
Protokoll:

Michelson-Interferometer

Clemens Anschütz
Markus Pawellek

clemens.anschuetz@uni-jena.de
markuspawellek@gmail.com

Inhaltsverzeichnis

1 Aufgaben	1
2 Grundlagen	2
2.1 Interferenz und Kohärenz	2
2.2 Prinzip des Michelson-Interferometers	3
2.3 Interferenzen gleicher Neigung	4
2.4 Interferenzen gleicher Dicke	4
2.5 Fourierspektroskopie	5
3 Versuchsaufbau und Durchführung	7
3.1 Aufbau des Michelson-Interferometers	7
3.2 Aufbau des Fourier-Spektrometers	7
4 Messwerte und Auswertung	9
4.1 Michelson-Interferometrie	9
4.1.1 Fizeau-Streifen und Haidinger Ringe	9
4.1.2 Einlfuss der Glasplatte	10
4.1.3 Weißlichtinterferenz	10
4.1.4 Inhomogener Brechungsindex durch Wärme . .	11
4.2 Fourier-Spektroskopie	12
4.2.1 Parameter und Auflösevermögen	12
4.2.2 Spektrum LED- und Gaslaser	13
4.2.3 Spektrum Natrium- und Quecksilberdampflampe	14
4.2.4 Glühlampenspektrum und Detektorbandlücke .	15
4.2.5 Absorbtionsspektren von Wasser und Benzol .	17
5 Zusammenfassung	23
A Spektrum - Quecksilberdampflampe	25
B Absorptionsspektrum Wasser	26

1 Aufgaben

Ziele für das Michelson-Interferometer:

- Aufbau und Justierung des Michelson-Interferometers
- Erzeugung und Aufnahme von Interferenzen gleicher Dicke (Fizeau-Streifen) sowie gleicher Neigung (Haidinger Ringe)
- Einbringen einer zusätzlichen Glasplatte, Untersuchung und Aufnahme der Wirkung auf das Interferenzmuster. Eigenschaften der Platte ableiten
- Wirkung von inhomogenen Brechungsindex durch erwärmte Luft ermitteln

Ziele für das MIF als Fourier-Spektrometer:

- Aufnahme eines Ein- und Zweilinien Interferogramms, Ermittlung des Spektrums und Untersuchung der Abhängigkeit der Auflösung von verschiedenen Messparametern
- Einfluss der Spiegelverschiebung auf Interferogramm des HeNe-Lasers studieren
- Fourier-Spektren der Hg-Lampe mit verschiedenen Filtern und der Na-Lampe vermessen
- Spektrum einer Glühlampe in Abhängigkeit des Lampenstroms und des verwendeten Lichtsensors aufzeichnen
- Untersuchung der Absorbtionseigenschaften von Wasser und Benzol

2 Grundlagen

2.1 Interferenz und Kohärenz

Bringt man zwei Teilbündel der selben Lichtquelle zur Überlagerung (wie hinter einem Youngschen Doppelspalt) kommt es zur Addition der Feldstärken. Weisen beide Teilbündel die gleiche Polarisation auf, was im Normalfall ohne Bauelemente die die Polarisation beeinflussen zutrifft, so kommt es am Ort der Überlagerung zu Interferenzerscheinungen, wenn die Teilbündel eine Phasendifferenz φ besitzen. Da nur gleich polarisiertes Licht interferieren kann, wird die elektrische Feldstärke E im folgenden immer als skalare Größe behandelt.

$$E_1(t) = \hat{E}_1 \cos(\omega t), \quad E_2(t) = \hat{E}_2 \cos(\omega t + \varphi)$$

Für die Intensität der interferierenden Strahlen folgt dann:

$$\begin{aligned} \implies I &= \overline{[E_1(t) + E_2(t)]^2} \\ &= \hat{E}_1^2 \overline{\cos^2(\omega t)} + \hat{E}_2^2 \overline{\cos^2(\omega t)} \\ &\quad + 2\hat{E}_1 \hat{E}_2 \overline{\cos(\omega t) \cos(\omega t + \varphi)} \end{aligned}$$

Für den zeitlich gemittelten Anteil gilt nun:

$$\begin{aligned} \overline{\cos(\omega t) \cos(\omega t + \varphi)} &= \overline{\cos(\omega t) [\cos(\omega t) \cos \varphi - \sin(\omega t) \sin \varphi]} \\ &= \overline{\cos^2(\omega t) \cos \varphi} - \overline{\cos(\omega t) \sin(\omega t) \sin \varphi} \\ &= \frac{1}{2} \cos \varphi \\ \implies I &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \end{aligned}$$

Für gleiche Intensitäten $I_1 = I_2 = I_0$ kann die Formel vereinfacht werden:

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cos \varphi = 2I_0 (1 + \cos \varphi)$$

Voraussetzung für die Interferenz von Lichtstrahlen ist ihre Kohärenz. Zwei Teilwellen werden kohärent genannt, wenn sie über eine konstante Phasendifferenz in Beziehung stehen. Man unterscheidet räumliche und zeitliche Kohärenz. Die Kohärenzzeit t_{koh} ist die Spanne, in der sich die Phasendifferenz nicht ändert, bzw. genauer, in der sie sich um weniger als 2π ändert.

Jeden Wellenzug kann man als eine Überlagerung monochromatischer Schwingungen, also als seine Fouriertransformation darstellen:

$$E(\vec{r}, t) = \int_{f_0 - \Delta f/2}^{f_0 + \Delta f/2} \tilde{E}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

Nach den Regeln der Fouriertransformation ist ein Wellenzug nun zeitlich umso kürzer, je breiter sein Spektrum, d.h. je größer Δf ist. Da zwei Wellenzüge generell inkohärent sind, ist also die Kohärenzzeit t_{koh} maximal so lang wie ein Wellenzug. Es gilt der einfache Zusammenhang:

$$t_{\text{koh}} = \frac{1}{\Delta f}$$

Streng monochromatische Strahlung hat demnach als Fouriertransformierte einen Delta-Peak und eine unendliche Kohärenzzeit und -länge. Die Kohärenzlänge l_{koh} ergibt sich mit der Phasengeschwindigkeit c zu:

$$l_{\text{koh}} = c t_{\text{koh}}$$

2.2 Prinzip des Michelson-Interferometers

Wie in Abbildung 1 zu sehen, durchläuft das Licht im Michelson-Interferometer (MIF) ausgehend von der Quelle zunächst den Kollimator um dann auf einen 50/50-Strahlteiler zu treffen, der zwei Bündel möglichst gleicher Intensität zu den Spiegeln Spiegel 1 und Spiegel 2 führt. Je genauer die beiden Intensitäten übereinstimmen, desto größer ist der Kontrast zwischen Interferenzminimum und -maximum. Spiegel 2 ist verstellbar und somit kann die optische Wegdifferenz der beiden Teilstrahlen beliebig eingestellt werden. Nach erneuter Ablenkung durch den Strahlteiler gelangt der eine Teil der Lichtbündel zurück zur Quelle, der andere erreicht den Ausgang und wird über das Objektiv auf eine Fläche abgebildet. Je nach Art des Strahlteilers kann eine Kompensationsplatte in einem der beiden Strahlengänge erforderlich sein, um zu verhindern, dass nur einer der Teilstrahlen z.B. eine Strecke in Glas zurücklegt und so von vorneherein eine ungewollte Wegdifferenz aufweist. Beträgt die Spiegelverschiebung Δx weniger als die halbe Kohärenzlänge, so lassen sich auf dem Schirm je nach Stellung der Spiegel unterschiedliche Interferenzerscheinungen einstellen und beobachten.

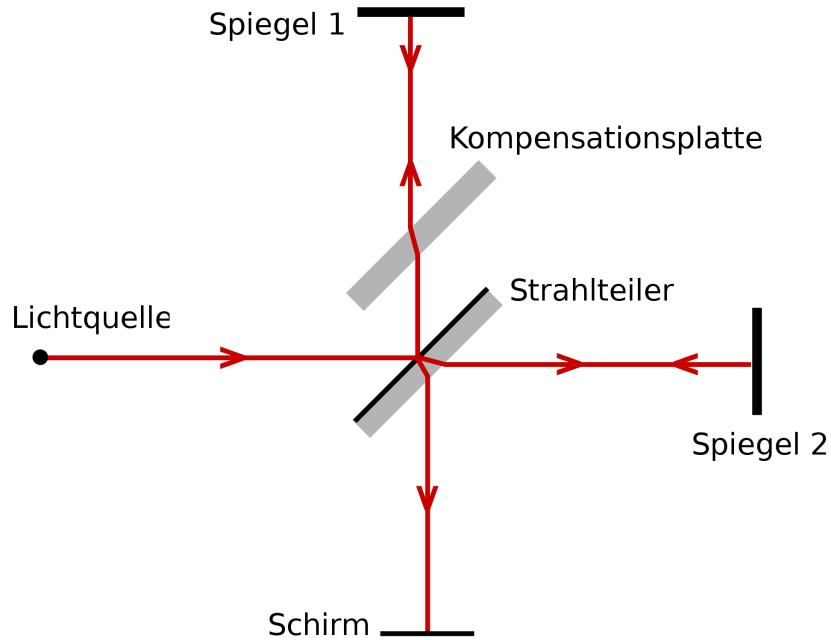


Abbildung 1: Schema zum Aufbau des verwendeten Michelson-Interferometers

Quelle:

https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/b/b0/Michelson_interferometer_white_light.svg/2000px-Michelson_interferometer_white_light.svg.png

2.3 Interferenzen gleicher Neigung

Bei idealen Bauteilen und idealer Justierung, d.h. plane Spiegel, keine Verzeichnung durch Linsen und Kollimator, exakt rechtwinklige Ausrichtung der Spiegel, homogenen Strahlenbündel usw. sind auf dem Schirm konzentrische Kreise zu erkennen, genannt Haidinger Ringe. Analog lassen sich zwei Lichtquellen L_1 und L_2 im Abstand $2\Delta x$ auf einer Achse vor dem Schirm betrachten. Maxima lassen sich nun an allen Stellen finden, wo die Phasendifferenz $\varphi = 2\pi$ beträgt, also der Wegunterschied gleich λ ist. Bei gleichmäßiger Erhöhung von Δx ziehen sich die Ringe zusammen, verringert man den Wegunterschied, quellen sie auseinander.

2.4 Interferenzen gleicher Dicke

Wenn beide Spiegel in etwa die gleiche Weglänge aufweisen, so kann man durch Verkippen des einen Interferenzen gleicher Dicke, sogenannte Fizeau-Streifen erzeugen. Die gleichen Muster treten bei zwei ebenen Wellen auf, die im Winkel α zusammenlaufen. Aus einfachen

geometrischen Überlegungen folgt für den Abstand a zwischen zwei Maxima auf dem Schirm:

$$a = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}$$

Die Gleichung berücksichtigt nur ebene Wellen und keine Skalierung durch abbildende Optik. Die Skalierung kann nachträglich z.B. durch vermessen der Bildgröße direkt nach dem Würfel oder durch Abmessen des Linsendurchmessers erfolgen.

2.5 Fourierspektroskopie

Wie unter 2.1 beschrieben gilt für die Intensität im Falle gleicher Strahlteilung:

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cos \varphi$$

Drücken wir die Phasendifferenz φ durch die zeitliche Verschiebung τ aus, erhalten wir

$$\varphi = \omega\tau$$

Die Intensität ist normalerweise über einen gewissen Frequenzbereich verteilt und lässt sich somit durch

$$I = \int_0^\infty i(\omega) d\omega$$

ausdrücken. Dabei stellt $i(\omega)$ die spektrale Leistungsdichte dar. Ziel einer jeden Spektroskopie ist es genau diese Funktion möglichst breit und hoch aufgelöst zu bestimmen. Aus allen drei Formeln folgt:

$$I(\tau) = 2 \int_0^\infty i(\omega) d\omega + 2 \int_0^\infty i(\omega) \cos \omega\tau d\omega$$

Der letzte Summand stellt hierbei die Cosinus-Fourier-Transformierte dar. Den Zusammenhang zur allgemeinen FT kann man durch die formale Forderung $I(\omega) = I(-\omega)$ herstellen:

$$\int_{-\infty}^\infty i(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega = \int_{-\infty}^\infty i(\omega) \cos \omega\tau d\omega$$

Das Interferogramm bildet somit die Fourier-Transformierte (FT) des Spektrums. Deutlich wird die am Beispiel der Na-Doppellinie. Zwei eng benachbarte Frequenz-Peaks im Frequenzraum sollten transformiert eine Schwebung ergeben. Das dies auch der Fall ist kann man in Abschnitt 4.2.1 sehen. Das ursprüngliche Spektrum kann nun durch eine FFT (Fast Fourier Transformation) numerisch berechnet werden. Vor allem zwei Faktoren limitieren Auflösevermögen und Genauigkeit der Fourier-Spektroskopie (FS). Zum einen muss man sehr genau auf Bruchteile von λ die Motorposition einstellen und bestimmen können. Aus diesem Grund verwenden wir im Versuch nur sehr kleine Motorgeschwindigkeiten. Zu dem wird die Messung an einem bekannten Referenzsignal eines Lasers kalibriert. Auch sieht man, das die FS vor allem im Bereich großer Wellenlängen, also im Infraroten sehr gute Ergebnisse liefert. Das Auflösevermögen wird jedoch vor allem durch die endliche Spiegelverschiebung begrenzt. Nach den Regeln der Fouriertransformation kann man für die Auflösung A abschätzen:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx \frac{2s_{\max}}{\lambda}$$

3 Versuchsaufbau und Durchführung

3.1 Aufbau des Michelson-Interferometers

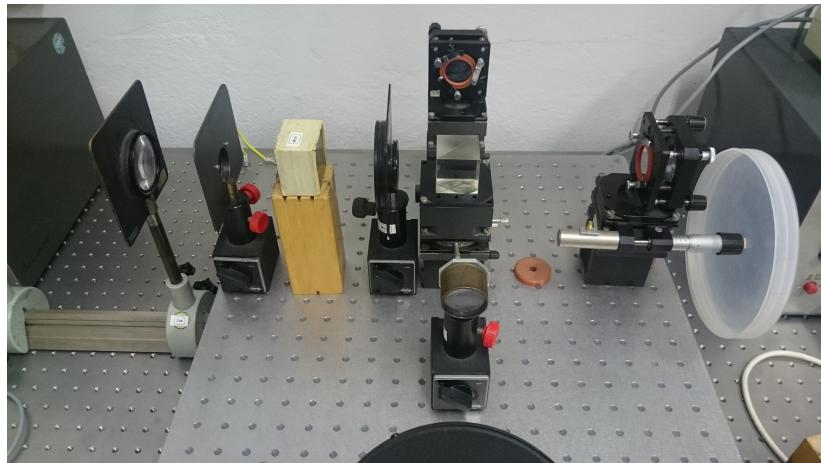


Abbildung 2: Montagetisch mit Versuchsaufbau des MIF

In Abbildung 2 ist der Aufbau des MIF zu sehen, wie er unter Abschnitt 2.2 beschrieben wurde. Als Lichtquelle können eine Hg-Dampflampe mit verschiedenen Filtern sowie eine herkömmliche Glühlampe verwendet werden. Spiegel 2 ist über eine Mikrometerschraube in x-Richtung zu verstellen, drei weitere Feingewindeschrauben sind für die Winkeleinstellung vorgesehen. Durch Verwendung des Strahlteilerwürfels entfällt die sonst notwendige Kompensationsplatte. Neben der direkten Möglichkeit zur Beobachtung durch Blicken in den Strahlteiler, kann der Strahl auch noch mittels einer weiteren Linse und eines Ablenkspiegels auf Papier abgebildet und abfotografiert werden.

3.2 Aufbau des Fourier-Spektrometers

Abbildung 3 zeigt alle Komponenten des Fourierspektrometers wie es im Versuch verwendet wurde. Links befindet sich die Lichtquelle. Als solche werden im Versuch Hg-Lampe, Na-Lampe, grüne LED, rote Laser-LED, Gas-Laser und Glühlampe verwendet. Zwischen Lampe und Kollimator können Filter oder Proben zur Absorption platziert werden. In der Mitte teilt ein halbdurchlässiger Spiegel den Strahl, kurz darüber ist die Kompensationsplatte zu finden. Spiegel 2 kann mittels einer Mikrometerschraube und den dahinter befindlichen Motor über den Computer gesteuert werden. Unter dem Strahlteiler be-

3 VERSUCHSAUFBAU UND DURCHFÜHRUNG

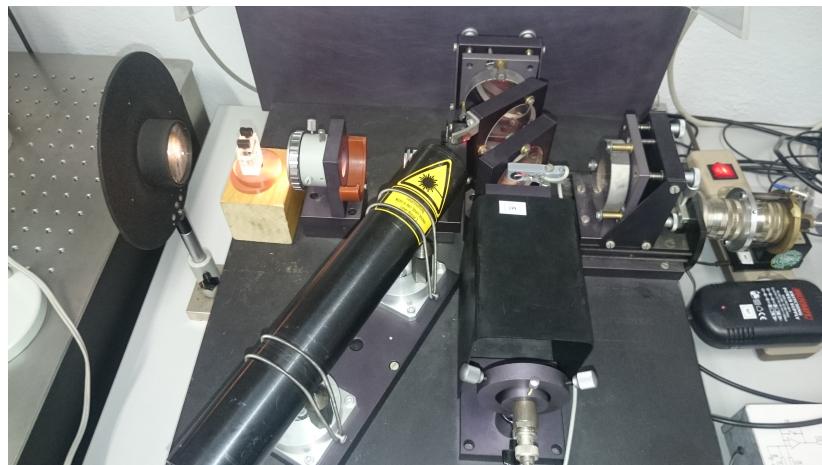


Abbildung 3: Komponenten des Fourier-Spekrometers mit geöffneter Abdeckklappe

findet sich eine Linse, die den Strahl auf den Detektor bündelt. Auf der Linse befindet sich der Detektor für das Laser-Referenzsignal. An diesem wird die Messung anschließend angepasst und kalibriert. Akkumulierung der Datenpunkte, Aufzeichnen des Interferogramms und Erstellen der zugehörigen FFT (Fast Fourier Transformation) werden von einem LabView-Programm erledigt. Es dient ebenfalls zum Ansteuern des Motors von Spiegel 2.

4 Messwerte und Auswertung

4.1 Michelson-Interferometrie

4.1.1 Fizeau-Streifen und Haidinger Ringe

Die Interferenzen gleicher Dicke wurden durch Verkippen von Spiegel 2 erzeugt. Dabei entstanden die horizontalen Streifen aus Abbildung 4a durch Drehung um die horizontale y -Achse senkrecht zur Verschiebungsrichtung x . Analog ließen sich die vertikalen Interferenzmuster durch Drehung um die Vertikale, also die z -Achse bilden. Während man bei den senkrechten Interferenzmuster von Abbildung 4b gerade Streifen erkennt, die zur Seite jedoch einen größeren Abstand aufweisen, sieht man die Streifen von Abbildung 4a in annähernd gleichem Abstand, jedoch verzerrt. Beides spricht in diesem Fall für eine Spiegelkrümmung einer der beiden Spiegel in z -Richtung.

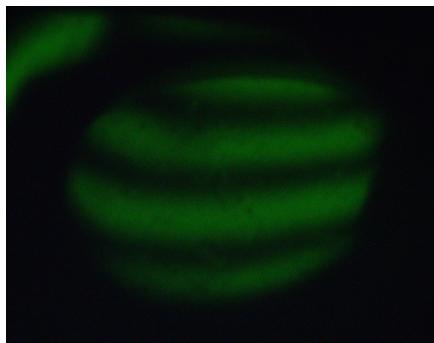
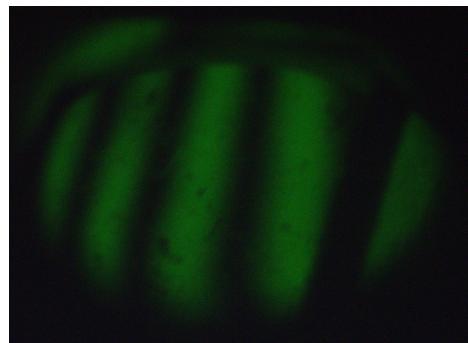
(a) Drehung um y -Achse(b) Drehung um z -Achse

Abbildung 4: Fizeau-Streifen durch Interferenz der grünen Hg-Dampflinie bei $\lambda = 546 \text{ nm}$

Mit Hilfe des Maxima-Abstandes und der unter 2.4 angegebenen Formel, kann man in etwa den Winkel der Verkippung ausrechnen. Um die Abstände zu normieren wird angenommen, dass das Bild nur durch die letzte Linse vergrößert wird und somit der ursprüngliche Durchmesser des Bildes gleich dem Linsendurchmesser ist, welcher im Versuch zu $D = 3 \text{ cm}$ bestimmt wurde. Im Durchschnitt beträgt der Streifenabstand der senkrechten Streifen dann in etwa $a = 0.75 \text{ cm}$.

$$\begin{aligned} \Rightarrow \quad \sin(\alpha/2) &= \frac{\lambda}{2a} = \frac{546 \text{ nm}}{2 \cdot 0.75 \text{ cm}} \approx 3.64 \cdot 10^{-5} \\ \Rightarrow \quad \alpha &\approx 7.3 \cdot 10^{-5} = 15'' \end{aligned}$$

Betrachtet man den zweit untersten horizontalen Streifen in Abbildung 4a dann beträgt die Höhendifferenz zwischen Mitte und Rand in etwa die gesamte Breite des Maximums. Folglich wird die Abweichung von der planen Fläche eines der beiden Spiegel auch in dem Bereich von λ also etwa $0.5 \mu\text{m}$ liegen.

Die Haidinger-Ringe konnten mit etwas Feingefühl zwar eingestellt werden und zeigten auch das unter 2.3 gezeigte Verhalten, ließen sich allerdings aufgrund des schwachen Kontrastes und der geringen Leuchtsstärke im Vergleich zu anderen Reflexen nicht durch die Kamera aufnehmen.

4.1.2 Einfluss der Glasplatte

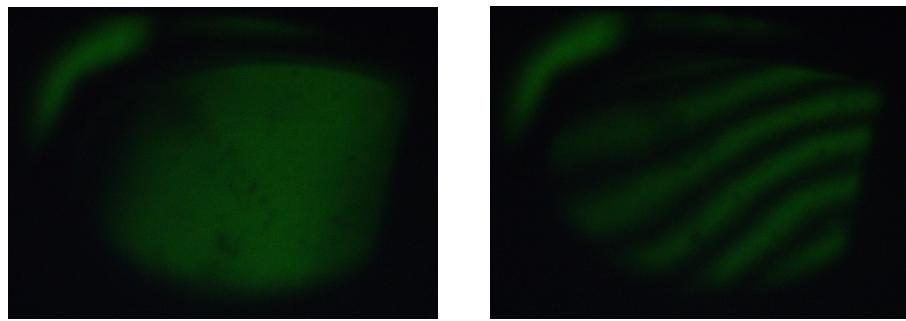
Das MIF findet auch Anwendung bei der Bewertung der Güte optischer Bauteile. Als Beispiel wurde hier der Einfluss einer scheinbar planparallelen Glasplatte auf die Interferenzmuster untersucht. Dazu stellten wir zunächst eine möglichst geringe Spiegelverschiebung ein, also den Bereich der Haidinger-Ringe, zu erkennen in Abbildung 5a. Als nächstes wurde die Platte in Strahlengang 2 gestellt. Wie man in Bild 5b sehen kann tauchen nun Fizeau-Streifen auf, was bedeutet, dass die Platte einen ähnlichen Einfluss wie die Spiegelverkippung hat. Daraus folgt, dass sie an einer Seite dicker sein muss als an der anderen und dadurch der optische Weg hier verlängert wird. In Aufnahme 5b ist zu erkennen, dass der Unterschied auf den Diagonalen am größten sein muss. Das Erscheinen von 5 Streifen bedeutet eine maximale Wegdifferenz von 5λ . Für die Glasplatte mit einem Brechungsindex von $n_{\text{Glas}} = 1.5$ bedeutet das eine Stärkendifferenz von:

$$\Delta d = \frac{5\lambda}{2(n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}})} \approx 2.7 \mu\text{m}$$

4.1.3 Weißlichtinterferenz

Auch das Licht eines thermischen Strahlers kann am MIF zur Interferenz gebracht werden. In Abbildung 6 ist dies zu sehen. Die Anforderung hierbei ist den sehr kleinen Bereich der Kohärenzlänge l_{koh} genau einzustellen. Durch Verkippen von Spiegel 2 konnten wir nun wie im Bild zu erkennen maximal 7 Fizeau-Streifen erzeugen, bis die Wegdifferenz $2\Delta x > l_{\text{koh}}$ war. Wenn wir für weißes Licht eine mittlere Wellenlänge von etwa $\bar{\lambda} = 550 \text{ nm}$ einsetzen erhalten wir als Abschätzung für die Kohärenzlänge:

$$l_{\text{koh}} = 7\bar{\lambda} \approx 3.8 \mu\text{m}$$



(a) Ohne Glasplatte

(b) Mit Glasplatte

Abbildung 5: Interferenzmuster am MIF bei minimaler Wegdifferenz bei verwendetener Wellenlänge $\lambda = 546 \text{ nm}$

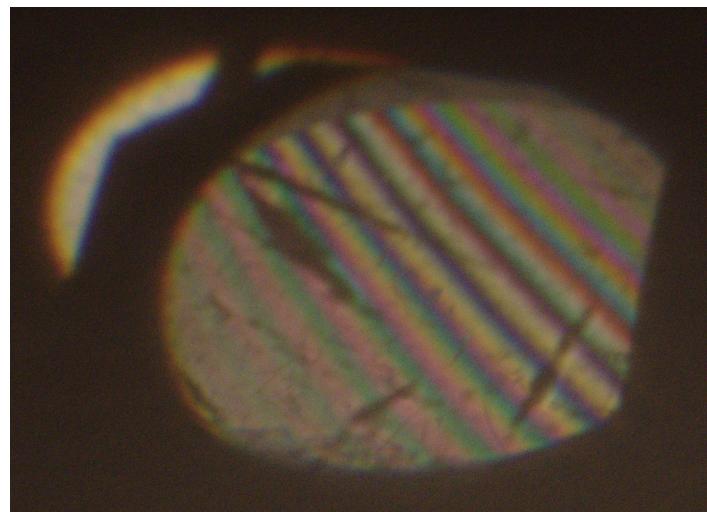


Abbildung 6: Interferenz einer Weißlichtquelle (Glühlampe) am MIF

4.1.4 Inhomogener Brechungsindex durch Wärme

Die Empfindlichkeit des MIF konnte im Versuch mit einem heißen Widerstand demonstriert werden. Der Widerstand wurde im Strahlengang vor Spiegel 2 positioniert und die Luft über ihm erwärmt. Daraus resultierte eine Verminderung des Brechungsindex, was zu einer Verkürzung der optischen Weglänge führt. In Abbildung 7 ist das Interferenzmuster mit eingebrachten Widerstand zu sehen.

Man sieht, dass die regelmäßigen Fizeau-Streifen im linken Bereich verzerrt sind. Hier ist der Strahl durch heißere Luft propagiert. Die maximale Verschiebung kann anhand der Abbildung auf etwa ein λ geschätzt werden. Damit ergibt sich über den insgesamt etwa 2 cm

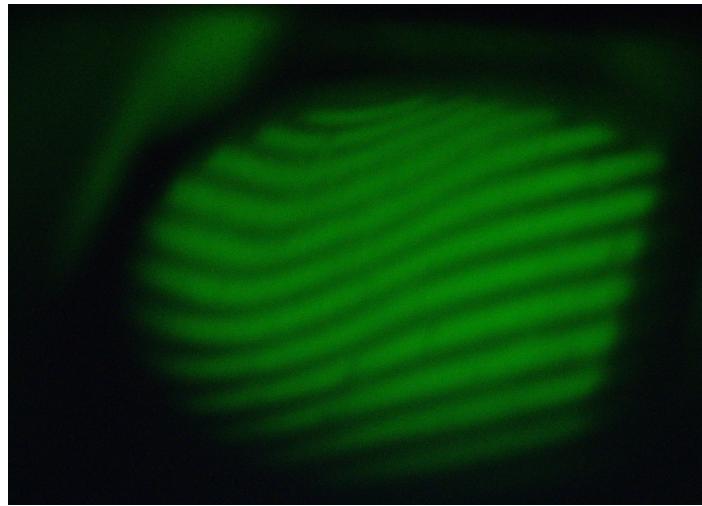


Abbildung 7: Interferenzstreifen der grünen Hg-Dampflinie bei $\lambda = 546 \text{ nm}$ mit Wärmequelle im Strahlengang

langen Widerstand eine Weglängendifferenz von:

$$\lambda = 2 \cdot 2 \text{ cm} \cdot (n_{\text{cold}} - n_{\text{hot}})$$

$$\implies \Delta n \approx 1.4 \cdot 10^{-5}$$

4.2 Fourier-Spektroskopie

4.2.1 Parameter und Auflösevermögen

Zum Verdeutlichen des Prinzips, des Fourier-Spektrometers (FS) wurden zunächst zwei Schwingungen am Frequenzgenerator erzeugt und überlagert. Diese besaßen eine geringe Frequenzdifferenz Δf , um somit eine Schwebung zu erzeugen. Die FFT des Interferogramms ist in den Abbildungen 8 und 9 für verschiedene Aufnahmeparameter zu sehen. Es ist natürlich zu beachten, dass die unten angegebene Wellenlänge hier nicht der wirklichen Wellenlänge der Signale entspricht, was aber für das Auflösevermögen keine Rolle spielt. Wie man klar erkennen kann, können die beiden Frequenzen im ersten Bild aufgelöst werden, währenddessen sich im zweiten Bild aufgrund der geringen Sampleanzahl die Auflösung verschlechtert und somit die einzelnen Peaks nicht mehr getrennt werden können. Mit der Gleichung welche in Grundlagen unter Abschnitt 2.5 angegeben ist, lässt sich nun das Auflösungsvermögen für beide Aufnahmen berechnen. Zu beachten ist hier die Annahme, dass der Motor die konstante Geschwindigkeit

$v = 10 \mu\text{ms}^{-1}$ hält. Die jeweilige Aufnahmezeiten T beträgt jeweils S/sps und die Wellenlängen liegen im Bereich um 504 nm.

$$\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right)_1 = \frac{2vT_1}{\lambda} \approx 3900, \quad \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right)_2 = \frac{2vT_2}{\lambda} \approx 39$$

Für das minimal benötigte Auflösungsvermögen gilt:

$$\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right)_{\min} = \frac{504 \text{ nm}}{2 \text{ nm}} \approx 250$$

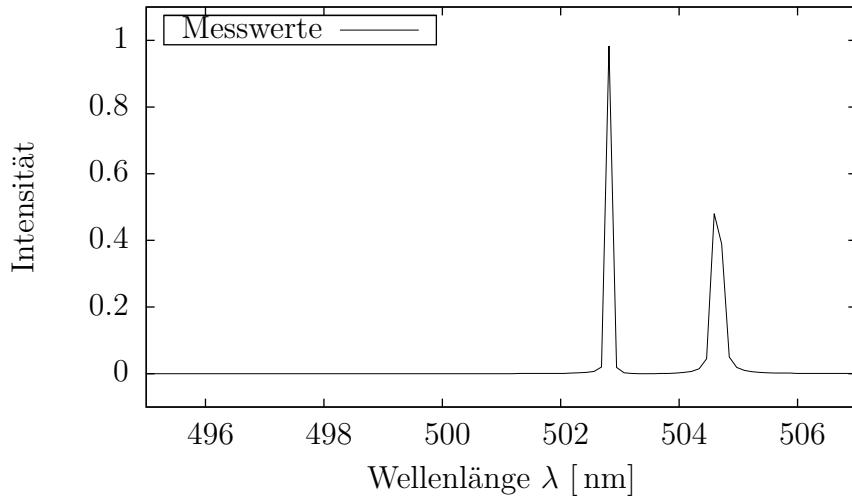


Abbildung 8: FFT des Interferogramms der überlagerten Sinusschwingungen mit 1000 sps und 100000 Samples

4.2.2 Spektrum LED- und Gaslaser

Im Folgenden wurden einige einfache Vergleichsspektren verschiedener LED- und Laserlichtquellen vermessen. In Abbildung 10 sieht man die Intensitätsverteilung einer grünen Leuchtdiode. Wie erwartet und liegt das Maximum der Intensitätsverteilung im Bereich von 550 nm, was im Auge einen grünen Farbeindruck erweckt. Die relativ Breite Verteilung des Spektrums von ca. 520 bis 600 nm ist mit der Bandstruktur des Halbleitermaterials zu erklären. Das Maximum der Intensität wurde zu ungefähr 540 nm bestimmt. Damit gilt für die Bandlücke:

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda} \approx 2.3 \text{ eV}$$

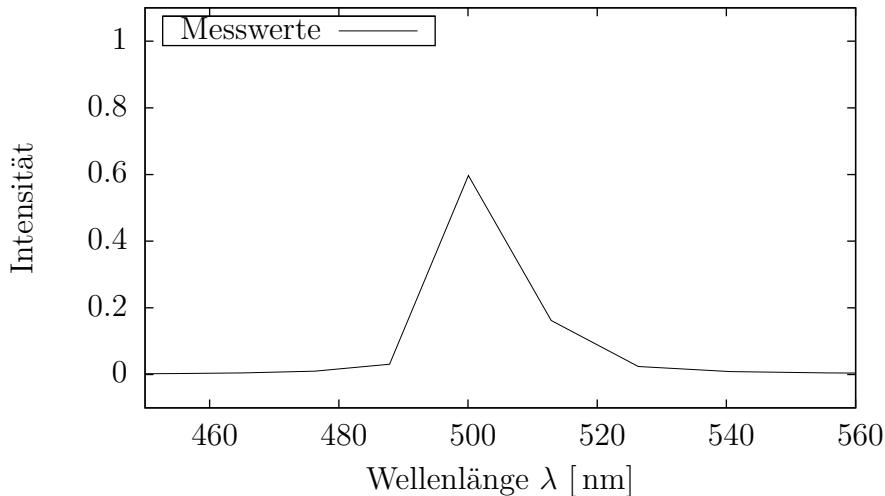


Abbildung 9: FFT des Interferogramms der überlagerten Sinusschwingungen mit 500 sps und 500 Samples

Dagegen ist Spektrum einer Laser-LED in Graph 11 gezeigt. Durch die Resonatoren und die hohe Intensität im Bauteil setzen sich hier nur 2 Moden durch, wobei die erste bei 34567890 nm wesentlich stärker ausgeprägt ist, als die zweite im Abstand von 978 nm.

Im dritten Bild sieht man nun noch das Spektrum eines frequenzverdoppelten Nd:Yag-Lasers. Dieser erzeugt zunächst Licht der Wellenlänge 1064 nm (Quelle Bergmann und Schäfer Seite 882) welches anschließend durch den nichtlinearen Prozess der Frequenzverdopplung in einem Kristall zu großen Teilen zu Licht der halben Wellenlänge, also 532 nm umgewandelt wird. Da der Detektor nur bis etwa 1000 nm empfindlich ist (siehe Abschnitt 4.2.4) kann die ursprüngliche Frequenz hier nicht mehr dargestellt werden. Dafür sieht man überdeutlich den Peak bei ziemlich genau 532 nm wie erwartet. Da für die Frequenzverdopplung spezielle Anforderungen für Frequenz und Wellenlänge im Kristall gelten, können sich hier auch andere Moden, selbst wenn sie im Nd:YAG-Laser entstehen würden nicht mehr effektiv verdoppeln, weshalb selbst bei hoher Auflösung (hier etwa 8000) nur ein Peak zu sehen ist.

4.2.3 Spektrum Natrium- und Quecksilberdampflampe

Um die Eignung des FS zur Untersuchung von Atomspektren zu überprüfen wurden die Intensitätsverteilungen von Natriumlampe und Quecksilberdampflampe aufgenommen und vermessen. Graph 13 zeigt

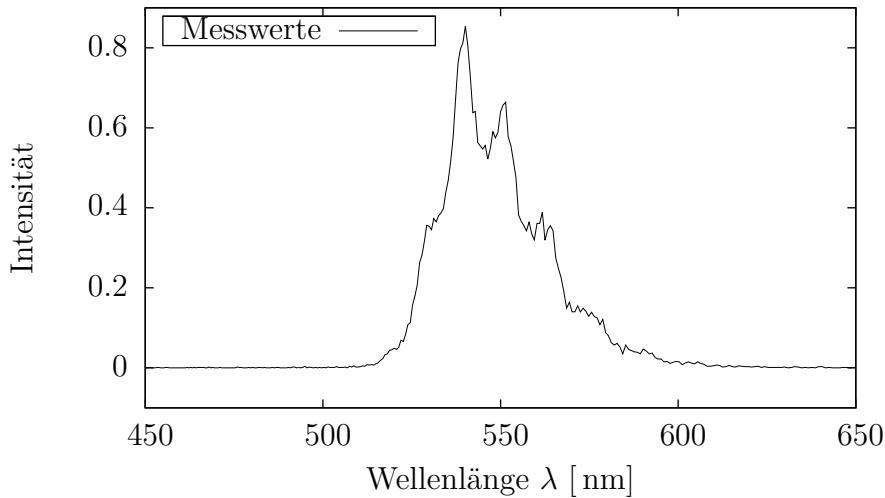


Abbildung 10: Spektrum einer grünen LED aufgenommen mit 10000 Samples und 500 sps

den charakteristischen Doppelpeak von Na bei ca. 589.0 und 589.5 nm. Das der recht schmale Doppelpeak noch getrennt zu sehen ist, liegt wiederum am Auflösevermögen. Es beträgt im gezeigten Bild etwa:

$$\frac{200 \text{ s} \cdot 10 \mu\text{ms}^{-1}}{589 \text{ nm}} \approx 3400 \quad > \quad \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 1178$$

Das Quecksilberspektrum zeigt über einen sehr großen Bereich detailliert alle Peaks. Die ermittelten Wellenlängen stimmen auf den Nanometer mit dem Vergleichsspektrum aus Abschnitt A überein. Allerdings erkennt man das im Bereich zwischen 436 und 546 nm et-

Messwerte [nm]	579.1	576.9	546.0	435.8	404.6
Tabellenwerte [nm]	579	577	546.1	435.8	405

Tabelle 1: Spektrallinien des Quecksilbers

liche Spektrallinien fehlen, was mit ihrer zu geringen Intensität zu erklären ist. Auch hier genügt die Auflösung wieder für die zwei eng benachbarten Linien bei 577 und 579 nm.

4.2.4 Glühlampenspektrum und Detektorbandlücke

Speziell zur Analyse für Infrarotspektren wird häufig ein FS verwendet, da hier die Motoreinstellung leichter auf Wellenlängengenauigkeit

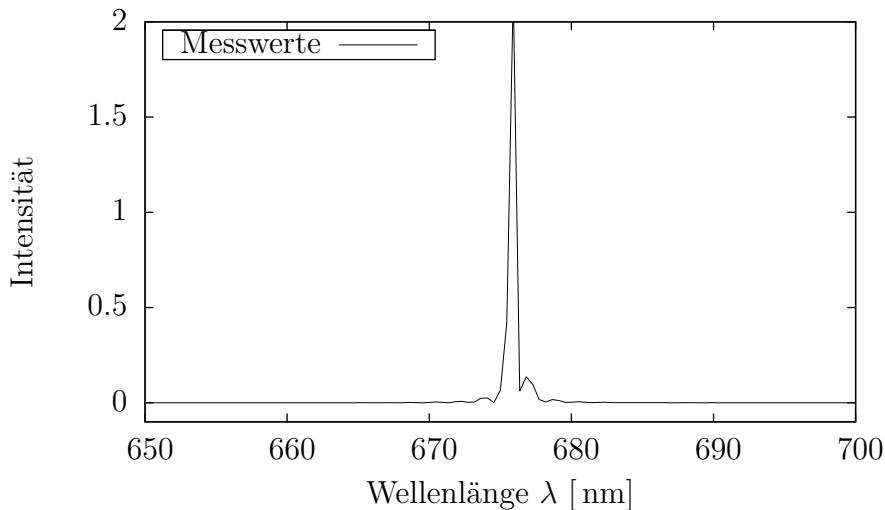


Abbildung 11: Spektrum einer roten Laser-LED aufgenommen mit 100000 Samples und 1000 sps

einzustellen ist. Das Spektrum der Wolfram-Glühlampe ist in Abbildung 15 zu sehen. Hier wurde zur Aufnahme ein Si-Detektor mit einer Bandlücke von 1.12 eV verwendet.¹ Offenbar reicht hier das Spektrum bis etwa 1070 nm und hat sein Maximum im roten bei 900. Die selbe Quelle mit einem PbSe-Detektor ausgewertet, wie in Abbildung 16 gezeigt, liefert ein ganz anderes Spektrum. Hier scheint das Spektrum bei 1000 nm gerade erst anzufangen und hat sein Maximum bei 1650 um dann weit im Infraroten bei ca. 2600 nm abzuflachen. Die Ursache für den frühen Abbruch im Si-aufgenommenen Spektrum liegt an der relativ großen Bandlücke des Silizium Halbleiters. Mit Hilfe der Bandlückenenergie E_{gap} kann die größtmögliche noch zu messende Wellenlänge bestimmt werden:

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{E_{\text{gap}}} \approx 1100 \text{ nm}$$

Im Falle von PbSe mit $E_{\text{gap}} = 0.278 \text{ eV}$ ergibt sich analog²

$$\lambda_{\max} \approx 4460 \text{ nm}$$

Wie wir sehen liegt im Fall des Si-Detektors die Bandlückenenergie größer als die Energie der langwelligen Photonen, weshalb das Spektrum

¹Quelle: Hunklinger Festkörperphysik S. 413

²Quelle: http://link.springer.com/chapter/10.1007/10681727_890#page-1

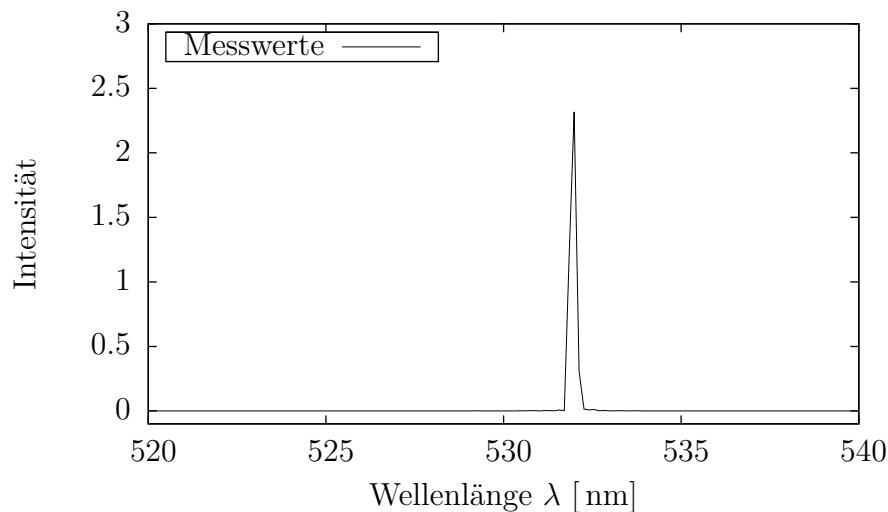


Abbildung 12: Spektrum eines grünen, frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasers aufgenommen mit 100000 Samples und 500 sps

trum hier abbricht. Im Fall der PbSe-Detektors liegt λ_{\max} weit außerhalb der Emission. Das Spektrum der Halogen-Lampe aus Abbildung 17 zeigt einen ganz ähnlichen Verlauf mit Maximum in etwa an der gleichen Stelle. Die Halogen-Lampe wurde im weiteren Verlauf statt der Glühlampe verwendet weil sie sich besser eignete und sie nicht ansteuerbar war, weshalb sie stets die gleiche Leistung und das gleiche Spektrum hatte (und vor allem weil die Glühlampe durchgebrannt war). Beide Spektren (vom PbSe-Detektor) zeigen den typischen Verlauf eines schwarzen Strahlers. Es ist bemerkenswert, dass beide Lampen ihr eigentliches Maximum weit außerhalb des sichtbaren Lichtes haben, was die Vermutung über den schlechten Wirkungsgrad bestätigt. Der Knick bei ca. 1410 nm entsteht durch das Absorptionsverhalten von Wasser und Kohlenstoffdioxid in der Atmosphäre, näheres dazu unter Abschnitt 4.2.5.

4.2.5 Absorbtionsspektren von Wasser und Benzol

Um das Absorptionsverhalten der Substanzen zu Überprüfen wurde zunächst ein möglichst breitbandiges Referenzspektrum erstellt, dazu diente das Halogen-Spektrum aus Abbildung 17. Anschließend wurden kleine Proben der Flüssigkeiten in den Strahlengang zwischen Quelle und Kollimator gebracht. Das Ergebnis für Wasser ist in Graph 18 gezeigt. Wie schon in Abbildung 17 sehen wir die Absorption bei 1400 nm. Dies deckt sich mit der Referenz aus Anhang B. Allgemein

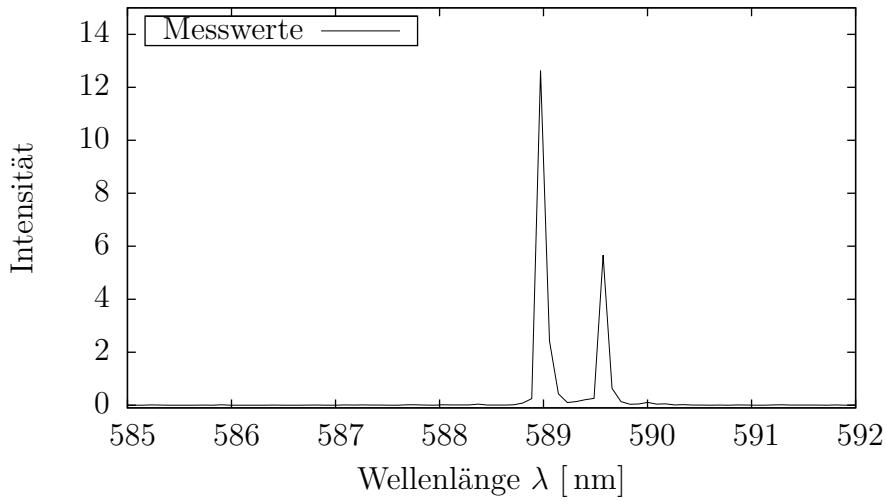


Abbildung 13: Vergrößerter Ausschnitt aus dem Spektrum der Na-Lampe mit typischer Doppel-D-Linie, Aufnahme mit 200000 Samples und 1000 sps

lässt sich der Verlauf aus 18 als Multiplikation der Spektren von Halogen-Lampe und Wasserdampfabsorption in der Atmosphäre begreifen. Für Benzol konnten leider keine verlässlichen Referenzen gefunden werden. Auch hier ist der Einbruch bei 1400 nm zu sehen, der Peak bei ca. 600 nm gestreutes Licht des Referenzlasers.

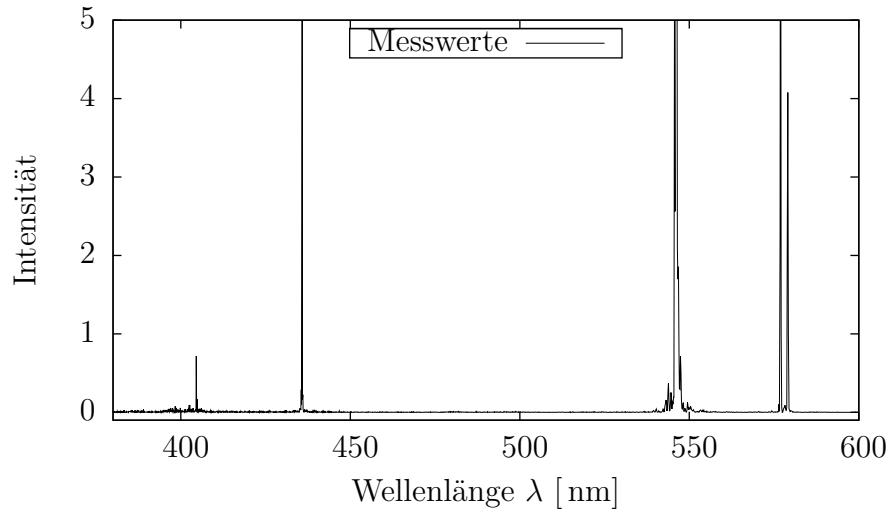


Abbildung 14: Breiter Bereich des Spektrums einer Hg-Dampflampe, Aufnahme mit 100000 Samples und 1000 sps

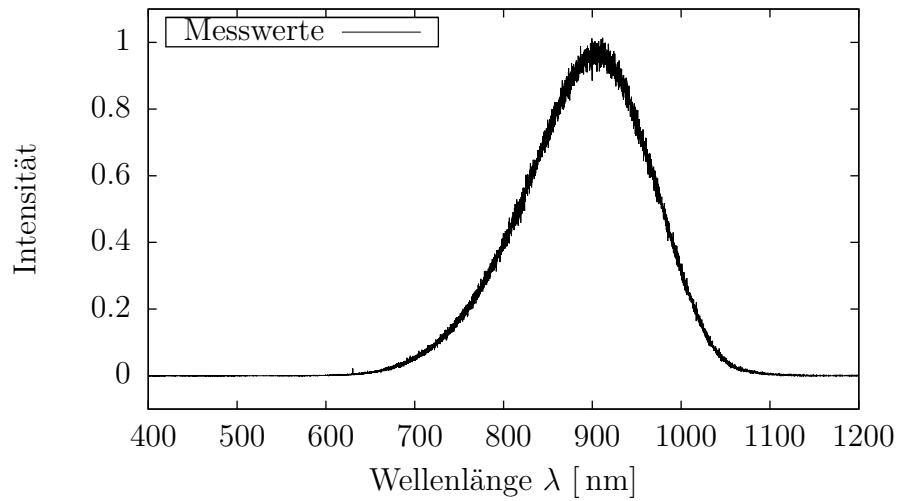


Abbildung 15: Spektrum einer herkömmlichen Wolfram-Glühbirne aufgezeichnet mit einem Siliziumdetektor sowie 100000 Samples und 500 sps

4 MESSWERTE UND AUSWERTUNG

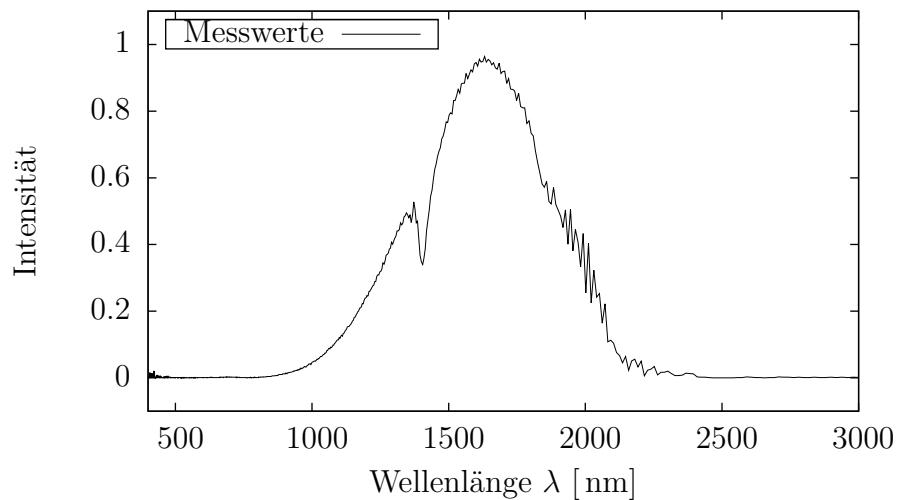


Abbildung 16: Spektrum einer herkömmlichen Wolfram-Glühbirne aufgezeichnet mit einem Bleiseleniddetektor sowie 100000 Samples und 500 sps

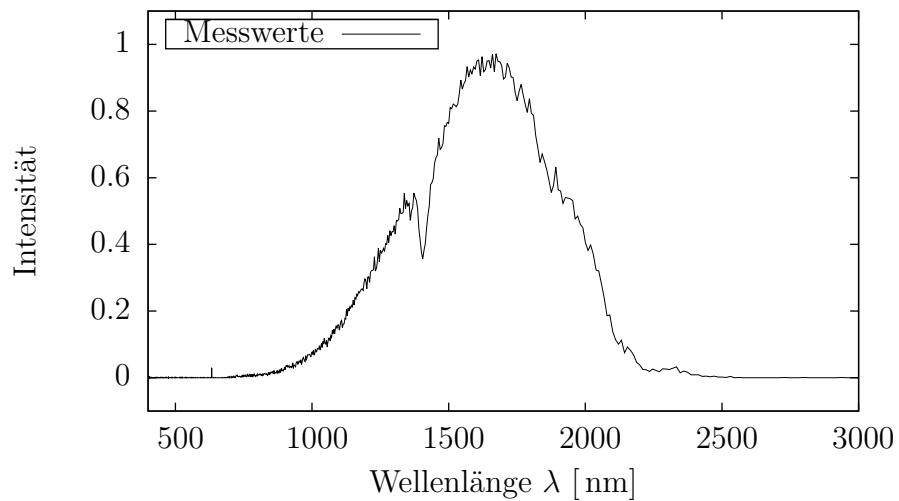


Abbildung 17: Spektrum einer Halogenlampe aufgezeichnet mit einem Bleiseleniddetektor sowie 10000 Samples und 500 sps

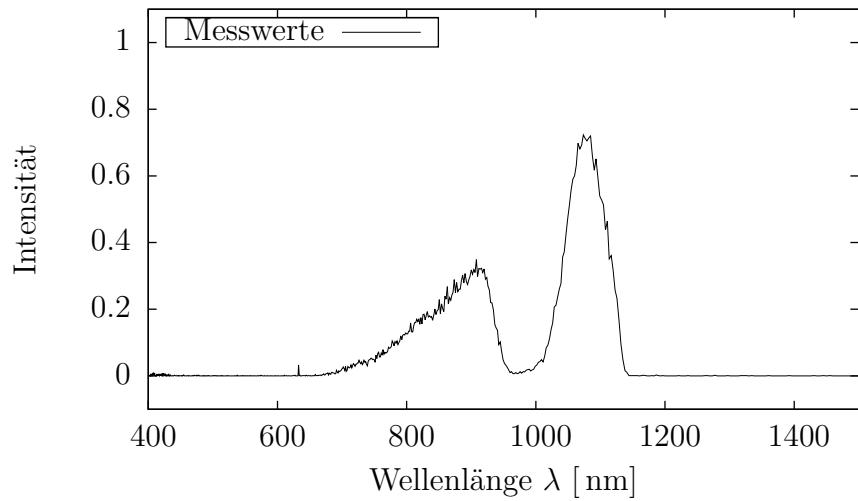


Abbildung 18: Spektrum einer Halogenlampe nach Durchgang durch 2 cm Wasser
aufgezeichnet mit einem Bleiseleniddetektor sowie 10000 Samples
und 500 sps

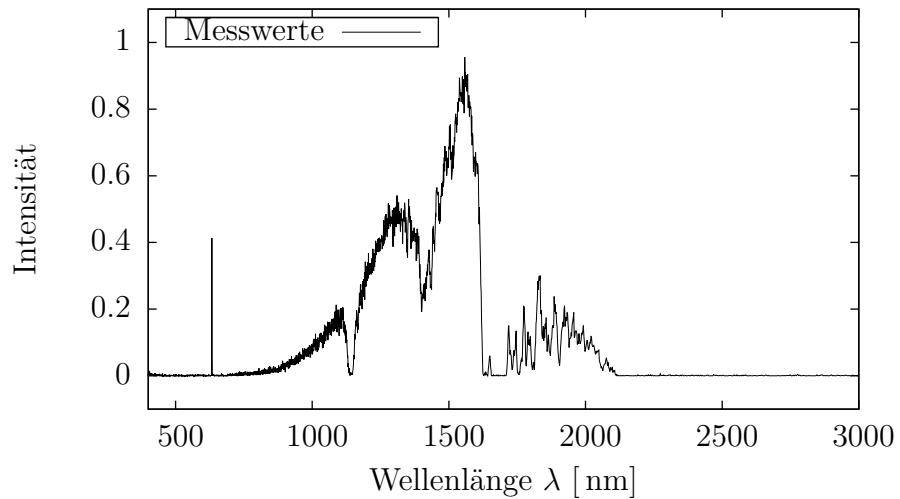


Abbildung 19: Spektrum einer Halogenlampe nach Durchgang durch 2 cm Benzol
aufgezeichnet mit einem Bleiseleniddetektor sowie 10000 Samples
und 500 sps

4 MESSWERTE UND AUSWERTUNG

5 Zusammenfassung

Im Versuch wurde das Michelson-Interferometer als optisches Instrument zur präzisen Vermessung von Bauteilen und Lichtquellen, sowie als Grundlage der Fourier-Spektroskopie vorgestellt. Der erste Versuchsteil widmete sich dem Aufbau und den verschiedenen Interferenzerscheinungen, die am MIF erzeugt werden können, sowie deren Anwendungen. Es zeigte sich in beeindruckender Weise die hohe Empfindlichkeit der Interferenzbilder auf kleinste Veränderungen wie leichter Fingerdruck gegen einen der Spiegel oder bloßes Hauchen in den Strahlengang. Die typischen Interferenzbilder Fizeau-Streifen und Haidinger-Ringe konnten eingestellt werden und anhand ihrer Verformung ließen sich Rückschlüsse auf Abweichungen der Spiegel im μm -Bereich ziehen. Mit etwas Fingerspitzengefühl konnte sogar weißes Licht einer Glühlampe zur Interferenz gebracht werden und seine Kohärenzlänge zu etwa $4 \mu\text{m}$ bestimmt werden, was sich gut mit den Werten aus der Literatur deckt. Die Anwendung des MIF zur Vermessung optischer Bauteile konnte an einer Glasplatte begreiflich gemacht werden. Auch hier ließen sich mikrometergenaue Aussagen über die Dicke mit einfachen Überlegungen treffen.

Der zweite Versuchsteil beleuchtete das Anwendungsgebiet des MIF in der Fourier-Spektroskopie. Auch hier konnten in relativ einfacher Weise erstaunlich genaue Aussagen über die Lage der Spektrallinien mehrerer Lichtquellen getroffen werden. Es konnten sehr gute Auflösungen im Bereich von $10^3 - 10^4$ erreicht werden und somit ließen sich alle Doppelpeaks und sogar Lasermoden trennen und einzeln detektieren. Die angezeigten Interferogramme deckten sich mit den Erwartungen über Ein- und Zwei-Linieninterferenzen. Aufgrund der endlichen Aufnahme Zeit und den damit verbundenen „Abbruchkanten“ sowie dem leichten Ruckeln entstanden an den Rändern der Spektren immer wieder Artefakte wie sehr hohe Frequenzpeaks, die jedoch durch richtige Wahl des betrachteten Ausschnitts ausgeblendet werden konnten. Bei Aufnahme der Glühemissionsspektren zeigte sich die Notwendigkeit von Detektoren mit geringe Bandlücke wie Bleiselenid um auch noch langwellige Infrarotstrahlung messen zu können. Auch bei der Untersuchung von Wasser stimmten die erhobenen Messdaten gut mit den Erwartungen des Absorptionsverhalten überein.

Zusammenfassend kann man sagen, dass das Michelson-Interferometer ein hoch präzises Messinstrument zum hoch präzisen messen darstellt. Es ist wirklich sehr sehr präzise. Und hoch. (Das muss überarbeitet werden.)

5 ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend kann man sagen, dass das Michelson-Interferometer ein hoch präzises optisches Instrument darstellt, dessen Anwendungsmöglichkeiten von Vermessung optischer Bauteile auf Bruchteile von Wellenlängen bis zum Nachweis von Gravitationswellen reicht. Speziell in der Spektroskopie liefert das MIF gerade im langwelligen Bereich gute Werte und kann durch seine Arbeitsweise in Gegensatz zu z.B. Gitterspektrographen auch mit sehr geringen Intensitäten arbeiten. Durch genau Einstellungen des Motors, genügend hohe Samplezahl und lange Verschiebung können so heute leicht Auflösungen von zu 10^6 erreicht werden. Wenn das nicht geil ist.

A Spektrum - Quecksilberdampflampe

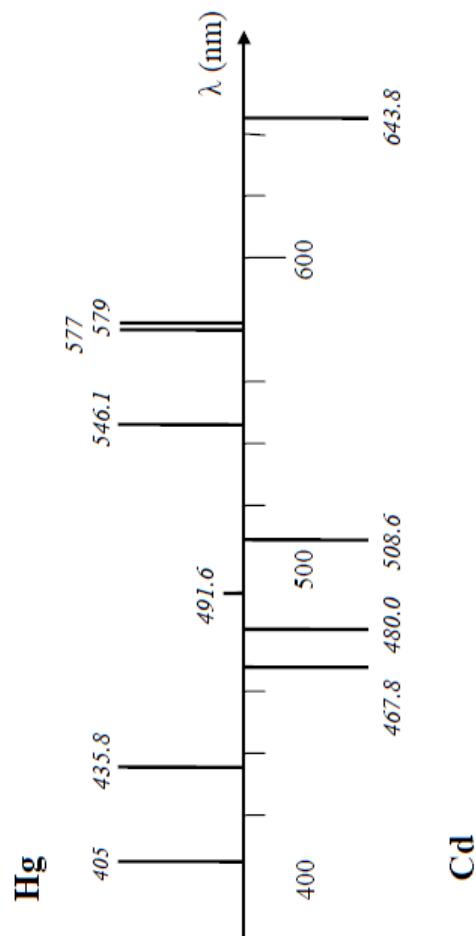


Abbildung 20: bekanntes Spektrum der Quecksilberdampflampe
Quelle: Versuchsanleitung Sonnenspektroskopie

B Absorptionsspektrum Wasser

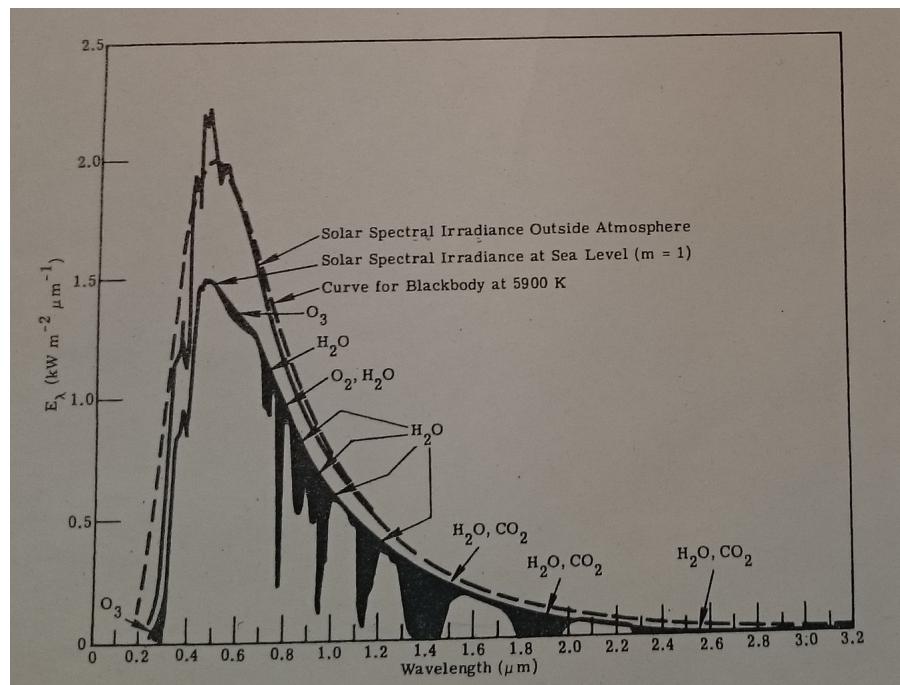


Abbildung 21: Absorbtionsspektrum des Wassers
Quelle: Versuchunterlagen

Danke für die Kekse!

