 17,42) \frac{\text{nm}}{\text{s}}$$

$$v_2 = (312,58 \pm 11,36 \pm 28,18) \frac{\text{nm}}{\text{s}}$$

Die auf zwei unterschiedliche Arten experimentell bestimmten Werte für die Spiegelgeschwindigkeit überschneiden sich also in einem großen Intervall. Es konnte somit gezeigt werden, dass auch für Lichtwellen Effekte auftreten, die auf den Dopplereffekt zurückzuführen sind.

Für Geschwindigkeitsbestimmungen im oberen Nanometerbereich ist die interferometrische Bestimmung somit durchaus geeignet.

5 Michelson-Interferometer: Akustischer Dopplereffekt

5.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Zu guter Letzt soll nun auch das uns vertrautere akustische Analogon zum Dopplereffekt phänomenologisch untersucht werden. Hierzu wird eine Stimmgabel angeschlagen und zunächst nur auf das Ohr zu bzw. vom Ohr weg bewegt.

Anschließend führen wir selbigen Versuch nochmals mit einer vorgehaltenen Wand durch um das Auftreten der Schwebung, die für obige Betrachtung ausschlaggebend war, zu beobachten.

5.2 Versuchsauswertung

Bewegte sich die Stimmgabel (Sender) auf unser Ohr (Empfänger) zu, so beobachteten wir eine deutliche Frequenzerhöhung, im umgekehrten Fall entsprechend eine deutliche Frequenzminderung.

Die auftretende Schwebung konnte unter den herrschenden Bedingungen nur äußerst schwach und lediglich im Abgang der Schwingung akustisch wahrgenommen werden. Trotzdem wurden unsere Vermutungen zusammen mit dem optischen Pendant im Großen und Ganzen vollständig bestätigt.

6 Faraday-Effekt: Intensitätsmodulation

6.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Entsprechend den Beschreibungen aus der Vorbereitung wollen wir nun mit Hilfe des Faraday-Effekts den Laserstrahl modulieren und damit ein Signal über eine gewisse Distanz übertragen.

Hierzu propagiert ein mit einer Spule umschlossener Bleisilikatstab mit der linear polarisierten Laserwelle, was bei Anlegen eines magnetischen Feldes zu einer Drehung der Polarisations Ebene führen wird. Nach Verlassen des Bleisilikatstabes trifft die gedrehte Welle auf einen Polarisationsfilter, der vorab so eingestellt wird, dass ohne Spulenstrom die maximale Intensität durch den Polarisationsfilter gelangen kann. Wird im Folgenden durch Variation des Spulenstroms nun die Polarisationsrichtung verdreht, so kann durch den Polarisationsfilter nur noch ein gewisser, vom Spulenstrom abhängiger Intensitätsanteil passieren. Diesen Anteil wollen wir mittels eines NF-Verstärkers, der einen internen Lautsprecher besitzt, akustisch hörbar machen. Die Variation des Spulenstromes erfolgt hierbei über einen MP3-Player oder ersatzweise auch über einen Funktionengenerator.

6.2 Versuchsauswertung

Schlossen wir den MP3-Player an die Spule an, so konnte keine Modulation durchgeführt werden. Allem Anschein nach war das ausgegebene Signal für diesen Zweck einfach zu schwach. Bei Anschluss des Funktionengenerators konnten hingegen einzelnen Frequenzen mittels des Laserstrahls übertragen werden. Wegen der Trägheit der Spule wurden hierbei vor allem die hohen Frequenzen spürbar unterdrückt.

7 Faraday-Effekt: Bestimmung der Verdet'schen Konstante

7.1 Versuchsaufbau und -durchführung

In einem ähnlichen Versuchsaufbau wie im vorausgegangenen Versuch wollen wir nun die Verdet'sche Konstante, d.h. das spezifische Drehvermögen von Bleisilikat, bestimmen. Kleinere Abänderungen ergeben sich lediglich bei der Betriebsspannung der Spule. Diese wird im Folgenden über eine Spannungsquelle von Hand geregelt. Vorab wird auch hier wieder der Polarisationsfilter so eingestellt, dass auf dem Schirm das Intensitätsmaximum erreicht wird.

Bei Erhöhung des Spulenstroms wird der Polarisationsfilter nun jeweils so gedreht, dass im Anschluss darauf wieder der Zustand eines Intensitätsmaximums auf dem Schirm eingenommen wird. Den jeweiligen nötigen Drehwinkel δ notieren wir uns in Abhängigkeit vom jeweiligen Spulenstrom. Der Versuch wird auch hier für beide Stromrichtungen durchgeführt.

Aus der Vorbereitung folgt aus Formel 4.3.1 für Verdet'sche Konstante V :

$$V = \frac{\delta}{B \cdot l_0}$$

Formel 7.1.1A

Weiter gilt für die magnetische Flussdichte B einer langen Spule:

$$B = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I}{L_{\text{Spule}}}$$

Formel 7.1.2A

Da wir auch hier wieder die gesuchte Konstante aus der Geradensteigung bestimmen, folgt:

$$\delta = V \cdot \mu_0 \cdot N \cdot I$$

Formel 7.1.3A

Das Produkt aus Windungszahl, Spulenstrom und μ_0 definieren wir uns hier als Hilfsgröße um den linearen Zusammenhang möglichst einfach aufzeigen zu können.

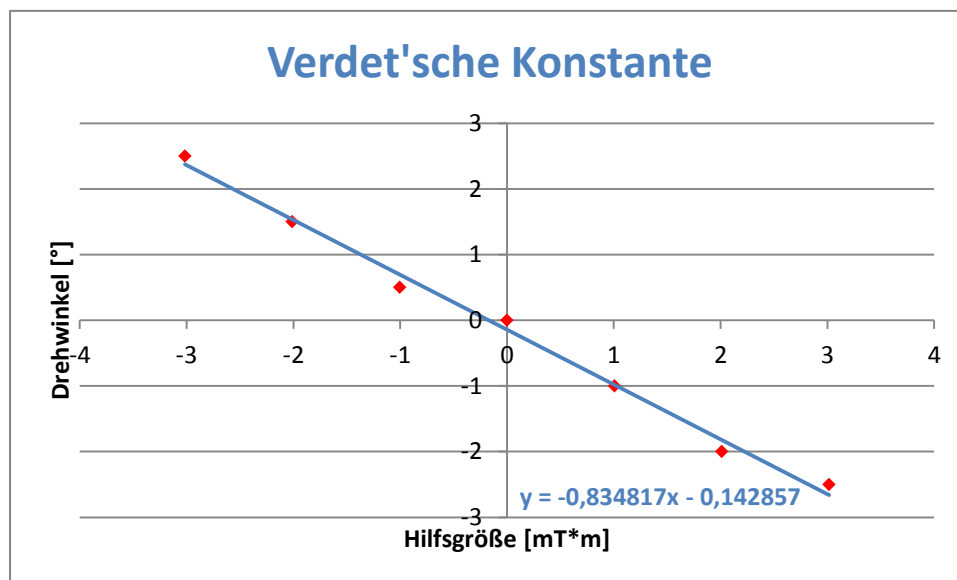
7.2 Versuchsauswertung

Für mehrere Versuchsdurchgänge erhalten wir die folgende Messreihe:

Stromstärke [A]	Drehwinkel [°]	Hilfsgröße [mT·m]
-3	2,5	- 3,016
-2	1,5	- 2,011
-1	0,5	- 1,005
0	0,0	0,000
1	- 1,0	1,005
2	- 2,0	2,011
3	- 2,5	3,016

Die Vorzeichen der Winkel wurden hierbei im mathematischen Sinne gewählt. Mussten wir den Polarisator bei Blick in Richtung der Laseraustrittsöffnung im Gegenuhrzeigersinn drehen, so entspricht dies einem positiven Winkel. Der andere Fall dementsprechend einem negativen Winkel. Die Wahl dieser Regel ist zudem von dem Gesichtspunkt aus interessant, da über diese Definition auch die Drehrichtung bei optisch aktiven Materialien gegeben ist.

Eingetragen in ein Diagramm ergibt sich dann der folgende Zusammenhang:



Über die Steigung der Regressionsgerade erhalten wir unsere gesuchte Größe:

$$V = -834,82 \frac{^\circ}{T \cdot m}$$

Das negative Vorzeichen dieser Größe braucht uns an dieser Stelle nicht weiter zu stören. Es resultiert lediglich aus der willkürlichen Definition der Stromrichtung, die für die jeweiligen Versuchsdurchgänge verwendet wurden.

Im Folgenden wollen wir nun auch für diesen Wert die dazugehörigen statistischen und systematischen Fehlerabweichungen berechnen.

Ausgehend von *Formel 3.2.1A* berechnet uns EXCEL einen statistischen Fehler von:

$$\sigma_{V,stat} = \pm 30,74 \frac{^\circ}{T \cdot m}$$

Für die Berechnung des systematischen Fehlers ziehen wir auch an dieser Stelle wieder die Gesetzmäßigkeiten der arithmetischen Fehlerfortpflanzung heran.

Nach *Formel 2.2.2A* ergibt sich dann ausgehend von *Formel 7.1.3A*:

$$\sigma_{V,syst} = \left| \frac{1}{\mu_0 \cdot N \cdot I} \right| \cdot \Delta\delta + \left| \frac{\delta}{\mu_0 \cdot N \cdot I^2} \right| \cdot \Delta I \quad \text{Formel 7.2.1A}$$

Für die einzelnen Fehlereinflüsse ergeben sich folgende zu berücksichtigende Faktoren:

- **Winkel:** Beim Einstellen des Intensitätsmaximums, sowie dem Ablesen des jeweiligen Winkels halten wir einen Fehler von $\pm 0,5^\circ$ für angebracht.
- **Stromstärke:** Wie schon weiter oben gehen wir auch bei dieser Strommessung wieder von einer Abweichung von 5% aus. Beim Messbereich von 1A wären dies dann $\pm 50\text{mA}$.
- **Permeabilität:** Da die Permeabilitätskonstante über die Kreiszahl Pi definiert ist, gehen wir an dieser Stelle von einem vernachlässigbaren Fehler aus.
- **Windungszahl:** Da auch bei dieser Spule wieder keine Angabe zur Genauigkeit der Windungszahl angegeben ist, soll auch deren Genauigkeit für den systematischen Fehler aus Acht gelassen werden.

Für den systematischen Fehler ergibt sich so ein Wert von:

$$\sigma_{V,syst} = \pm 281,35 \frac{^\circ}{T \cdot m}$$

Somit folgt also für die Endangabe der Verdet'schen Konstante:

$$V = (-834,82 \mp 30,74 \mp 281,35) \frac{^\circ}{T \cdot m}$$

Da uns auch hier wieder kein Theoriewert bekannt ist, können wir das erhaltene Ergebnis wieder nur qualitativ einschätzen. Wir sehen wohl, dass eine nennenswerte Drehung der Polarisationsebene einer relativ großen magnetischen Feldstärke bedarf.

8 Pockels-Effekt: Intensitätsmodulation

8.1 Versuchsaufbau und -durchführung

An dieser Stelle wollen wir nun auch eine Intensitätsmodulation mit Hilfe des Pockels-Effekts durchführen. Hierzu ersetzen wir das Faraday-Modul durch die entsprechende Pockels-Zelle, die mit einem zusätzlichen Linsensystem zur Konzentrierung des Laserstrahls auf den Lithiumniobat-Kristall ausgestattet wird.

Am Plattenkondensator der Pockels-Zelle können wir nun wieder einen MP3-Player oder den Funktionengenerator anschließen und wie schon weiter oben hiermit eine Drehung der Polarisationsebene und mittels des Polarisationsfilters schließlich eine Modulation der Intensität bewirken. Auch hier wird die modulierte Intensität erneut mit dem NF-Verstärker aufgefangen.

8.2 Versuchsauswertung

Wie schon bei der Intensitätsmodulation mittels des Faraday-Effekts konnte auch hier wieder kein zufriedenstellendes Ergebnis erzielt werden. Die Modulation mittels MP3-Player konnte wegen der nur schwachen Ausgangsleistung erneut zu keinem hörbaren Effekt führen. Der Funktionsgenerator hingegen führte ebenfalls nur zu einem minimal hörbaren Signal am NF-Verstärker. Insgesamt konnte das Ziel über den Faraday-Effekt also besser erlangt werden.

9 Pockels-Effekt: Bestimmung der Pockels-Konstante

9.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Zu guter Letzt wollen wir nun noch die Proportionalitätskonstante k zwischen der Differenz zwischen den beiden Brechzahlen senkrecht und parallel zur optischen Achse und dem von außen an die Pockels-Zelle angelegten elektrischen Feld bestimmen.

Hierzu hatten wir in der Vorbereitung den Zusammenhang in *Formel 4.5.4* hergeleitet:

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

Formel 9.1.1A

Da uns die Abmessungen der Pockels-Zelle sowie des Plattenkondensators bekannt sind, bleibt uns im Versuch lediglich die Bestimmung der Halbwellenspannung U_{HW} , d.h. derjenigen Spannung bei der sich die Pockels-Zelle wie ein Halbwellenplättchen verhält.

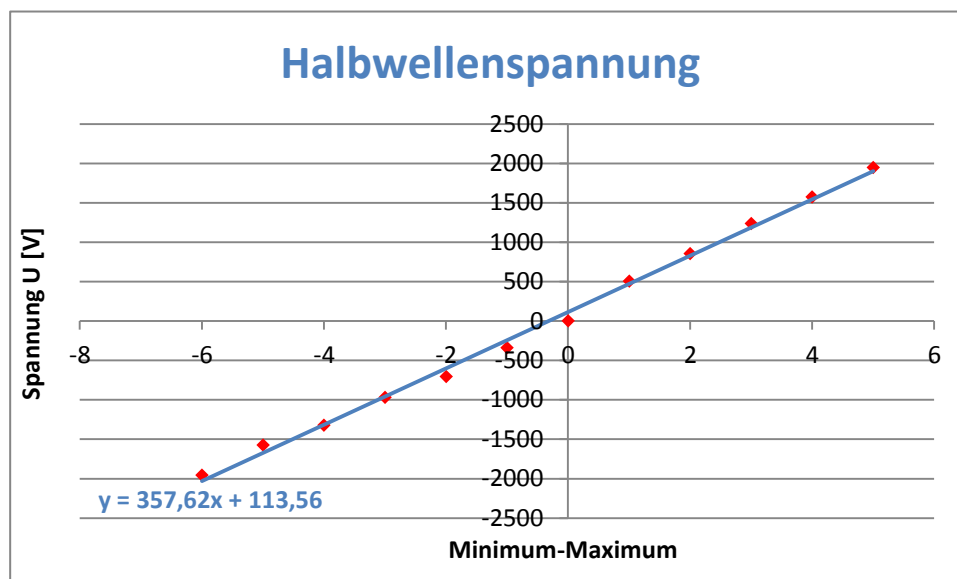
Wie in der Vorbereitung angedeutet, bestimmen wir hierzu die nötigen Spannungen am Plattenkondensator, um einen Wechsel zwischen Intensitätsminimum und -maximum zu erzeugen. Die Wechsel werden jeweils nummeriert. Durch Auftragung der nötigen Spannungswerte über dieser Nummerierung können wir die Halbwellenspannung direkt aus der Steigung der entstehenden Regressionsgeraden bestimmen. Auch hier sollen wieder beide Polaritäten der Kondensatorspannung untersucht werden.

9.2 Versuchsauswertung

Entsprechend der Erklärung erhalten wir also folgende Spannungswerte:

Minimum-Maximum	Spannung [V]	Minimum-Maximum	Spannung [V]
- 6	- 1958	0	0
- 5	- 1579	1	504
- 4	- 1325	2	850
- 3	- 973	3	1232
- 2	- 709	4	1570
- 1	- 341	5	1946

Zur Bestimmung der Halbwellenspannung ergibt sich so untenstehendes Diagramm:



Anhand der Steigung erhalten wir schließlich für die Halbwellenspannung:

$$U_{HW} = 357,62 \text{ V}$$

Aus der Abweichung der Geradensteigung folgt für den statistischen Fehler:

$$\sigma_{U_{HW},stat} = \pm 6,20 \text{ V}$$

Mit Hilfe der bestimmten Halbwellenspannung folgt aus Formel 9.1.1A:

$$k = 0,84 \cdot 10^{-10} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Dieser statistische Fehler der Halbwellenspannung U_{HW} pflanzt sich nun auf die Genauigkeit der gesuchten Pockels-Konstante k fort. Zur Berücksichtigung dieses Verhaltens betrachten wir im Folgenden das sogenannte Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz.

Dieses wird durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\sigma_{f,stat} = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \cdot \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \cdot \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \cdot \sigma_{x_n}^2} \quad \text{Formel 9.2.1A}$$

Da einziger statistischer Fehler auf die Halbwellenspannung zurückzuführen ist, folgt:

$$\sigma_{k,stat} = \sqrt{\left(\frac{\lambda_0 \cdot d}{2 \cdot s \cdot U_{HW}^2}\right)^2 \cdot \sigma_{U_{HW}}^2} = \left(\frac{\lambda_0 \cdot d}{2 \cdot s \cdot U_{HW}^2}\right) \cdot \sigma_{U_{HW}} \quad \text{Formel 9.2.2A}$$

Somit ergibt sich für den statistischen Fehler der Pockels-Konstante:

$$\sigma_{k,stat} = \pm 0,01 \cdot 10^{-10} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Der statistische Fehler wäre damit bestimmt. Der zweite Fehlerterm, der systematische Fehler, wird auch hier wieder unter Hinzunahme des arithmetischen Fehlerfortpflanzungsgesetzes bestimmt.

Hierbei ergibt sich ein systematischer Fehler nur aus über den Fehler der Wellenlänge:

$$\sigma_{k,syst} = \left| \frac{d}{2 \cdot s \cdot U_{HW}} \right| \Delta \lambda$$

Mit dem berechneten Fehler der Wellenlänge von $\pm 34 \text{ nm}$ folgt:

$$\sigma_{k,syst} = \pm 0,05 \cdot 10^{-10} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Schlussendlich erhalten wir damit für die Pockels-Konstante:

$$k = (0,84 \pm 0,01 \pm 0,05) \cdot 10^{-10} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Da uns auch hier wieder keinerlei theoretische Angaben zu etwaigen Werten für diese Konstante zur Verfügung stehen, bleibt eine genaue Einordnung dieser experimentell bestimmten Größe leider aus.

Lediglich der pauschale Schluss, dass der Effekt auch hier nur sehr schwach und für große Spannungen sichtbar wird, kann von uns aus dem Ergebnis gezogen werden.

10 Optische Aktivität (Saccharimetrie)

10.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Im letzten Versuch wollen wir nun, wie in der Vorbereitung beschrieben, das optische Drehvermögen zweier unterschiedlicher Zuckerlösungen untersuchen. Dabei wollen wir die Abhängigkeit sowohl vom Propagationsweg d des Lasers in der Lösung als auch von der Konzentration k untersuchen.

Allgemein galt für den Drehwinkel nach *Formel 5.1.1* der lineare Zusammenhang:

$$\delta = [\delta] \cdot k \cdot d$$

Formel 10.1.1A

Zur Bestimmung des optischen Drehvermögens $[\delta]$ ist es also ratsam den Drehwinkel δ über einer Hilfsgröße aufzutragen, die sich aus dem Produkt der Konzentration k und dem Propagationsweg d zusammensetzt. Zur genauen Bestimmung des Drehwinkels nutzen wir uns auch hier wieder die Funktion des Polarisationsfilters aus, der stets so gedreht wird, dass auf dem Schirm die minimale Intensität auftrifft.

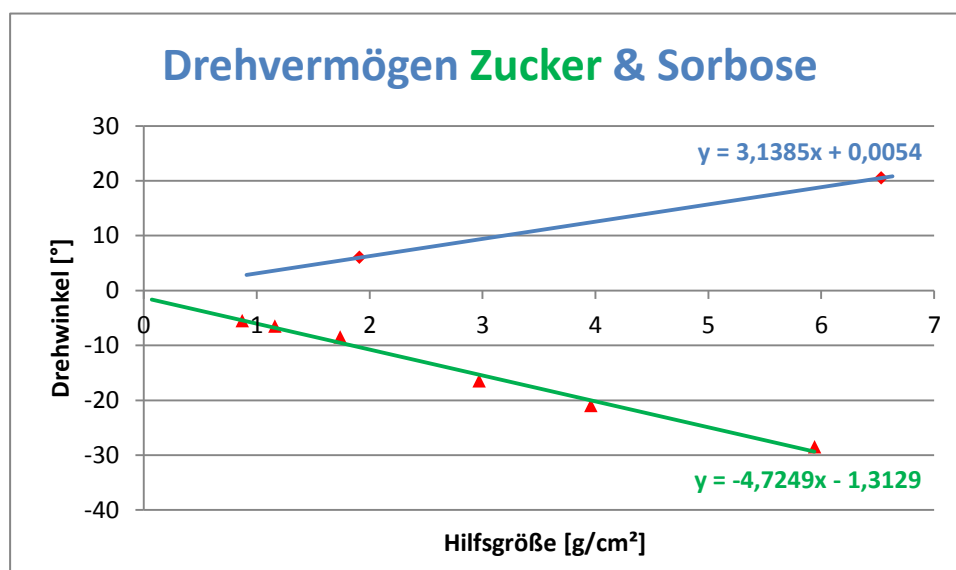
10.2 Versuchsauswertung

Nach Durchführung aller Versuche erhalten wir die folgenden Messreihen:

Lösung	Länge [mm]	Konzentration [g/cm ³]	Hilfsgröße [g/cm ²]	Drehwinkel [°]
Zucker	58	0,30	1,74	- 8,5
	198	0,30	5,94	- 28,5
	58	0,20	1,16	- 16,5 (- 6,5)
	198	0,20	3,96	- 21,0
	58	0,15	0,87	- 5,5
	198	0,15	2,97	-16,5
Sorbose	58	0,33	1,91	6,0
	198	0,33	6,53	20,5

Die Definition des Vorzeichens ergibt sich auch hier wieder anhand der mathematischen bzw. physikalischen Gesichtspunkte, die weiter oben schon erörtert wurden. Bei dem hier rot eingefärbten Messwert haben wir allem Anschein nach einen um 10° zu großen Winkel vom Winkelmesser abgelesen. Es wurde mit dem Wert in Klammern weitergerechnet.

Tragen wir den Drehwinkel beider Lösungen über die Hilfsgröße auf, so folgt:



Wir sehen anhand des Diagramms bzw. der Tabelle direkt, dass die Zuckerlösung optisch rechtsdrehend, die Sorboselösung hingegen optisch linksdrehend ist. Mit steigendem Propagationsweg d oder steigender Konzentration k nimmt der Drehwinkel δ in linearer Weise ebenfalls zu.

Für die optischen Drehvermögen beider Lösungen ergibt sich aus der Geradensteigung:

$$[\delta]_{\text{Zucker}} = -472,49 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3 \cdot \text{m}}$$

$$[\delta]_{\text{Sorbiose}} = 313,85 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3 \cdot \text{m}}$$

Leider konnte nach Recherche lediglich für den Haushaltszucker ein grober Literaturwert ausgemacht werden. Dabei ergibt sich in aller Regel eine Angabe für das optische Drehvermögen von ca. $665 \text{ } \frac{\text{g}}{\text{m} \cdot \text{cm}^3}$. Der Wert für die eher exotische Sorbose wird sich aber auch in dieser Größenordnung einordnen lassen. Zum Abschluss wollen wir uns deshalb auch ausschließlich auf eine ausführliche Fehlerrechnung für das Drehvermögen des Haushaltszuckers konzentrieren.

Für den statistischen Fehler der Geradensteigung ergibt sich direkt aus EXCEL:

$$\sigma_{[\delta],\text{stat}} = \pm 23,71 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3 \cdot \text{m}}$$

Ausgehend von Formel 10.1.1A ergibt sich nach der arithmetischen Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{[\delta],\text{syst}} = \left| \frac{1}{k \cdot d} \right| \cdot \Delta\delta + \left| \frac{\delta}{k^2 \cdot d} \right| \cdot \Delta k$$

Die einzelnen Teilfehler ergeben sich entsprechend folgender Aspekte:

- **Winkel:** Beim Einstellen des Intensitätsmaximums, sowie dem Ablesen des jeweiligen Winkels halten wir einen Fehler von $\pm 0,5^\circ$ für angebracht.
- **Konzentration:** Da die Konzentration der Zuckerlösung von uns selbst angerührt wurde, gehen wir hier von einer systematischen Abweichung von $\pm 0,03 \text{ g/cm}^3$ aus.
- **Behälterlänge:** Wegen der fehlenden Angabe der Messgenauigkeit bei der Bestimmung der Behältergröße wollen wir diesen Fehler an dieser Stelle wieder vernachlässigen.

Für den systematischen Fehler ergibt sich so ein Wert von:

$$\sigma_{[\delta],\text{syst}} = \pm 110,86 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3 \cdot \text{m}}$$

Schlussendlich ergibt sich dann für den Wert des optischen Drehvermögens von Zucker:

$$\sigma_{[\delta],\text{syst}} = (-472,49 \mp 23,71 \mp 110,86) \frac{\text{g}}{\text{cm}^3 \cdot \text{m}}$$

Den genannten Theoriewert für Haushaltszucker (Saccharose) von etwa $665 \text{ } \frac{\text{g}}{\text{m} \cdot \text{cm}^3}$ wurde bei unserem Versuch unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen also knapp verfehlt. Ursache hierfür kann zum Beispiel in der Vernachlässigung der Gefäßstruktur, der Umgebungstemperatur sowie den weiteren ebenfalls drehenden aber unbekanntem Inhaltsstoffen im verwendeten Leitungswasser liegen. Im Großen und Ganzen konnten die grundlegenden Gesichtspunkte der optischen Aktivität aber trotz alledem anschaulich aufgezeigt werden.