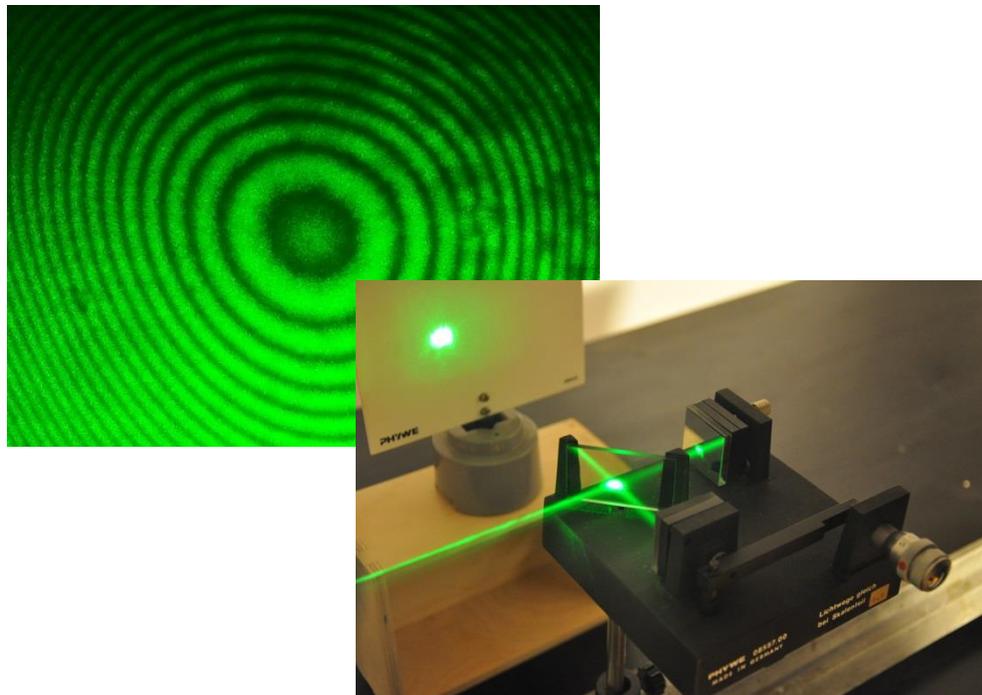


Michelson-Interferometer Grundlagen und eigene Experimente

Vom Ätherwind zu Gravitationswellen
– ein Instrument, zwei Nobelpreise –



Facharbeit

im Leistungskurs Physik

in Kooperation mit dem Clara-Schumann-Gymnasium Bonn

Kurslehrer: Herr Dr. Sebastian Grab

Jahrgangsstufe Q1

Schuljahr 2017/18

Florian Wilke Pausewang
Erftweg 34
53129 Bonn

Inhalt

1	Einleitung	4
2	Michelson-Interferometer – Aufbau und Grundlagen	5
2.1	Experimenteller Aufbau.....	6
2.2	Physikalische Grundlagen.....	9
2.2.1	Herleitung der Bedingung für konstruktive Interferenz über die geometrische Betrachtung des Strahlengangs	9
2.2.2	Begründung für die periodisch wechselnden Intensitäten	10
2.2.3	Vorgehensweise bei der Bestimmung der Wellenlänge	12
3	Eigene Experimente mit dem Michelson-Interferometer	12
3.1	Vorbereitung der Experimente	13
3.2	Kalibrierung der Mikrometeruntersetzung	13
3.2.1	Aufgabenstellung und Ziele	13
3.2.2	Durchführung der Kalibrierungsmessung	14
3.2.3	Auswertung der Kalibrierungsmessung.....	14
3.2.4	Fehlerbetrachtung.....	17
3.3	Bestimmung der Laserwellenlänge	18
3.3.1	Aufgabenstellung und Ziele	18
3.3.2	Durchführung der Wellenlängenbestimmung	19
3.3.3	Auswertung der Wellenlängenbestimmung	19
3.3.4	Fehlerbetrachtung.....	22
3.4	Messung der Temperaturabhängigkeit der Laserwellenlänge	23
3.4.1	Aufgabenstellung und Ziele	23
3.4.2	Durchführung der Messung	24
3.4.3	Auswertung der Messung	26
3.4.4	Fehlerbetrachtung.....	27
3.5	Zusammenfassung und Bewertung der Messungen	29
4	Schlussbetrachtung	30
5	Literaturverzeichnis	32

6	Anhang	34
	Anhang I: Rückblick - Das Michelson-Morley Experiment	34
	Anhang I.1: Das Michelson-Morley Experiment veränderte das physikalische Weltbild.....	34
	Anhang I.2: Physiknobelpreis für Albert A. Michelson, 1907.....	36
	Anhang II: Ausblick - Laser-Interferometer heute und in Zukunft.....	38
	Anhang II.1: Der Nachweis von Gravitationswellen mit einem Laser-Interferometer.....	38
	Anhang II.2: Physiknobelpreis 2017 für das LIGO-Detektor-Team	40
	Anhang II.3: Laser-Interferometer – wie es in Zukunft weiter geht.....	42
	Anhang III: Fehlerbetrachtung zur Kalibrierungsmessung	43
	Anhang IV: Fehlerbetrachtung zur Bestimmung der Wellenlänge.....	44
	Anhang V: Datenblätter der verwendeten Laser	46
	Anhang VI: Laufzettel Facharbeit	48
7	Danksagungen	49
8	Selbstständigkeitserklärung	49

1 Einleitung

Der Physik-Nobelpreis 2017 wurde für den Nachweis von Gravitationswellen an Rainer Weiss, Barry C. Barish und Kip S. Thorne verliehen (DIE WELT DER PHYSIK 2017). Möglich wurde dieser Erfolg nicht zuletzt durch Fortschritte in der Entwicklung von Laser-Interferometern. Ein öffentlicher Vortrag an der Universität Bonn anlässlich dieser Preisverleihung machte mich auf die Bedeutung der Interferometrie für die Physik aufmerksam (KRAMER 2017). Von der Entwicklung des ersten Interferometers durch Michelson vor rund 140 Jahren bis zum heutigen Nachweis der Gravitationswellen wurde und wird durch die hiermit verbundenen Erkenntnisse die Welt der Physik revolutioniert.

Kern meiner Facharbeit sind eigene Experimente mit dem Michelson-Interferometer. Als Voraussetzung hierzu werden in Kapitel 2 der experimentelle Aufbau und die physikalischen Grundlagen des Michelson-Interferometers erläutert.

Die durchgeführten Experimente finden sich in Kapitel 3. Mit einer Strahlquelle (Diodenlaser) bekannter Wellenlänge wird das Interferometer zunächst kalibriert, um dann in einem zweiten Schritt mit dem Interferometer die Wellenlänge einer unbekanntem Strahlquelle zu bestimmen. In Kapitel 3.4 wird das Michelson-Interferometer als Nachweisinstrument zur Verifizierung des (in der Theorie bekannten) Zusammenhangs zwischen Betriebstemperatur des Diodenlasers und emittierter Laserwellenlänge eingesetzt. In Kapitel 4 fasse ich meine Erfahrungen mit den Experimenten und die Ergebnisse der Messungen in einer Schlussbetrachtung zusammen.

Bei der Erarbeitung des Themas und der Beschäftigung mit den Hintergründen der Interferometrie ist mir deren Bedeutung für die Physik deutlich geworden. Im Anhang wird die Rolle des Michelson-Interferometers für die Veränderung des physikalischen Weltbildes - vom Ätherwind bis zu den Gravitationswellen – nachgezeichnet.

Anhang I (Rückblick) beleuchtet den Erfinder des Interferometers, den Physiker A. A. Michelson (Nobelpreis 1907), stellt eines der Schlüsselexperimente der Physik, das Michelson-Morley Experiment, vor und beschreibt seine Auswirkungen auf das physikalische Weltbild des 19. Jahrhunderts.

In Anhang II (Ausblick) werden der aktuelle Stand der Forschung zu Laser-Interferometern (Gravitationswellendetektoren) und die bahnbrechenden Messergebnisse (Nobelpreis 2017), die damit erzielt werden konnten, gezeigt. Ich schliesse mit einem „Blick in die Glaskugel“: Was ist in Bezug auf die Weiterentwicklung der Laser-Interferometrie zukünftig zu erwarten?

2 Michelson-Interferometer – Aufbau und Grundlagen

Die grundlegende Idee des Michelson-Interferometers ist es, den Lichtstrahl einer Strahlquelle in zwei Teilbündel aufzuspalten (Strahlteiler ST) und nach Reflexion an zwei Spiegeln (S_1 , S_2) wieder zu überlagern, d.h. interferieren zu lassen. Die optische Weglänge eines Teilstrahls kann durch geringfügiges Verschieben eines Spiegels um die Strecke d verändert werden (Abb. 2.1). Die Veränderung der Wegdifferenz der Teilstrahlen kann durch Veränderung des Interferenzmusters auf einem Schirm beobachtet werden.

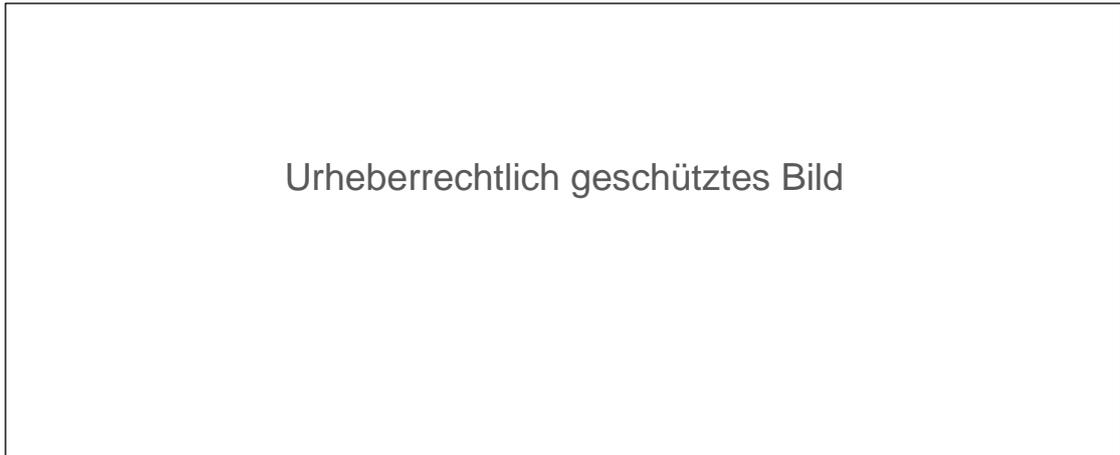


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des Michelson-Interferometers. Der Spiegel S_2 lässt sich in Richtung des Strahlteilers ST verschieben

Das Interferenzmuster besteht aus konzentrischen Kreisen, die mit zunehmendem Abstand vom Mittelpunkt schmaler werden.

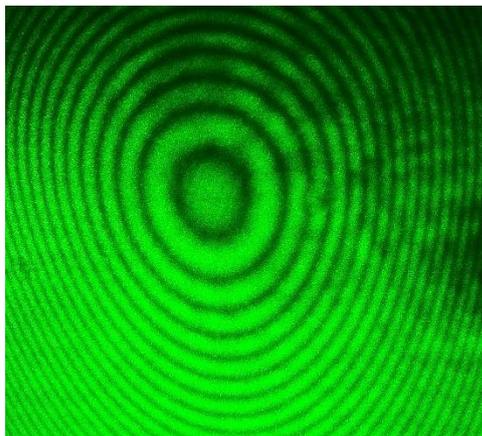


Abb. 2.2: Interferenzbild des Michelson-Interferometers. Im Zentrum ist ein Intensitätsmaximum sichtbar. (Strahlquelle: Grüner Diodenlaser, 532 nm)

Der Aufbau des mir zur Verfügung stehenden PHYWE-Michelson-Interferometers ist prinzipiell identisch mit dem Modell, das der Physiker Michelson vor 140 Jahren verwendete. Ein wichtiger Unterschied: Michelson nutzte als Strahlquelle eine Argand-Lampe (JOHNSON 2009, S. 128), heute werden hingegen Laser eingesetzt.

Das Michelson-Interferometer lässt sich trotz seines einfachen Aufbaus als Präzisionsmessinstrument nutzen. Die Bestimmung der Wellenlänge einer Strahlquelle im sichtbaren Spektralbereich (Auflösungen im nm-Bereich) oder der Brechungsindices von Flüssigkeiten oder Gasen sind möglich. Anleitungen dazu findet man z. B. beim Hersteller des mir zur Verfügung stehenden Versuchsaufbaus (PHYWE SYSTEME GMBH).

2.1 Experimenteller Aufbau

Im experimentellen Teil meiner Facharbeit möchte ich die Eignung des vom Clara-Schumann-Gymnasium zur Verfügung gestellten Michelson-Interferometers der Fa. PHYWE (s. Abb. 2.3) als Messinstrument zur Bestimmung der Wellenlänge einer Strahlquelle (Diodenlaser) zeigen.



Abb. 2.3: Foto des PHYWE Michelson-Interferometers (Modell 08557.00); die einzelnen Bauteile, Strahlteiler (ST), Spiegel S_1 , S_2 und Mikrometerschraube mit 1:10 Hebeluntersetzung sind zu erkennen.

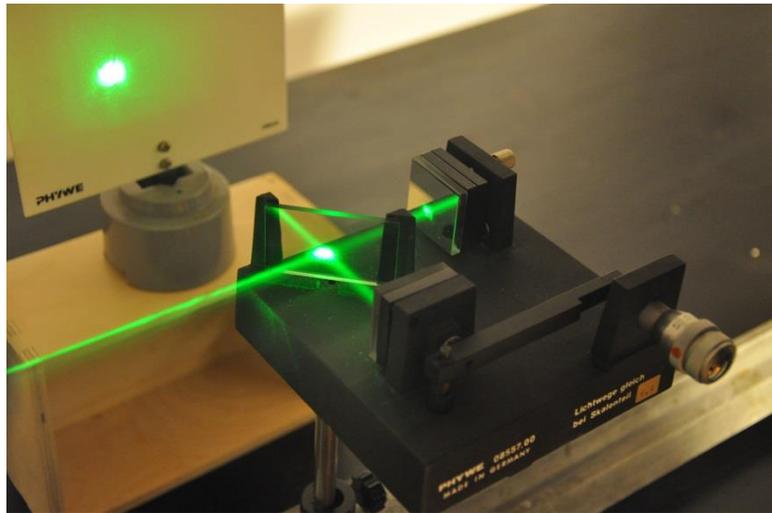


Abb. 2.4: Der vom Laser ausgesandte Strahl, der am Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten wird (Transmission und Reflexion) und die durch die Spiegel S_1 und S_2 reflektierten Laserstrahlen sind zu erkennen (durch Rauch sichtbar gemacht).

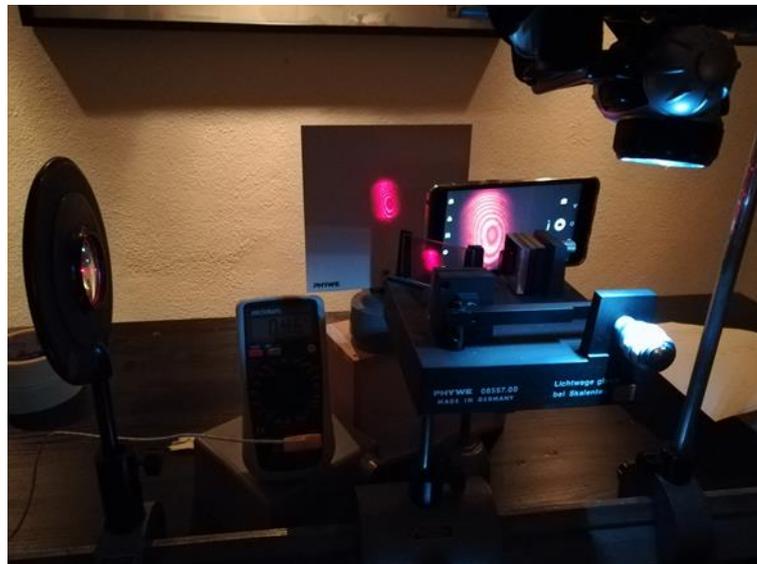


Abb. 2.5: Der Versuchsaufbau: Links, die Sammellinse, rechts, das PHYWE-Interferometer, dahinter der Schirm mit Interferenzbild und dazwischen mein Handy, mit dem die sich verändernden Interferenzmuster gefilmt wurden.

Der prinzipielle Aufbau des Interferometers ist der Abb. 2.1 zu entnehmen, die Abb. 2.3 zeigt das verfügbare Modell 08557.00 der Fa. PHYWE. Die Grundplatte des Interferometers hat eine Größe von 12 x 12 cm, die Spiegelarme (Abstand ST - S_1 bzw. S_2) sind je 5 cm lang. Der Abstand Laser – Strahlteiler ST betrug in meinen Experimenten ca. 30 cm, der Abstand ST – Schirm betrug ca. 20 cm. In der Abb. 2.4 sind der Strahlengang, die Reflexionen an den Spiegeln und dem Strahlteiler ST zu erkennen. In Abb. 2.5 ist das Michelson-Interferometer mit dem verwendeten Versuchsaufbau während der Messung zu sehen.

Im Folgenden werden die einzelnen Bauteile kurz erläutert:

Lichtquelle: Als Lichtquelle ist ein Laser besonders gut geeignet, da er über annähernd monochromatisches Licht, eine scharfe Bündelung und eine hohe Intensität der Strahlung verfügt. Darüber hinaus besitzt Laserstrahlung eine ausreichende Kohärenzlänge, d.h. die beiden Teilstrahlen sind auch nach unterschiedlich langen optischen Wegen interferenzfähig (GREHN, KRAUSE 2012, S. 316 f.).

Für die Experimente werden zwei Diodenlaser verwendet. Ein Laserpointer (Diodenlaser mit Emissionswellenlänge $\lambda = 532$ nm, grün, 1 mW) und ein roter Diodenlaser (Emissionswellenlänge $\lambda = 650$ nm, 1 mW). Die Bandbreite der emittierten Diodenlaserstrahlung wird laut Literatur mit $\pm 0,15$ nm angegeben, was für meine Zwecke hinreichend schmalbandig ist (CRYSTALASER 2017). Diese beiden Laser erfüllten als Strahlquellen die notwendigen Kriterien (Schmalbandigkeit, ausreichende Kohärenzlänge) und emittierten dabei in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen (grün und rot). Der grüne Laser wird zur Kalibrierung des Interferometers verwendet (s. Kap. 3.2). In Kap. 3.3 wird die „vermeintlich unbekannt“ Wellenlänge des roten Diodenlasers bestimmt. Dieser Diodenlaser wird auch für die Messungen in Kap. 3.4 verwendet.

Strahlenteiler (ST): Der Strahlenteiler (ST) besteht aus einer planparallelen Glasplatte, deren eine Seite mit einer feinen Metallschicht bedampft ist. Da der Laserstrahl in einem 45° Winkel auf den ST trifft, wird ein Teilstrahl ungehindert transmittiert und ein anderer Teilstrahl mit einem Ausfallswinkel von 45° reflektiert, d.h. um 90° umgelenkt. Der ST dient sowohl als Strahlteiler als auch zur Überlagerung der reflektierten Teilstrahlen.

Spiegel S_1 , S_2 , Mikrometerschraube und 1:10 Hebeluntersetzung: Die Spiegel sind orthogonal zu den beiden Teilstrahlen aufgestellt und werfen die Strahlung wieder auf den ST zurück. S_1 lässt sich in x-y-Richtung schwenken, so dass hiermit die beiden Teilstrahlen auf dem Schirm zur Deckung gebracht werden können. S_2 lässt sich durch die Mikrometerschraube und eine 1:10 Hebeluntersetzung nur in z-Richtung (in Richtung ST) bewegen. So kann die optische Weglänge eines Teilstrahls verändert werden. Die Mikrometerschraube hat 50 Skaleneinheiten (SKE). Eine Voldrehung (50 SKE) entspricht einem Mikrometerschraubenvorschub von 0,5 mm (500 μm); mit der 1:10 Untersetzung resultiert daraus eine Spiegelverschiebung von 50 μm .

Linse, Schirm: Die Linse ($f = 40$ mm), die zwischen Laser und Interferometer positioniert wird, dient zur Aufweitung der sich überlagernden Laserstrahlen auf dem Schirm. Als Schirm dient eine ca. DIN A5 große, weiße Metallplatte, die ca. 15 - 20 cm hinter dem Interferometer aufgestellt wird und auf die das Interferenzmuster abgebildet wird.

2.2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel wird erläutert, wie es zu konstruktiver (Intensitätsmaxima) und destruktiver Interferenz (Intensitätsminima) in Abhängigkeit der Phasendifferenz δ der beiden Teilstrahlen kommt. Es folgt eine Begründung für die periodisch wechselnden Intensitäten (siehe Interferenzbild Abb. 2.2: helle und dunkle Ringe) des interferierenden Strahls.

2.2.1 Herleitung der Bedingung für konstruktive Interferenz über die geometrische Betrachtung des Strahlengangs

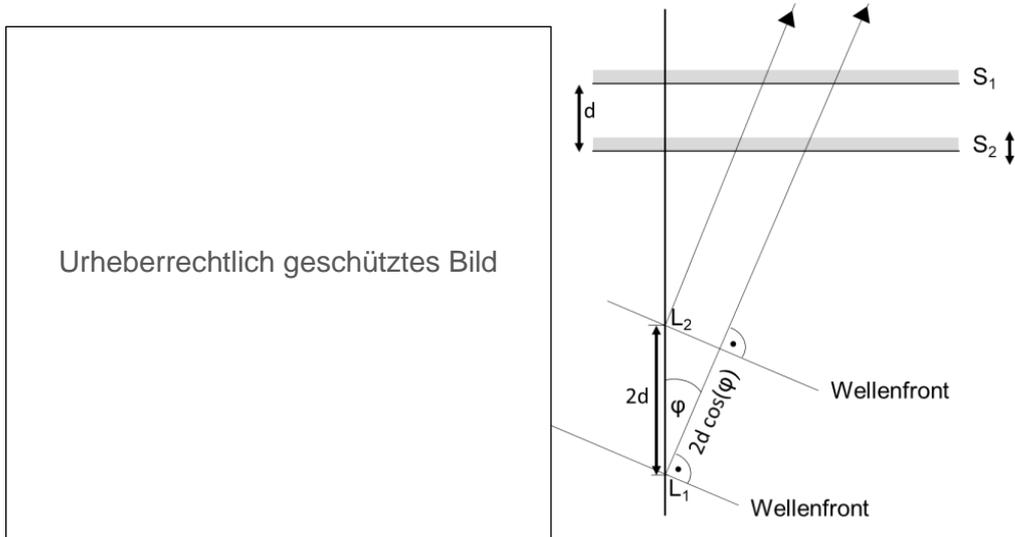


Abb. 2.6 (links): Der Strahlengang des PHYWE Michelson-Interferometers ist schematisch dargestellt. Auf dem Schirm werden Intensitätsmaxima und -minima als konzentrische Kreise abgebildet. Unterhalb der quadratischen Grundplatte sind die virtuellen Lichtquellen L_1 und L_2 eingezeichnet. (PHYWE SYSTEME GMBH)

Abb. 2.7 (rechts): Virtueller Strahlengang, Vergrößerung des unteren Teils der Abb. 2.6

In Abb. 2.6 ist der Strahlengang des Interferometers dargestellt. Am ST reflektierte Strahlen sind durchgezogen dargestellt, transmittierte gestrichelt. Zur Vereinfachung stelle man sich vor, dass der Spiegel S_2 durchlässig ist. In Abb. 2.7 wurde der Spiegel S_1 in Richtung des Spiegels S_2 geklappt. Das auf dem Schirm erkennbare Interferenzmuster kommt dann scheinbar von den virtuellen Lichtquellen L_1 und L_2 . Der virtuelle Strahlengang mit L_1 und L_2 ist in Abb. 2.6 gestrichelt dargestellt. Verschiebt man S_2 gegen S_1 um die Entfernung d , so unterscheiden sich die optischen Wege (Hin- und Rückweg zwischen ST und Spiegel S_1 und S_2) um $2d$. L_1 und L_2 scheinen somit einen Abstand von $2d$ zu haben (Abb. 2.7).

Für die Interferenz von 2 Teilstrahlen gilt allgemein (GREHN, KRAUSE 2012, S. 133):

$$\frac{\delta}{2\pi} = \frac{s}{\lambda} \quad (1)$$

δ = Phasendifferenz der Teilstrahlen, s = Gangunterschied der Teilstrahlen bezogen auf die Wellenlänge λ .

Aus Abb. 2.7 sieht man, dass der Gangunterschied s der Teilstrahlen von L_1 und L_2 (Abstand der Wellenfronten) $s = 2d \cos\varphi$ beträgt¹. Dies in (1) eingesetzt ergibt:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos\varphi \quad (2)$$

Durch (2) wird verständlich, dass Veränderungen des Spiegelabstandes d zur Änderung des Interferenzbildes führen: Verändert man beispielsweise d um $\lambda/4$ (d.h. Wegunterschied Hin- und Rückweg Laserstrahl um $\lambda/2$) resultiert daraus (($d + \lambda/4$) in (2) eingesetzt) eine Änderung der Phasendifferenz von π . Aus einem hellen Ring (Maximum) wird ein dunkler Ring (Minimum).

Grundsätzlich gilt: Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn die Phasendifferenz δ zweier Teilstrahlen ein Vielfaches von 2π ist (GREHN, KRAUSE 2012, S. 133):

$$\delta = m 2\pi \quad \text{mit } m = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

(3) und (2) gleichgesetzt:

$$m \lambda = 2d \cos\varphi \quad \text{mit } m = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Durch (4) kann auch die ringförmige Struktur der Interferenzmuster (Abb. 2.2) erklärt werden: Für einen festen Spiegelabstand d und für eine feste Interferenzordnung m treten z.B. Maxima nur bei bestimmten Winkeln φ auf. Da diese Bedingung für bestimmte Winkel φ rotationssymmetrisch zur Mittelachse (Abb. 2.6, Abb. 2.7) gilt, werden Interferenzmuster in Form von Kreisringen sichtbar.

2.2.2 Begründung für die periodisch wechselnden Intensitäten

Nachdem die ringförmige Struktur der Interferenzringe und deren Abhängigkeit vom Winkel φ , d.h. deren Lage, erklärt wurde, folgt nun die Begründung für die alternierenden Intensitäten (abwechselnde Maxima / Minima) des Interferenzmusters.

Die vom Laser kommende Strahlung kann als elektromagnetische Welle mit der Amplitude E_0 (Feldstärke) und der Frequenz f (mit $\omega = 2\pi f$) beschrieben werden. Da beide Teilstrahlen die gleiche Spiegelanordnung durchlaufen, sind die Amplituden E_0 der jeweiligen Teilstrahlen E_1 und E_2 gleich. Bei unterschiedlichen Spiegelabständen zwischen ST und S_1 bzw. S_2 resultiert hieraus eine Phasendifferenz δ und für die Feldstärken der beiden Teilstrahlen ergibt sich (GIANCOLI 2006, S. 1169 f.):

¹ Der Winkel φ resultiert aus der Aufweitung des Laserstrahls durch die Linse (Abb. 2.6)

$$E_1 = E_0 \sin \omega t \quad (5)$$

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + \delta) \quad (6)$$

Durch Überlagerung der Teilstrahlen nach dem Strahlteiler ST ergibt sich eine resultierende Feldstärke von:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin \omega t + E_0 \sin(\omega t + \delta) \quad (7)$$

Die folgende trigonometrische Identität (GIANCOLI 2006, S. 1170) angewandt auf (7):

$$\sin A + \sin B = 2 \sin \left(\frac{A+B}{2} \right) \cos \left(\frac{A-B}{2} \right) \quad (8)$$

ergibt:

$$E = 2 E_0 \sin \left(\omega t + \frac{\delta}{2} \right) \cos \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (9)$$

Der Faktor $\sin(\omega t + \delta/2)$ beschreibt den zeitlichen Verlauf der elektrischen Feldstärke E , der wegen der Frequenz für sichtbares Licht mit 10^{14} bis 10^{15} Hz sehr groß ist und vom menschlichen Auge nicht wahrgenommen werden kann (GIANCOLI 2006, S. 1170). Die Amplitude der resultierenden Welle kann daher beschrieben werden als:

$$E \sim 2 E_0 \cos \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (10)$$

Die mittlere Intensität der elektromagnetischen Welle I ergibt sich wegen $I \sim E^2$ zu:

$$I \sim 4 E_0^2 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (11)$$

Aus Gleichung (11) wird deutlich, dass Intensitätsmaxima nur für $\cos(\delta/2) = \pm 1$ erscheinen, also für $\delta = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$. Die maximale Intensität $4 E_0^2$ wird also nur angenommen, wenn die Phasendifferenz ein Vielfaches von 2π ist (siehe Abb. 2.8). Dies stimmt auch mit der grundsätzlichen Bedingung für konstruktive Interferenz, die wir schon in Gleichung (3) angenommen haben, überein.

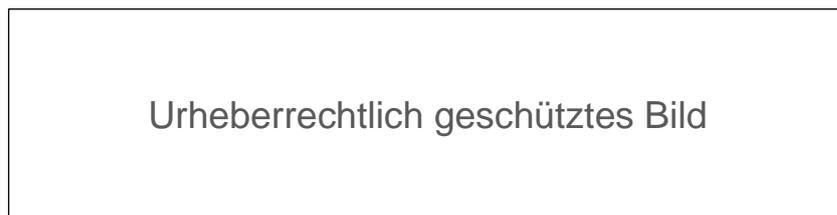


Abb. 2.8: Die Intensität als Funktion der Phasendifferenz δ . Für $\delta = m 2\pi$ mit $m = \pm 0, 1, 2, \dots$ treten Intensitätsmaxima auf (GIANCOLI 2006, S. 1171).

Die Phasendifferenz δ ist durch Gleichung (2) gegeben. (2) in (11) eingesetzt ergibt:

$$I \sim 4 E_0^2 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} 2d \cos \varphi \right) \quad (12)$$

Diese Gleichung macht deutlich, dass die Intensität I auch periodisch von φ abhängt. Das erklärt die periodischen Interferenzerscheinungen in Abb. 2.2.

2.2.3 Vorgehensweise bei der Bestimmung der Wellenlänge

Wenn die Wellenlänge bestimmt werden soll, geht man von einem Intensitätsmaximum im Zentrum aus ($\varphi = 0^\circ$; $\cos \varphi = 1$). Man verschiebt den Spiegel S_2 um die Wegstrecke d und zählt die Anzahl m der durchlaufenden Maxima. Die Wellenlänge λ lässt sich dann aus Gleichung (4) berechnen:

$$\lambda = \frac{2d}{m} \quad (13)$$

Aus einer Änderung der Einstellung der Mikrometerschraube um Δs Skaleneinheiten (= Δs SKE) resultiert eine Spiegelverschiebung von d_1 nach d_2 , d.h. um Δd und es gilt: $\Delta d = k \Delta s$. Wobei k ein Proportionalitätsfaktor ist und von PHYWE mit $k = 1 \mu\text{m}$ angegeben wird. Durch die Drehung der Mikrometerschraube um $\Delta s = 1$ Skaleneinheit (SKE) wird der Spiegel um $\Delta d = 1 \mu\text{m}$ verschoben. Für die Bestimmung der Wellenlänge ergibt sich damit aus (13):

$$\lambda = \frac{2k\Delta s}{\Delta m} \quad (14)$$

Δs = Änderung der Einstellung der Mikrometerschraube (in SKE), Δm = Anzahl der durchlaufenden Maxima.

3 Eigene Experimente mit dem Michelson-Interferometer

Vor diesem theoretischen Hintergrund sollen im Folgenden eigene Messungen mit dem beschriebenen Michelson-Interferometer durchgeführt werden. Ziele sind die Bestimmung der Wellenlänge einer Strahlquelle und Experimente zur Temperaturabhängigkeit der emittierten Laserwellenlänge. Doch zuerst sollen als Voraussetzungen zur präzisen Messung das Interferometer justiert und die Mikrometeruntersetzung kalibriert werden.

3.1 Vorbereitung der Experimente

Im folgenden Abschnitt wird erklärt, wie das Interferometer ausgerichtet werden muss, damit konzentrische Interferenzringe sichtbar werden.

Zuerst wird der Laser so positioniert, dass der Strahl parallel zur optischen Bank, also entlang der optischen Achse läuft. Dazu wird der Schirm in die optische Bank eingespannt und beim Vor- und Zurücksetzen wird geprüft, ob er immer an der gleichen Stelle vom Laserstrahl getroffen wird. Erst dann wird das Interferometer eingesetzt (Abstand zum Laser ca. 30 cm). Der Laserstrahl und das Michelson-Interferometer müssen nun auf die gleiche Ebene gebracht werden, damit der Strahlteiler mittig getroffen wird. Durch Drehen des gesamten Interferometers (Grundplatte) wird das Interferometer so ausgerichtet, dass der von den Spiegeln reflektierte Strahl bestmöglich in die Austrittsöffnung des Lasers zurück reflektiert wird. Der Schirm wird rechtwinklig vom Interferometer aufgestellt (Abstand ca. 20 cm). Die Mikrometerschraube befindet sich in der Mittelposition (6,40 mm), in der beide Spiegel gleichweit vom Strahlteiler ST entfernt sind. Durch feine Justierung der xy-Verstellung des Spiegels S_1 werden die von S_1 und S_2 reflektierten Laserstrahlen auf dem Schirm zur Deckung gebracht. Zwischen Laser und Interferometer wird eine Sammellinse $f = 40$ mm eingeführt. Dies führt zu einer Aufweitung der Laserstrahlen auf dem Schirm ($\varnothing = 6$ cm). Die Justierung der Linse in xy-Richtung (quer zum Strahl) muss sehr präzise ausgeführt werden, der Strahl muss die Linse möglichst exakt zentrisch treffen (in z-Richtung unkritisch). Durch präzises Nachjustieren von S_1 und Linse wird ein konzentrisches Interferenzmuster sichtbar (s. Abb. 3.1).

Durch Drehen an der Mikrometerschraube erscheinen bzw. verschwinden Ringe:

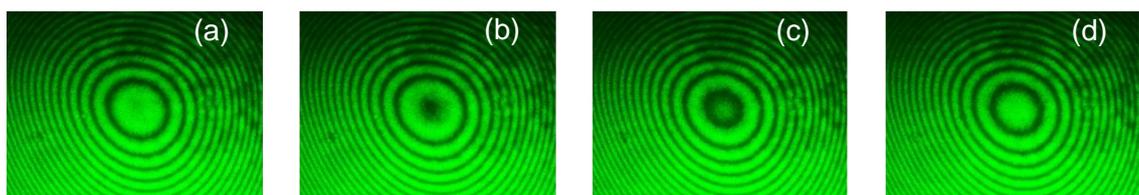


Abb. 3.1: Fotoreihe: Ein neuer Interferenzring entsteht: (a) konstruktive Interferenz im Zentrum; (b) durch Drehen der Mikrometerschraube um $\lambda/4$ (Wegdifferenz $\lambda/2$) entsteht im Zentrum destruktive Interferenz; nach Weiterdrehen (c) um $\lambda/4$ entsteht das nächste Intensitätsmaximum im Zentrum (d).

3.2 Kalibrierung der Mikrometeruntersetzung

3.2.1 Aufgabenstellung und Ziele

Der Spiegel S_2 kann mit Hilfe einer Mikrometerschraube und einer 1:10 Untersetzung sehr präzise im μm -Bereich verschoben werden. Eine Volldrehung (50 SKE) der Mikrometerschraube entspricht einem Vorschub von 0,5 mm (500 μm); mit der 1:10 Unter-

setzung resultiert daraus eine Spiegelverschiebung von 50 μm . Der Hersteller PHYWE (PHYWE SYSTEME GMBH) gibt an, dass durch die Drehung der Mikrometerschraube um 1 Skaleneinheit (SKE) der Spiegel um 1 μm verschoben wird.

Da die genaue Kenntnis der Spiegelverschiebung Δd für die weiteren Messungen zentral ist, soll zu Beginn überprüft werden:

1. ob die Herstellerangabe stimmt, dass aus Drehung der Mikrometerschraube Δs um 1 Skaleneinheit (SKE) eine Spiegelverschiebung Δd von 1 μm resultiert.
2. ob über einen weiten Messbereich (Mikrometerschrauben-Position $s = 5,00 - 8,00$ mm) ein linearer Zusammenhang zwischen "s" und der Spiegelverschiebung "d" existiert (Mittel-Position bei 6,40 mm (PHYWE), d.h. beide optischen Wege zwischen S_1 und S_2 und dem Strahlteiler ST sind gleich lang).

3.2.2 Durchführung der Kalibrierungsmessung

Geprüft werden soll der Zusammenhang $\Delta d = k \Delta s$, wobei k ein Proportionalitätsfaktor ist. Mit Hilfe eines schmalbandigen Lasers (Laserpointer²) mit hinreichend bekannter Wellenlänge $\lambda = 532$ nm (grün), 1 mW Leistung (CONRAD ELEKTRONIC SE 2011, Anhang V), kann mit der Formel (14) aus Kap. 2.2.3 durch Messung von Δs und Δm der Proportionalitätsfaktor k bestimmt werden:

$$k = \frac{\lambda \Delta m}{2 \Delta s} \quad (15)$$

Für die Messung wird die Mikrometerschraube auf 5,00 mm eingestellt. Sie wird extrem langsam (Vollrotation 50 SKE in ca. 2 Min.) im Uhrzeigersinn möglichst kontinuierlich in gleicher Geschwindigkeit gedreht. Gleichzeitig wird das sich verändernde Interferenzbild (aus dem Zentrum heraus entstehen neue Ringe) mit dem in ein Stativ eingespannten Handy gefilmt. Zur einfacheren Auswertung wird der Messbereich s in Messintervallen Δs von 20 SKE angesagt³. Bild und Ton werden aufgezeichnet.

3.2.3 Auswertung der Kalibrierungsmessung

Das aufgenommene Video wird in Slow-Motion (Abspieltempo $\times 0,5$) abgespielt und die Werte werden dokumentiert (siehe Tab. 3.1). Das Auszählen der sich bildenden Ringe erfordert hohe Konzentration. Um "Verzähler" zu minimieren, wird das Video zweimal ausgewertet (m_1, m_2). Es werden Mittelwerte gebildet (m_m) und anschließend werden

² Der Laserpointer wurde mir von der Firma Lifephotonic GmbH (Bonn) zu Messzwecken zur Verfügung gestellt.

³ In Vorversuchen hat sich $\Delta s = 20$ SKE als geeignetes Messintervall herausgestellt: Es stellt einen guten Kompromiss zwischen noch guter Zählbarkeit (Anzahl der Maxima m bei ca. 74 (s. Tab. 3.1)) und der Größe möglicher Messfehler (vor allem zu Beginn und Ende der Auszählung der Intervalle) dar.

diese aufsummiert (Σm_m) und grafisch gegen die Summe der Messintervalle $\Sigma \Delta s$ dargestellt (Tab. 3.1 und Abb. 3.2).

Messbereich d. Mikrometerschraube (in SKE)	Summe der Messintervalle $\Sigma \Delta s$ (in SKE)	Anzahl Maxima m_1	Anzahl Maxima m_2	Mittelwert $(m_1+m_2)/2$ m_m	Summe Mittelwerte Σm_m
(5,00 - 5,20)	(20)	(51)	(51)	(51)	
5,20 - 5,40	20	72	74	73	73
5,40 - 5,60	40	71	70	70,5	143,5
5,60 - 5,80	60	78	73	75,5	219
5,80 - 6,00	80	77	78	77,5	296,5
6,00 - 6,20	100	73	71	72	368,5
6,20 - 6,40	120	72	76	74	442,5
6,40 - 6,60	140	72	73	72,5	515
6,60 - 6,80	160	73	76	74,5	589,5
6,80 - 7,00	180	76	79	77,5	667
7,00 - 7,20	200	72	73	72,5	739,5
7,20 - 7,40	220	76	77	76,5	816
7,40 - 7,60	240	79	76	77,5	893,5
7,60 - 7,80	260	74	73	73,5	967
7,80 - 8,00	280	73	76	74,5	1041,5

Tab. 3.1: Eigene Messung zur Kalibrierung der Spiegelverschiebung

Bei der Auswertung fällt auf, dass das erste Messintervall 5,00 – 5,20 mm relativ kleine Werte m_1 , m_2 , m_m lieferte. Das führe ich auf Reibungsvorgänge beim „Anfahren“ der Mikrometerschraube bzw. der Spiegelverstelleinheit S_2 zurück (daher ist während der Messung kontinuierliches gleichmäßiges Drehen notwendig). Diese Phänomene treten auch bei weiteren Messungen immer wieder auf. Der "Ausreißer" wird nicht mit in die Auswertung einbezogen (daher in Klammern).

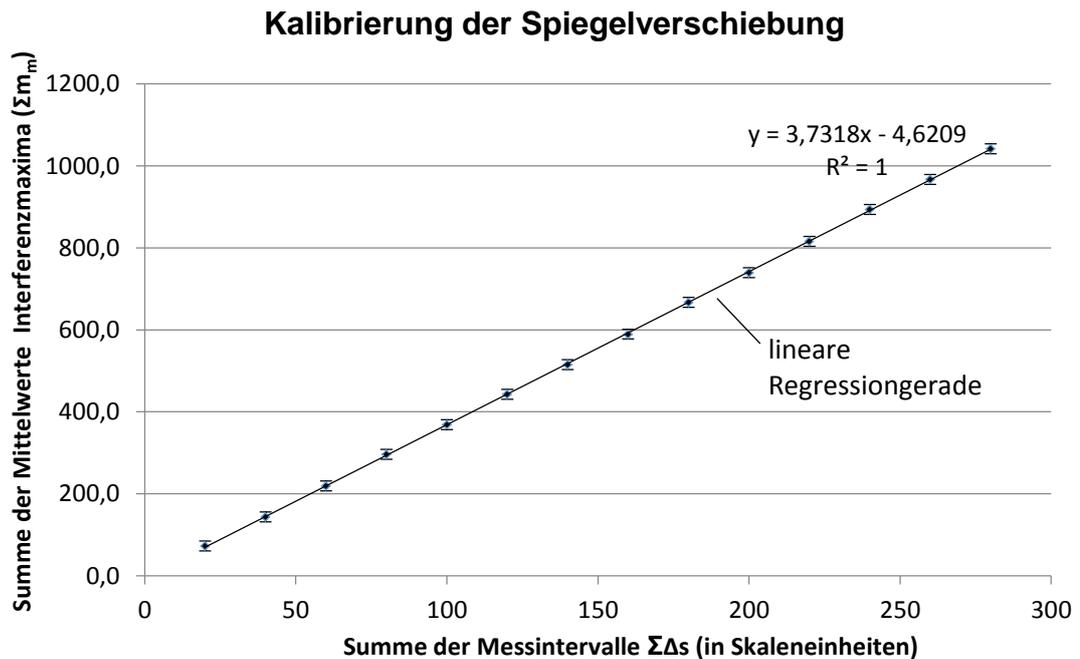


Abb. 3.2: Grafische Darstellung der eigenen Messwerte aus Tab. 3.1. Dargestellt sind zu den Messpunkten jeweils die Fehlerbalken (siehe Fehlerbetrachtung Kap. 3.2.4)

Die grafische Auswertung zeigt, dass die Messpunkte erstaunlich gut auf einer Geraden liegen. Das Bestimmtheitsmaß $R^2 = 1$ (ab der 3. Nachkommastelle hat Excel hier gerundet) zeugt von einer sehr guten linearen Annäherung der Regressionsgeraden an die Messwerte.

Die lineare Trendlinie (Regressionsgerade nach der Methode der kleinsten Quadrate) ergibt eine Steigung $\Delta m / \Delta s = 3,7318$. Setzt man dies und die Laserwellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ in die Gleichung (15) ein, erhält man

$$k_{\text{gem.}} = 992,659 \text{ nm} = 0,9927 \text{ } \mu\text{m}$$

Dies bestätigt mit $\Delta d = 0,9927 \text{ } \mu\text{m} \Delta s$ mit bemerkenswerter Genauigkeit den vom Hersteller angegebenen Wert von $k_{\text{lit.}} = 1 \text{ } \mu\text{m}$.

Betrachte ich die Abweichung des von mir gemessenen Wertes $k_{\text{gem.}} = 0,9927 \text{ } \mu\text{m}$ von der Herstellerangabe $k_{\text{lit.}} = 1 \text{ } \mu\text{m}$, so stelle ich eine Abweichung von $k_{\text{lit.}} - k_{\text{gem.}} = 0,0073 \text{ } \mu\text{m}$ fest (d.h. eine relative Abweichung von nur 0,7% von der Herstellerangabe). Ich interpretiere den von mir gemessenen Wert als den für das vorliegende Interferometer „richtigen“ Wert und lege diesen meinen Berechnungen zur nachfolgenden Wellenlängenbestimmung zu Grunde.

Darüber hinaus wird über einen weiten Messbereich (Mikrometerschraubenposition $s = 5,20 - 8,00 \text{ mm}$) ein linearer Zusammenhang zwischen der Einstellung der Mikrometerschraube s und der Spiegelverschiebung d festgestellt.

3.2.4 Fehlerbetrachtung

Jede physikalische Messung ist mit systematischen und zufälligen Fehlern behaftet. Nach Duden (MEYER, SCHMIDT 2007, S. 47) und nach Walcher (WALCHER 2006, S. 32 f.) ergibt sich der Größtfehler für die Messunsicherheit von Δk aus der Summation der systematischen und zufälligen Fehler.

In die Kalibrierungsmessung gehen nach Formel (15) aus Kap. 3.2.2 folgende Größen ein, die möglicherweise fehlerbehaftet sein können: die Laserwellenlänge λ (des grünen Kalibrierungslasers), die Einstellungsungenauigkeit der Mikrometerschraube Δs und die Anzahl der gezählten Intensitätsmaxima m . Die Mikrometerschraube lässt sich auf ca. ± 1 Skaleneinheit (SKE) sehr präzise einstellen. Ungenauigkeiten bei der Einstellung oder Ablesung von Δs führen zu Veränderungen bei der Anzahl der gezählten Interferenzringe (Maxima) m . Daher sollen hier nur die Messunsicherheiten von m betrachtet werden.

Die Größenordnungen dieser Fehler und damit die relative Messunsicherheit $\Delta k/k$ sollen im Folgenden abgeschätzt werden⁴:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta m_m}{m_{mm}} \quad (16)$$

Unbestimmtheit der Wellenlänge $\Delta \lambda$ der Laserdiode, die zum Kalibrieren verwendet wird: Ideal wäre eine Strahlquelle, die nur eine Wellenlänge emittiert, also in Bezug auf die spektrale Linienbreite möglichst schmalbandig ist. Vom Hersteller wird eine Emissionwellenlänge des Kalibrierungslasers mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ angegeben (CONRAD ELECTRONIC SE 2011). Angaben zur Bandbreite der Laserstrahlung sind auf dem Produktdatenblatt nicht zu finden. Die Recherche in Literaturquellen zu ähnlichen Diodenlasern (CRYSTALASER) ergab eine spektrale Linienbreite von typischerweise $\Delta \lambda = \pm 0,15 \text{ nm}$. Der relative, systematische Fehler der Wellenlänge $\Delta \lambda / \lambda = 0,15 \text{ nm} / 532 \text{ nm} = 0,00028$ ist sehr klein und kann mit 0,028% für unsere Messzwecke vernachlässigt werden.

Für den zufälligen statistischen Fehler ist die Standardabweichung des Mittelwertes $\Delta \bar{x}$ eine Größe, die angibt, wie groß die Streuung der Messwerte um den Mittelwert \bar{x} (in meiner Messung der Mittelwert m_{mm} der gezählten Maxima m_m)⁵ ist. Dieser mittlere Fehler $\Delta \bar{x}$ (in meinen Messungen Δm_m) des arithmetischen Mittels, berechnet sich (MEYER, SCHMIDT 2007, S. 46):

⁴ Wegen der Fehlerfortpflanzung (MEYER, SCHMIDT 2007, S. 47) werden die relativen Fehler addiert (16).

⁵ Erläuterungen zu m_{mm} und m_m siehe Anhang III, Fehlerrechnung, Tab. 6.1

$$\Delta\bar{x} = \pm \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (17)$$

Diese allgemeine Formel (17) für die Standardabweichung des Mittelwertes wende ich auf meine Messung an (die ausführliche Fehlerbetrachtung befindet sich im Anhang III). Als Ergebnis errechne ich einen relativen statistischen Fehler für die Messunsicherheit von m:

$$\frac{\Delta m_m}{m_{mm}} = 0,0081 \quad d. h. \dots \approx 0,8\%$$

In Abbildung 3.2 ist ein relativer Fehler von 0,8% als Fehlerbalken eingezeichnet.

Ein möglicher systematischer Fehler (Abweichung der Laserwellenlänge) $\Delta\lambda/\lambda$ mit 0,028% kann aufgrund der Größe vernachlässigt werden (s.o.).

Die Fehlerbetrachtung für die Bestimmung der Proportionalitätskonstanten k ergibt einen relativen Fehler von:

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{\Delta m_m}{m_{mm}} = \pm 0,8\%$$

Daraus resultiert ein absoluter Fehler von $\Delta k = 0,9927 \mu\text{m} \times (\pm 0,008) = \pm 0,008 \mu\text{m}$.

Als Messergebnis erhalten wir für die Proportionalitätskonstante k damit:

$$\mathbf{k = (0,9927 \pm 0,008) \mu\text{m}}$$

Die Herstellerangabe für $k = 1 \mu\text{m}$ liegt mit einer Abweichung von $k_{\text{lit.}} - k_{\text{gem.}} = 0,0073 \mu\text{m}$ innerhalb der von mir ermittelten Fehlergrenzen.

3.3 Bestimmung der Laserwellenlänge

3.3.1 Aufgabenstellung und Ziele

Nun soll die Wellenlänge einer Laserdiode (PICOTRONIC 2014) (s. Produktdatenblatt, Anhang IV), die als weitere Strahlquelle des Michelson-Interferometers zur Verfügung steht, gemessen werden.

Der Versuchsaufbau gleicht dem der Kalibrierungsmessung. Statt des grünen Laserpointers wird nun ein Diodenlaser, der im roten Spektralbereich mit einer „vermeintlich“ unbekanntem Wellenlänge emittiert, verwendet. Der Diodenlaser ist ein 1mW Punkt-laser.

Die Messmethode ist mit der der Kalibrierungsmessung identisch: Man verschiebt den Spiegel S_2 durch Verstellen der Mikrometerschraube um Δs Skaleneinheiten und zählt die Anzahl der durchlaufenden Maxima Δm . Als Proportionalitätskonstante k verwende ich den in der vorherigen eigenen Messung ermittelten Wert $k = 0,9927 \mu\text{m}$. Die Wellenlänge λ lässt sich dann berechnen aus Gleichung (14) aus Kap. 2.2.3:

$$\lambda = \frac{2k\Delta s}{\Delta m} \quad (14)$$

3.3.2 Durchführung der Wellenlängenbestimmung

Für die Messung wähle ich einen Messbereich zwischen 5,60 – 7,20 mm der Mikrometerschraube. Der Bereich liegt symmetrisch um die mittlere Position 6,40 mm der Mikrometerschraube. Aus der Kalibrierungsmessung (Kap. 3.2) weiß ich, dass die Proportionalität zwischen Δs und Δd in diesem Intervall gegeben ist. Ein Messbereich mit 8 Messintervallen (d.h. 8 Messwerten, s. Tab. 3.2) ist ausreichend zu einer aussagekräftigen Bestimmung einer Regressionsgeraden.

Unter sehr langsamen, kontinuierlichen Drehen der Mikrometerschraube wird der Messbereich 5,60 – 7,20 mm abgefahren. Das sich kontinuierlich verändernde Interferenzmuster (es bilden sich vom Zentrum aus neue konzentrische Ringen) wird mit dem Handy aufgenommen. Bei der späteren Auswertung der Videoaufnahmen wird, um Zählfehler zu vermindern, der Messbereich 5,60 – 7,20 mm in Intervallgrößen von 20 SKE unterteilt (siehe Messwert-Tab. 3.2 und Fußnote 3, S. 14). Um die Messsicherheit zu erhöhen (Mittelwertbildung), werden 3 unabhängige Messungen durchgeführt.

3.3.3 Auswertung der Wellenlängenbestimmung

Bei der Auswertung werden erneut zwei Auswertungszählungen (m_1, m_2) analog zur Kalibrierung für jeden der drei Messdurchgänge vorgenommen. Der Mittelwert der jeweiligen Zählungen wird aufsummiert (Σm_m) und tabellarisch der Summe der Messintervalle $\Sigma \Delta s$ gegenübergestellt.

Folgende Messreihen ergeben sich:

Messbereich d. Mikrometerschritt (in SKE)	Summe Messintervalle $\Sigma\Delta s$ (in SKE)	Anzahl Maxima m_1	Anzahl Maxima m_2	Mittelwert (m_1, m_2) m_m	Summe Mittelwerte Σm_m
1. Messdurchgang:					
5,60 - 5,80	(20)	(40)	(42)	(41)	
5,80 - 6,00	20	66	63	64,5	64,5
6,00 - 6,20	40	61	62	61,5	126
6,20 - 6,40	60	59	60	59,5	185,5
6,40 - 6,60	80	59	58	58,5	244
6,60 - 6,80	100	62	62	62	306
6,80 - 7,00	120	62	62	62	368
7,00 - 7,20	140	63	61	62	430
2. Messdurchgang:					
5,60 - 5,80	(20)	(54)	(52)	(53)	
5,80 - 6,00	20	67	66	66,5	66,5
6,00 - 6,20	40	63	66	64,5	131
6,20 - 6,40	60	61	63	62	193
6,40 - 6,60	80	60	62	61	254
6,60 - 6,80	100	60	64	62	316
6,80 - 7,00	120	60	59	59,5	375,5
7,00 - 7,20	140	62	63	62,5	438
3. Messdurchgang:					
5,60 - 5,80	(20)	(48)	(48)	(48)	
5,80 - 6,00	20	60	60	60	60
6,00 - 6,20	40	60	60	60	120
6,20 - 6,40	60	60	57	58,5	178,5
6,40 - 6,60	80	62	60	61	239,5
6,60 - 6,80	100	60	58	59	298,5
6,80 - 7,00	120	62	65	63,5	362
7,00 - 7,20	140	61	59	60	422

Tab. 3.2: Eigene Messreihen zur Bestimmung der Wellenlänge λ eines roten Diodenlasers

Die Messwerte im ersten Messintervall (5,60 – 5,80) zeigen systematisch sehr niedrige m -Werte und werden verworfen (Begründung analog Kap. 3.2.3: mechanische Verzögerungen beim „Anfahren“ des beweglichen Spiegels).

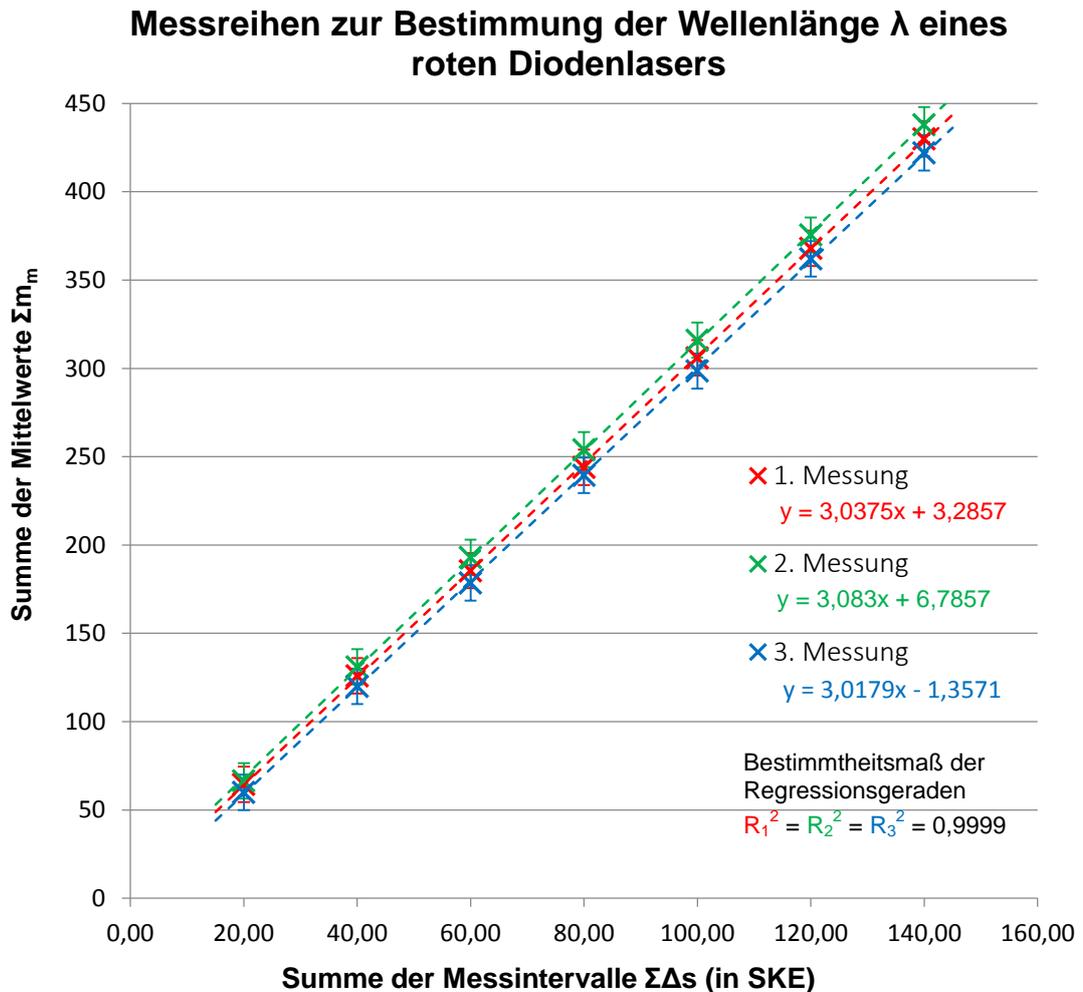


Abb. 3.3: Grafik zur Bestimmung der Wellenlänge eines roten Diodenlasers (Darstellung der Messwerte $\Sigma \Delta s$ gegen Σm_m aus der Tab. 3.2)

In der graphischen Darstellung ist der lineare Zusammenhang zwischen Δs und Δm sehr gut zu erkennen. Mit der in Kapitel 2.2.3 hergeleiteten Formel (14):

$$\lambda = \frac{2k\Delta s}{\Delta m} \quad (14)$$

kann die Wellenlänge des Diodenlasers bestimmt werden. Der Faktor k ist in Kap. 3.2 mit $k = 0,9927 \mu\text{m}$ bestimmt worden. $\Delta m / \Delta s$ ist die Steigung der Regressionsgeraden (nach Methode der kleinsten Quadrate) und kann aus der Abb. 3.3 (Berechnung der Regressionsgeraden mit Excel) abgelesen werden. So ergibt sich für:

- Die 1. Messung: $\lambda = \frac{2 \times k}{\frac{\Delta m}{\Delta s}} = \frac{2 \times 0,9927 \mu\text{m}}{3,0375} = 0,6536 \mu\text{m} \approx 653,6 \text{ nm}$
- Die 2. Messung: $\lambda = \frac{2 \times 0,9927 \mu\text{m}}{3,083} = 0,64398 \mu\text{m} \approx 644,0 \text{ nm}$
- Die 3. Messung: $\lambda = \frac{2 \times 0,9927 \mu\text{m}}{3,0179} = 0,65787 \mu\text{m} \approx 657,9 \text{ nm}$

Aus den drei verschiedenen Wellenlängen der Messungen 1 – 3 wird der Mittelwert $\lambda_{\text{gem.}} = 651,8 \text{ nm}$ gebildet.

Der vom Hersteller des Diodenlasers angegebene Wert beträgt $\lambda_{\text{lit.}} = 650 \text{ nm}$ (PICO-TRONIC GMBH 2014). Die Abweichung vom Herstellerwert ($\lambda_{\text{lit.}} - \lambda_{\text{gem.}}$) beträgt nur $\Delta\lambda = 1,8 \text{ nm}$. Das entspricht einer relativen Abweichung $\Delta\lambda / \lambda_{\text{lit.}} = 1,8 \text{ nm} / 650 \text{ nm} = 0,0028$. Die Abweichung von der Herstellerangabe beträgt damit nur 0,3%.

3.3.4 Fehlerbetrachtung

In die Messung der Wellenlänge gehen nach der Formel (14) aus Kap. 2.2.3 folgende Größen ein, die fehlerbehaftet sein können: Proportionalitätsfaktor k und die Anzahl der gezählten Intensitätsmaxima m ⁶. Die Größenordnungen dieser Fehler sollen im Folgenden abgeschätzt werden (WALCHER 2016, S. 32 f.):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta k}{k} + \frac{\Delta m_m}{m_{mm}} \quad (18)$$

$\Delta k / k$ stellt einen Interferometer-spezifischen, von dieser Messung unabhängigen systematischen, relativen Fehler dar, der bereits in der Kalibrierungsmessung (Kap. 3.2) mit $\Delta k / k = \pm 0,8\%$ bestimmt wurde. Er wird übernommen.

Für die Bewertung des zufälligen statistischen Fehlers durch Einstellungsungenauigkeiten der Mikrometerschraube und Fehler beim Zählen der Anzahl der Intensitätsmaxima m berechne ich (wie in Kap. 3.2.4) die Standardabweichung des Mittelwertes m_{mm} . Der mittlere Fehler (Δm_m) des arithmetischen Mittels m_{mm} berechnet sich (analog (17), Kap. 3.2.4; ausführliche Fehlerrechnung s. Anhang IV) zu:

$$\frac{\Delta m_m}{m_{mm}} = 0,0075 \text{ d. h. } \dots \approx 0,7\%$$

Es ergibt sich der Größtfehler aus der Summe der systematischen und zufälligen Fehler:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta k}{k} + \frac{\Delta m_m}{m_{mm}} = (\pm 0,8\%) + (\pm 0,7\%) = \pm 1,5\%$$

Die Fehlerbetrachtung für die Bestimmung der Wellenlänge ergibt einen relativen Fehler $\Delta\lambda / \lambda$ von $\pm 1,5\%$. Daraus resultiert ein absoluter Fehler von

⁶ Für die Einstellungsungenauigkeit der Mikrometerschraube Δs gilt die Argumentation aus Kap. 3.2.4 (Fehlerbetrachtung Kalibrierungsmessung)

$\Delta\lambda = 651,8 \text{ nm} \times (\pm 0,015) = \pm 9,8 \text{ nm}$. Dieser absolute Fehler stellt den möglichen Größtfehler dar. Als Messergebnis erhalte ich für die Wellenlängenbestimmung damit:

$$\lambda = (651,8 \pm 9,8) \text{ nm}$$

Mein Messergebnis liegt damit sehr nahe am Herstellerwert ($\lambda_{\text{lit.}} = 650 \text{ nm}$). Der Herstellerwert ($\lambda_{\text{lit.}} = 650 \text{ nm}$) liegt innerhalb der von mir errechneten Fehlergrenzen meines Messergebnisses.

3.4 Messung der Temperaturabhängigkeit der Laserwellenlänge

3.4.1 Aufgabenstellung und Ziele

Die Eignung des Michelson-Interferometers als Messgerät soll an einer bisher im Zusammenhang mit Interferometern noch nicht publizierten Aufgabenstellung demonstriert werden.

In der Literatur ist bekannt, dass das Michelson-Interferometer zur Bestimmung der Wellenlänge (s. Kap. 3.3), zur Bestimmung der Kohärenzlänge der Strahlungsquelle und zur Bestimmung der Brechungsindices von Flüssigkeiten oder von Gasen genutzt werden kann (PHYWE SYSTEME GMBH).

Das Ziel dieser Messung ist es, das Michelson-Interferometer einzusetzen, um den Zusammenhang zwischen Änderung der Betriebstemperatur der Laserdiode und einer Wellenlängenänderung nachzuweisen.

Physikalischer Hintergrund: Mit zunehmender Dioden-Temperatur wird die emittierte Wellenlänge des Diodenlasers größer (LINOS PHOTONICS 2018, S. V37). Mit steigender Temperatur ändern sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten des Valenz- und Leitungsbandes des Halbleiterkristalls, es ändern sich auch der Brechungsindex und die Ausdehnung des Laserkristalls. Damit verschiebt sich die Eigenresonanz des Laserresonators und damit auch die emittierte Wellenlänge (MARENBACH 2001, S. 9). Die Laserbedingungen verschieben sich nicht kontinuierlich, sondern es kommt zu Sprüngen (Modensprüngen) (MARENBACH 2001, S. 9). Abgesehen von den Modensprüngen ändert sich die emittierte Wellenlänge linear (Abb. 3.4).

Unter Berücksichtigung der Modensprünge ändert sich die Wellenlänge durchschnittlich mit $0,2 \text{ nm} / ^\circ\text{C}$, siehe dazu Abb. 3.4 (LINOS PHOTONICS 2018, S. V37).

Die Abb. 3.4 zeigt die Wellenlängenänderung eines Diodenlasers, der mit einer Wellenlänge von ca. 780 nm bei Raumtemperatur ($T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) emittiert. Das Temperaturverhalten des von Marenbach, $\lambda = 809 \text{ nm}$ ($T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$), untersuchten Diodenlasers ist

fast identisch (MARENBACH 2001, S. 9). Die Temperatur ändert sich ebenfalls mit $0,2 \text{ nm} / ^\circ\text{C}$. Da ich in der Literatur und im Internet keine vergleichbaren Informationen zu dem von mir verwendeten Diodenlaser $\lambda = 651,8 \text{ nm}$ (bei $+20 \text{ }^\circ\text{C}$) finden konnte, setze ich voraus, dass meine Laserdiode sich unter ähnlichen Einflüssen genau wie die unten abgebildete Laserdiode verhält.

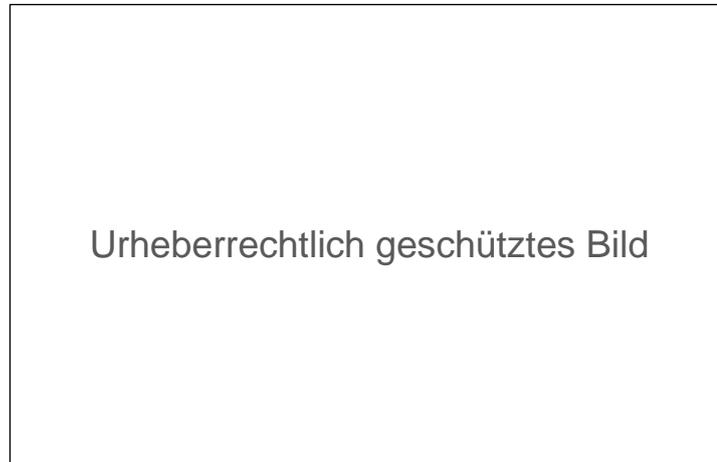


Abb. 3.4: Wellenlängenänderung eines Diodenlasers in Abhängigkeit von der Diodentemperatur (LINOS PHOTONICS 2018, S. V37)

3.4.2 Durchführung der Messung

Als Strahlquelle wird der in Kap. 3.3 verwendete Diodenlaser (PICOTRONIC 2014) (s. Produktdatenblatt, Anhang IV) mit einer Wellenlänge von $651,8 \text{ nm}$ (bei $+20 \text{ }^\circ\text{C}$) verwendet.

Veränderungen der Betriebstemperatur der Laserdiode werden in einem Temperaturbereich von $+20 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $+70 \text{ }^\circ\text{C}$ durch einen Föhn und für eine Temperatur von $0 \text{ }^\circ\text{C}$ durch zwei Kältekompressen (Kühlpacks) aus dem Gefrierschrank bewirkt. Durch einen variablen Abstand des Föhns / der Kältekompressen zur Laserdiode (zylindrisches Messinggehäuse, $20\text{mm} \times \varnothing 9 \text{ mm}$, daher gute Wärmeübertragung) lässt sich die Temperatur der Diode relativ genau einstellen. Um die jeweiligen Messtemperaturen (s. Tab. 3.3) einzustellen, wurde der Föhn in unterschiedlichen Abständen zum Laser positioniert. Vor jeder Messung wurde der Laser durch die Heißluft des Föhns 5 Minuten angeblasen. Wenn dann der auf der Laserdiodenoberfläche fixierte Temperatursensor / bzw. das Messgeräte 1 Minute lang keine Veränderungen mehr aufwies, wurde die angezeigte Temperatur als Lasertemperatur angenommen.

Die Temperaturmessung wurde mittels Digitalmultimeter mit Temperatursensor⁷ durchgeführt. Der Temperatursensor wurde mit Tape direkt auf der Messingoberfläche des Diodenlasers fixiert.

Bei einer Temperaturveränderung von +20 °C erwarte ich laut Literatur (LINOS PHOTONICS 2018, S. V37) eine Wellenlängenänderung von $20 \text{ °C} \times 0,2 \text{ nm/°C} = + 4 \text{ nm}$. In Kap. 3.3. (Wellenlängenbestimmung) hatte ich eine Messungenauigkeit von $\pm 9,8 \text{ nm}$ errechnet. Um eine höhere Messgenauigkeit zu erzielen, muss ich meine Messmethode verbessern: Eine wesentliche Fehlerquelle ist das manuelle Auszählen der Intensitätsmaxima, u.a. bei Anfang und Ende des Auszählens der Messintervalle $\Delta s = 20 \text{ SKE}$. Dieser relative Messfehler von $\frac{\Delta m_m}{m_{mm}}$ (Kap. 3.2.4) lässt sich reduzieren, indem der Messbereich der Mikrometerschraube von 20 SKE um den Faktor 5 auf 100 SKE hochgesetzt wird. Damit wird sich die Anzahl der zu zählenden Interferenzringe m_{mm} von ursprünglich ca. 60 auf nun ca. 300 erhöhen (der mögliche relative Zählfehler $\frac{\Delta m_m}{m_{mm}}$ bei der Auszählung wird damit kleiner).

Mehrere Testzählungen der Videoaufzeichnungen haben ergeben, dass sich diese hohe Anzahl von Maxima nicht mehr reproduzierbar „von Hand“ zählen lassen. Daher wurde die App „Counter“⁸ (Berührung des Handybildschirms = 1 Zählimpuls) eingesetzt.

Zur Durchführung der Messung wurden verschiedene Betriebstemperaturen (0 bis + 69 °C) eingestellt (Tab. 3.3). Mittels Mikrometerschraube wird der Messbereich kontinuierlich von 6,00 bis 7,00 mm sehr langsam durchfahren (Dauer ca. 4 – 5 Min.). Dabei wird das Interferenzbild aufgezeichnet, die Video-Aufzeichnung (Abspielgeschwindigkeit $\times 0,5$ d.h. Abspieldauer 8 – 10 Min.) wird mithilfe der Counter-App ausgewertet, d.h. die Maxima ("Anzahl Maxima m_1 ") werden gezählt. Um mögliche Fehler zu reduzieren, wurde die Auswertung einmal wiederholt ("Anzahl Maxima m_2 ").

⁷ Möglicher Temperaturmessbereich: -40 bis +1000°C

⁸ <https://play.google.com/store/apps/details?id=me.tsukanov.counter>

3.4.3 Auswertung der Messung

Temperatur Diodenlaser °C	Messbereich d. Mikrometer- schr. s (in SKE)	Messinter- vall Δs (in SKE)	Anzahl Maxima m_1	Anzahl Maxima m_2	Mittelwert (m_1, m_2) m_m	$m_m / \Delta s$	λ (nm)	Fehlerbetrachtung:	
								$\Delta m =$ $ m_1 - m_2 /2$	$\Delta m/m_m$
0	6,00 - 7,00	100,00	305	307	306	3,060	648,8	1	0,0033
20							651,8		
34	6,00 - 7,00	100,00	306	302	304	3,040	653,1	2	0,0066
56	6,00 - 7,00	100,00	301	302	301,5	3,015	658,5	0,5	0,0017
69	6,00 - 7,00	100,00	296	299	297,5	2,975	667,4	1,5	0,0050
								Mittelwert	0,0041

Tab. 3.3: Messung der Abhängigkeit der Wellenlänge λ von der Temperatur der Laserdiode die letzten beiden Spalten betreffen die Fehlerbetrachtung (siehe dazu Kap. 3.4.4)

Die Laserwellenlänge bei Raumtemperatur ($T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) wurde aus der Messung (Kap. 3.3) mit $\lambda = 651,8 \text{ nm}$ übernommen. Analog zu Kap. 3.3.3 wurden mit Formel (14) die Wellenlängenwerte berechnet. Die Messwerte aus Tab. 3.3 wurden in der Abb. 3.5 grafisch dargestellt. Um die von mir gemessenen Werte mit den Literaturwerten (Temperaturursicht $0,2 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, Abb. 3.4 (LINOS PHOTONICS 2018: S. V 37)) vergleichen zu können, wurde auf Basis der Literaturwerte die zu erwartende Temperaturänderung als gestrichelte Linie (Fixpunkt bei $651,8 \text{ nm}$) in Abb. 3.5 eingezeichnet. Die o.g. Modensprünge sind hier nicht berücksichtigt.

Temperaturabhängigkeit der Laserwellenlänge

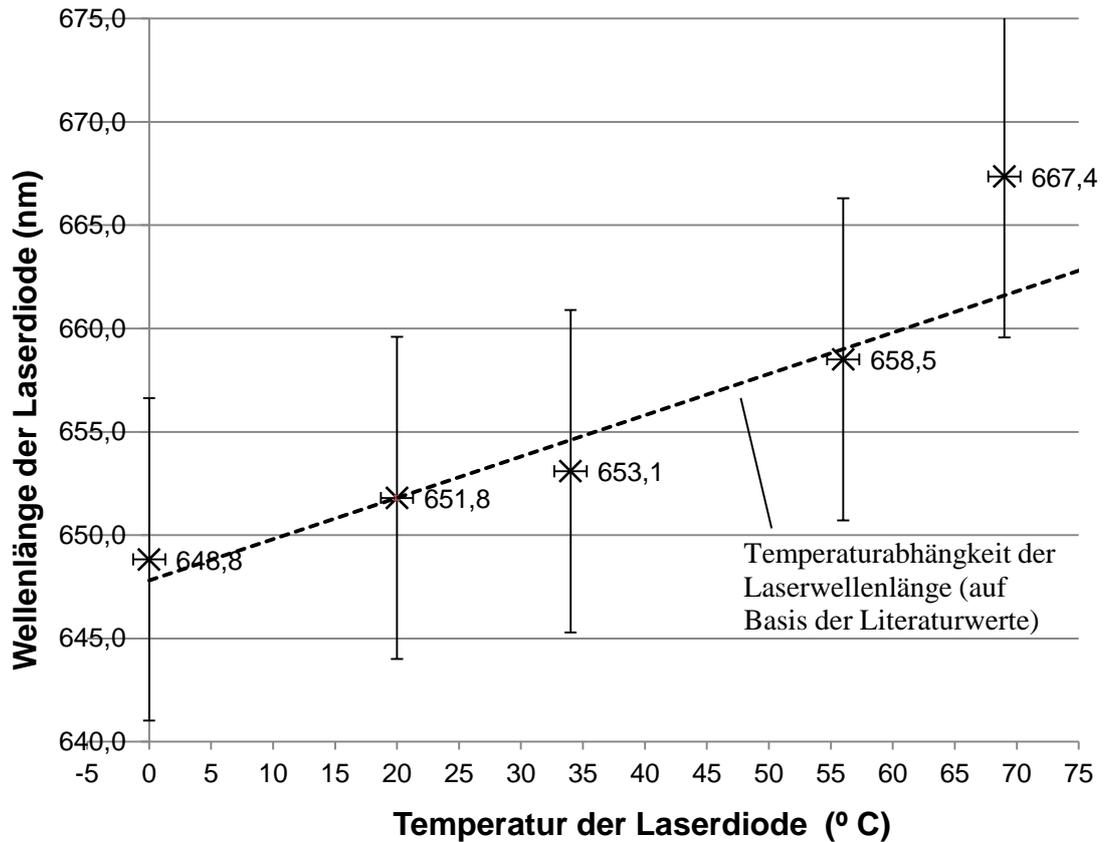


Abb.3.5: Abhängigkeit der emittierten Laserwellenlänge in Abhängigkeit der Betriebstemperatur der Laserdiode (gestrichelt eingezeichnet ist die Trendlinie der Temperaturabhängigkeit von λ auf Basis von Literaturwerten)

In Abb. 3.5 wird der Zusammenhang zwischen der Erhöhung der Betriebstemperatur der Laserdiode und einer Zunahme der emittierten Wellenlänge deutlich. Meine Messwerte stimmen erstaunlich gut mit den Literaturwerten (gestrichelte Linie) überein.

3.4.4 Fehlerbetrachtung

Analog zu Kap. 3.3.4 gehen in die Messung der Wellenlänge nach der Formel (14) aus Kap. 2.2 folgende Größen ein, die fehlerbehaftet sein können: Proportionalitätsfaktor k und die Anzahl der gezählten Intensitätsmaxima m . Die Größenordnungen dieser Fehler sollen im Folgenden abgeschätzt werden:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta k}{k} + \frac{\Delta m}{m_m} \quad (18)$$

$\Delta k / k$ stellt einen Interferometer-spezifischen, systematischen relativen Fehler dar, der bereits in der Kalibrierungsmessung (Kap. 3.2) mit $\Delta k / k = \pm 0,8\%$ bestimmt wurde. Er wird übernommen.

Für die Bewertung des zufälligen statistischen Fehlers durch Fehler beim Zählen der Anzahl der Intensitätsmaxima m berechne ich die Standardabweichung der Mittelwerte m_m (s. Tab. 3.3). Der mittlere Fehler (Δm) des arithmetischen Mittels m_m , d.h. das Maß für die Streuung der Messwerte kann nach (MEYER, SCHMIDT 2007, S. 46) für nur wenige Messwerte (m_1 und m_2 wurden bei den jeweiligen Temperaturen ausgezählt, daher $n = 2$) vereinfacht berechnet werden als⁹:

$$\Delta m = \pm \frac{|m_1 - m_2|}{n} \quad (19)$$

In der Tab. 3.3 (letzten beiden Spalten) sind die Rechnungen zur Fehlerbetrachtung nachzuvollziehen. Als relativen Fehler erhalte ich:

$$\frac{\Delta m}{m_m} = 0,0041 \quad d.h. \dots \approx 0,4\%$$

Somit ergibt sich ein relativer Fehler von:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta k}{k} + \frac{\Delta m_m}{m_m} = (\pm 0,8\%) + (\pm 0,4\%) = \pm 1,2\%$$

Die Fehlerbetrachtung für die Temperaturabhängigkeit der emittierten Wellenlängen ergibt einen relativen Fehler $\Delta \lambda / \lambda$ von $\pm 1,2\%$. Daraus resultiert ein absoluter Fehler von z. B. bei $651,8 \text{ nm} \times (\pm 0,012) = \pm 7,8 \text{ nm}$. Dieser Fehler ist in der Abb. 3.5 eingetragen (s. Fehlerbalken in y-Richtung).

Als möglicher Fehler bei der Einstellung der Temperatur wird vom Hersteller als Ungenauigkeit des Temperatursensors (Datenblatt des Multimeters im Messbereich 0 bis $+100^\circ \text{ C}$ eine Genauigkeit von $\pm 3,3\%$) angegeben (s. Fehlerbalken in x-Richtung Abb. 3.5). Grundsätzlich muss bedacht werden, dass die mit Föhn und Kältekompressen erzeugten Temperaturen am Messinggehäuse des Diodenlasers gemessen wurden. Welche Temperaturen am Laserkristall (Umwandlung von elektrischer Energie in Licht und Wärme) herrschen, ist unbekannt und kann hier nicht berücksichtigt werden.

Durch die Verbesserung der Messmethode (Erhöhung der Anzahl der zu zählenden Interferenzringe) konnte der relative Fehler $\Delta m / m_m$ im Vergleich zur Wellenlängenmessung im Kap. 3.3 von $\pm 0,7\%$ auf $\pm 0,4\%$ fast halbiert werden. Da aber der syste-

⁹ Wegen der größeren Anzahl der Messwerte n hatte ich in Kap. 3.2.4 und 3.3.4 die aufwendigere Gleichung (17) zur Berechnung der Standardabweichung der Mittelwerte verwendet. Rechnungen siehe Anhang III und IV.

matische, relative Fehler $\Delta k / k = \pm 0,8\%$ erhalten bleibt, resultiert daraus ein möglicher relativer Fehler von $\Delta\lambda / \lambda = \pm 1,2\%$. Dies entspricht einem absoluten Größtfehler von $\pm 7,8$ nm bei 651,8 nm.

Mit dieser Messung konnte der in der Literatur beschriebene Zusammenhang zwischen Betriebstemperatur und der emittierten Wellenlänge mithilfe des Michelson-Interferometers gezeigt werden.

3.5 Zusammenfassung und Bewertung der Messungen

Eine genaue Justierung von Laser, Linse und Michelson-Interferometer in der Reihenfolge wie in Kapitel 3.1 beschrieben und ein wenig Übung sind notwendig, damit konzentrische Interferenzringe auf dem Schirm (siehe Foto auf dem Deckblatt) sichtbar werden.

Bei den Experimenten mit den beiden Laserdioden fallen die Unterschiede in den Interferenzmustern beim grünen Laser ($\lambda = 532$ nm) und dem roten Laser ($\lambda = 651,8$ nm) auf: Beim grünen Laser sind deutlich mehr Interferenzringe zu sehen, die Ringe liegen näher beieinander. Die Erklärung hierfür liefert (4) aus Kap. 2.2 (s.u.). Betrachtet man d und φ als konstant, ist die Wellenlänge antiproportional zur Ordnung m der Interferenzmaxima, d.h. bei geringerer Wellenlänge (grün) werden mehr Maxima sichtbar:

$$\lambda = \frac{2d}{m} \cos\varphi \quad \text{mit } m = 0,1,2, \dots \quad \Rightarrow \lambda \sim \frac{1}{m} \quad (4)$$

Auffällig war, dass das Interferometer zu Beginn einer jeden Messung einen gewissen "Vorlauf" der Mikrometerschraube (es reichen $\Delta s = 20$ SKE) benötigt, bis sich $\Delta m / \Delta s = \text{konstant}$ eingestellt hat (linearer Verlauf des Grafen in Abb. 3.2., Kap. 3.2.3). Festzustellen war, dass zu Beginn bezogen auf 20 SKE der Mikrometerschraube (siehe z.B. Tab. 3.1, Kap. 3.2.3, Messbereich 5,00 - 5,20 mm) die Anzahl der Maxima systematisch zu gering waren. Aus diesem Grund wurde bei allen Messungen das 1. Messintervall $\Delta s = 20$ SKE nicht mit in die Auswertung (Regressionsgerade) einbezogen.

Bei der Kalibrationsmessung (Kap. 3.2) war bemerkenswert, dass über einen sehr weiten Bereich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Verstellen der Mikrometerschraube Δs und der Anzahl der Intensitätsmaxima Δm festgestellt werden konnte. Der vom Hersteller PHYWE angegebene Kalibrationsfaktor $1 \mu\text{m}$ konnte mit einer geringen Abweichung $k_{\text{gem.}} = 0,9927 \mu\text{m}$ verifiziert werden.

Zur Messung der Wellenlänge wurden drei unabhängige Messungen durchgeführt (Kap. 3.3). Die Messwerte zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen der Spiegelverschiebung und der Anzahl der durchlaufenen Maxima ($\Delta m / \Delta s$) und ergeben

eine Wellenlänge $\lambda_{\text{gem.}} = (651,8 \pm 9,8)$ nm, die sehr nahe an der vom Hersteller angegebenen Diodenlaserwellenlänge von $\lambda_{\text{lit.}} = 650$ nm liegt.

Die Fehlerbetrachtung hat einen absoluten Fehler von $\pm 9,8$ nm ergeben. Der relative Fehler $\Delta\lambda / \lambda$ beträgt damit nur $\pm 1,5\%$. Die von mir gemessenen Werte der drei Messungen liegen innerhalb dieses Fehlerintervalls.

Die Messung zur Temperaturabhängigkeit der Laserwellenlänge zeigt eine weitere Anwendungsmöglichkeit des Michelson-Interferometers (Kap. 3.4). Die in der Theorie beschriebene Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge einer Laserdiode zu deren Betriebstemperatur konnte nachgewiesen werden.

4 Schlussbetrachtung

Beeindruckt hat mich die Erkenntnis, dass die Interferometrie gleich zweimal die Welt revolutioniert hat: Zu Lebzeiten von Michelson hat die Interferometrie dazu beigetragen, die physikalische Weltsicht grundlegend zu verändern und war (unbeabsichtigt) die erste Bestätigung der Speziellen Relativitätstheorie von A. Einstein (s. Anhang I). In unserer Zeit eröffnet die Laser-Interferometrie mit dem Nachweis von Gravitationswellen ganz neue Horizonte und gewährt uns Einblick in ferne Welten (s. Anhang II).

Fasziniert hat mich an der Arbeit mit dem Michelson-Interferometer, dass mit einem vergleichsweise einfachen Aufbau, aber Dank der genialen Messmethode von Michelson, Längenmessungen mit einer Auflösung durchgeführt werden können, die 10^5 mal genauer sind als mit einem Lineal.

Eigenständig Experimente aufzubauen und Messungen durchzuführen, erfordert tiefer in die physikalischen Grundlagen des Experiments einzusteigen und sich mit vielen Details der Messung auseinander zu setzen. So wurde bei der Messung mit den Längen der Messintervalle Δs und bei der Auswertung mit den Möglichkeiten zur Videoaufnahme der Interferenzmuster experimentiert. Um die Fehlerrate zu reduzieren, wurde die Abspielgeschwindigkeit der Videos bei der Auswertung reduziert. Erfahrungen aus den Wellenlängenmessungen (Kap. 3.3) haben dazu geführt, das Vorgehen bei den Messungen der Temperaturabhängigkeit (Kap. 3.4) zu verändern (Verlängerung der Messintervalle). Um die Messgenauigkeit zu erhöhen (Verbesserung der Auswertungsmethode) wurde in den Messungen (Kap. 3.4) eine Counter-App eingesetzt. Neben den Messungen selbst hat sich insbesondere die Fehlerbetrachtung deutlich umfangreicher gestaltet als ursprünglich angenommen.

Bewusst ist mir, dass ich mit dem Umfang der Facharbeit an die obere Grenze gegangen bin, aber mich hat es sehr gereizt, neben der Wellenlängenbestimmung (Kap. 3.3) auch noch die Temperaturabhängigkeit von λ (Kap. 3.4) - physikalischer Aspekt - aus-

zuprobieren. Die Fehlerbetrachtungen (Kap. 3.2.3, 3.3.3, 3.4.3) - experimenteller Aspekt - habe ich, um diese nachvollziehbar zu machen, in notwendiger Ausführlichkeit gestaltet.

Interessiert hätte mich, über die oben dargestellten Experimente hinaus, z.B. noch Experimente zur Druckabhängigkeit der Brechungsindices von Gasen (Glaszylinder mit variablem Innendruck in einem Teilstrahl) oder zur Bestimmung der Brechungsindices von Gasen (Glaszylinder mit verschiedenen Gasen (z.B. CO₂) in einem Teilstrahl) durchzuführen. Leider war dies aufgrund der vorgegebenen Seitenzahl der Facharbeit nicht möglich.

Überrascht hat mich beim Anfertigen dieser Facharbeit, wie schnell man in fachliche Tiefen gesogen wird, wie schwierig es ist, nicht den roten Faden zu verlieren und das für die Auswertung der Messungen und das Ausarbeiten deutlich mehr Zeit und Aufwand notwendig waren als ursprünglich angenommen. Trotzdem waren das Beschäftigen mit dem Thema, das Experimentieren und das Anfertigen dieser Facharbeit prägende Erfahrungen.

5 Literaturverzeichnis

- CONRAD ELECTRONIC SE (2011): Laserpointer Grüner Laser, Bedienungsanleitung 05/11. In: http://www.776301-an-01-mi-LASERPOINTER_GRUENER_LASER_de_en_fr_nl.pdf [Stand: 27.12.2017]
- CRYSTALASER: Diode Pumped Green 532 nm CrystaLaser; Specifications. In: <http://www.crystal.com/CL532.pdf> [Stand: 20.12.2017]
- DIE WELT DER PHYSIK (2017): Nobelpreis für Physik 2017 (DPG). In: <https://www.weltderphysik.de/thema/politik.../2017/nobelpreis-fuer-physik-2017/> [Stand: 15.01.2018]
- GIANCOLI, D. C. (2006): Physik. 3. Aufl. - München (Pearson Studium)
- GREHN J., KRAUSE, J. (2012): Metzler Physik, 4. Aufl. – Braunschweig (Westermann Schroedel, Diesterweg Winklers GmbH)
- GROTE, H. (2017): Der lange Weg zum Nachweis, Physik Journal, 16. Jahrgang, Nr. 12, Dez. 2017 – Weinheim (Wiley-VCH Verlag)
- JOHNSON, G. (2009): Albert A. Michelson – Verloren im All. In: Johnson, G. (2009): Die zehn schönsten Experimente der Welt – München (Verlag C. H. Beck), S. 114-131
- KRAMER, M. (2017): Vortrag: Der Nobelpreis in Physik 2017, Gravitationswellen: Ein neues Fenster zum Universum – Bonn (Max-Planck-Institut für Radioastronomie). In: https://www.dropbox.com/s/br3l2g6d3ngf72l/Uni_GW_Nobel_pub.ppt?dl=0 [Stand: 02.01.2018]
- LINOS PHOTONICS (2018): Diodenlaser. In: <http://www.atlas.uni-wuppertal.de/FP/anleitungen/fpl-09/diodenlaser> [Stand: 27.01.2018]
- LORD KELVIN (1891): Popular Lectures and Adresses, Vol I, pp 317, In: Ballif, J. R., Dibble, W. E, (1973): Anschauliche Physik - Berlin, New York (Walter de Gruyter), S. 449
- MARENBACH, S. (2001): Der Diodenlaser - Quantum technologies. In: <http://quantum-technologies.iap.uni-bonn.de/de/diplom-theses.html?task=download&file=261&token98aab9f4a4879f70120e493dba9d8e34> [Stand: 27.01.2018]
- MEYER, L., SCHMIDT, G.-D. (HRSG.) (2007): Duden, Basiswissen Schule, Physik Abitur, 2. akt. Aufl. – Mannheim (Dudenverlag)
- MICHELSON, A.A. (1911): Lichtwellen und ihre Anwendungen, In: JOHNSON, G. (2009): Die zehn schönsten Experimente der Welt – München (Verlag C. H. Beck), S. 130 u. S. 186
- MOKLER, F. (2017): Die Nobelpreisträger im Fach Physik 2017; Welt der Wissenschaft. Dez. 2017. In: www.sterne-und-weltraum.de [Stand: 04.01.2018]

MÜLLER, A. (2017): 10 Dinge, die Sie über Gravitationswellen wissen wollen – Berlin
(Springer-Verlag)

NOBELPRIZE.ORG (2014): Albert A. Michelson - Facts. - Nobel Media AB. In:
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1907/michelson-facts.html [Stand: 10.01.2018]

PHYWE SYSTEME GMBH: Interferometer nach Michelson, Betriebsanleitung, In:
http://www.phywe.fr/index.php/fuseaction/download/lrn_file/bedanl.pdf/08557.00/d/0855700d.pdf [Stand: 06.01.2018]

PICOTRONIC GMBH (2014): Red Dot Lasermodul, LFD650-1-12 (9X20) Order Number:
70103984, Produktdatenblatt. In: [http://www.Lasermodul rot 1 mW_816476-da-01-en-PUNKTLASER_650NM_1MW_70103984.pdf](http://www.Lasermodul%20rot%201%20mW_816476-da-01-en-PUNKTLASER_650NM_1MW_70103984.pdf) [Stand: 27.12.2017]

SEXL R., SCHMIDT, H. K. (1991): Raum-Zeit-Relativität – Braunschweig/Wiesbaden
(Friedr. Vieweg & Sohn)

UNIVERSAL-LEXIKON.DEACADEMIC (2017): Physiknobelpreis 1907: Albert Abraham
Michelson. In: http://universal_lexikon.deacademic.com/285249/Physiknobelpreis_1907%3A_Albert_Abraham_Michelson [Stand: 06.01.2018]

UNIVERSITÄT DUISBURG-ESSEN, FAKULTÄT FÜR PHYSIK (2016): Handbuch zu den
Schlüsselexperimenten des KLP Physik, Schlüsselexperiment 22: "Michelson-
Morley-Experiment". In: http://www.didaktik.physik.uni-due.de/veranstaltungen/soe/25Schluesselexperimente/V22_Michelson_Morley_Experiment.pdf [Stand: 30.12.2017]

WALCHER, W. (2006): Praktikum der Physik - 9. überarbeitete Aufl. – Wiesbaden (B.G.
Teubner Verlag)

Sofern nicht anders angegeben, sind die verwendeten Fotos, Bilder und Abbildungen
von mir selbst erstellt worden.

6 Anhang

Anhang I: Rückblick - Das Michelson-Morley Experiment

Anhang I.1: Das Michelson-Morley Experiment veränderte das physikalische Weltbild

Bis gegen Ende des 19. Jahrhunderts war es einhellige Meinung, dass das Licht analog zur Ausbreitung von Schall- oder Wasserwellen einen sogenannten „Äther“ zur Ausbreitung benötigt. Unter Äther verstand man einen „masselosen Stoff, der das Universum ausfüllt und alles durchdringt“ (GIANCOLI 2006, S. 1225). Man nahm an, dass der Äther ruht und sich z.B. Sonne und Erde relativ zu ihm durchs All bewegen. In Bezug zum ruhenden Äther müsste man einen „Ätherwind“ auf der bewegten Erde wahrnehmen und messen können, genauso wie man als Radfahrer den Fahrtwind wahrnimmt. Das physikalische Weltbild in dieser Zeit wird durch folgendes Zitat von Lord Kelvin deutlich: „Es gibt etwas, dessen wir ganz sicher sind, das ist die Realität des Lichtäthers als Substanz. [...] Sie können die Existenz des Lichtäthers als wissenschaftlich gesichert betrachten.“ (LORD KELVIN 1891, S. 317 f.).

Vor diesem Hintergrund führte der deutsch-amerikanische Physiker Albert Abraham Michelson im Jahre 1881 in Potsdam ein Experiment durch, mit dessen Hilfe er die relative Geschwindigkeit des Äthers, den „Ätherwind“, in Bezug zur Erde nachweisen wollte. Mit dem von ihm gebauten Interferometer mit zwei rechtwinklig angeordneten Spiegelarmen (Abb. 6.1(a)) wollte er zeigen, dass die Lichtgeschwindigkeit in dem parallel zum Ätherwind ausgerichteten Arm sich von der im orthogonalen Spiegelarm unterschied. Verständlich werden die Überlegungen von Michelson durch die Übertragung der Funktionsweise seines Interferometers mit der Situation eines Rennens zweier Boote, die die gleiche Strecke parallel (stromabwärts und –aufwärts) bzw. senkrecht zur Strömungsrichtung (= Ätherwind) fahren (s. Abb. 6.1(b)) (GIANCOLI 2006, S. 1227). Man kann rechnerisch durch die Addition von Lichtgeschwindigkeit und Erdgeschwindigkeit (welche der Bewegungsgeschwindigkeit des Interferometers entspricht) nachweisen, dass die Lichtstrahlen unterschiedlich lange Zeiten brauchen, um wieder am Ziel anzukommen. Es liegt also eine definierte Phasendifferenz der beiden Lichtstrahlen vor.

Ein Schwenk des Interferometers um 90° (der anfangs parallele Arm wird durch 90° -Drehung zum orthogonalen Arm) sollte seiner Berechnung nach wegen der unterschiedlichen Laufzeiten zu veränderten Phasendifferenzen und damit zu einem veränderten Interferenzbild führen.

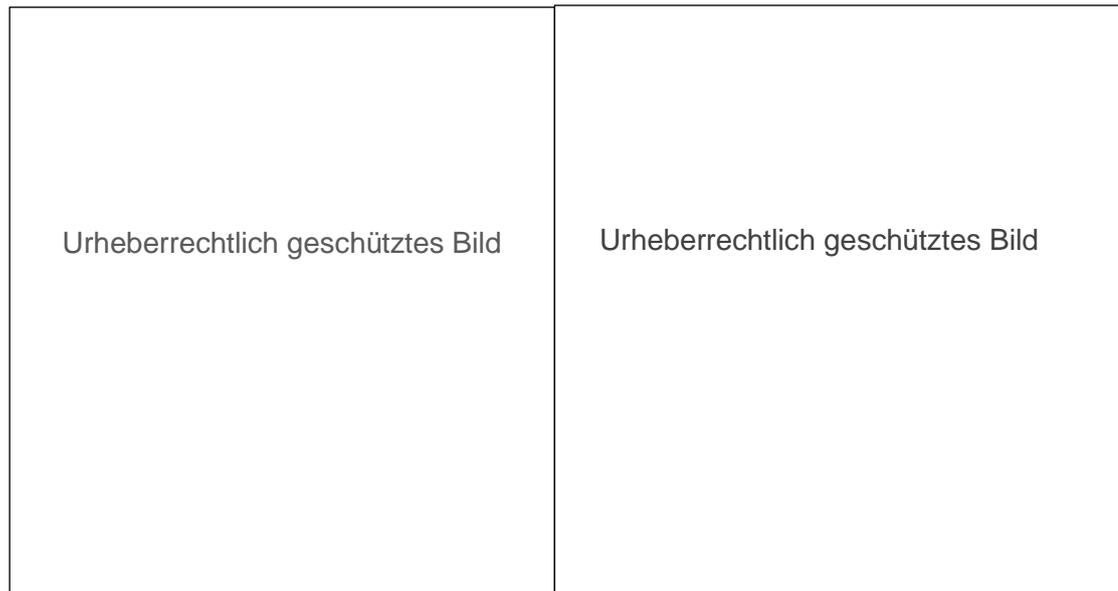


Abb. 6.1: (a) Schematischer Aufbau des Michelson-Interferometers,
 (b) Analogie zu einem Bootsrennen in einem Strom, (GIANCOLI 2006, S. 1227)

Michelson konnte mit dem Experiment jedoch keine unterschiedlichen Lichtlaufzeiten feststellen, der Ätherwind schien die Lichtgeschwindigkeit nicht zu beeinflussen. Michelson führte das Experiment zu unterschiedlichen Tages- und Jahreszeiten durch, um so unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten der Erde in Bezug auf den vermuteten Äther zu erzielen. Er blieb ohne Erfolg! Da Michelson vermutete, dass sein Potsdamer Experiment nicht genau genug war, führte er das Experiment mit einer verbesserten Version nochmals 1887 gemeinsam mit Edward E. Morley in Cleveland, Ohio, durch (UNIVERSITÄT DUISBURG-ESSEN 2016, S. 3). Das Ergebnis war wieder ein „Nullresultat“ und damit nicht vereinbar mit der „Äthertheorie“. Wie besessen arbeitete Michelson an der Verbesserung seines Instruments, führte Experimente durch, doch immer wieder Nullresultate, so als ob der „Ätherwind“ nicht existiert. Die Geisteshaltung Michelsons wird in einem Artikel deutlich, den er 1903 veröffentlichte: „[...] Äther, eine der größten Verallgemeinerungen in der modernen Naturwissenschaft, von der wir versucht sind zu sagen, sie verdient es wahr zu sein, falls sie es nicht ist. [...]“ (MICHELSON 1911, S. 170 f.).

Die Lösung dieses Rätsels kam kurze Zeit später. Dazu schreibt Johnson: „[...] Ganz entgegen ihren Erwartungen hatten sie [Michelson und Morley] bewiesen, dass es keinen fixen Raum gibt und nicht einmal fixe Zeit. Bei unserer Bewegung durch das Universum schrumpfen unsere Maßstäbe und dehnen sich aus, unsere Uhren gehen langsamer und schneller – und das alles, um die einzig wahre Bezugsgröße zu bewahren. Nicht den Äther, sondern die Lichtgeschwindigkeit. [...]“ (JOHNSON 2009, S. 131).

1905 lieferte Albert Einstein mit einer fundamental neuen Theorie, der „Speziellen Relativitätstheorie“, die Erklärung zu Michelsons Nullresultaten. Auf der Suche nach dem

Ätherwind hatten Michelson und Morley, ohne es zu ahnen, mit ihren Nullresultaten die Nichtexistenz des Äther bewiesen. Die Spezielle Relativitätstheorie erklärt das Nullresultat damit, dass sich der Raum in Bewegungsrichtung kontrahieren muss, um die unterschiedlichen Laufzeiten auszugleichen. Michelsons und Morleys Nullresultat stellt die historisch wichtigste Bestätigung des Relativitätsprinzips dar: „die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Orientierung zu einem Bezugssystem“ (UNIVERSITÄT DUISBURG-ESSEN 2016, S. 6 f.). Ohne den Ätherbegriff musste die Physik neu aufgebaut werden. Damit markiert das Michelson-Morley Experiment einen Wendepunkt in der Physik. Grundlage der Relativitätstheorie Einsteins waren zwei Prinzipien: das Relativitätsprinzip (die Naturgesetze nehmen in allen Inertialsystemen die gleiche Form an) und die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit (SEXL 1991, S. 12 f.).



Abb. 6.2: Michelsons erstes Interferometer 1881 Potsdam (JOHNSON 2009, S. 114)

Anhang I.2: Physiknobelpreis für Albert A. Michelson, 1907

1907 erhielt Michelson den Physiknobelpreis für seine optischen Präzisionsinstrumente und seine damit ausgeführten spektroskopischen Arbeiten (UNIVERSAL-LEXIKON. DEACADEMIC 2017). Durch die von ihm entwickelte Interferometrie konnten nun Längen in der Größenordnung von Lichtwellenlängen gemessen werden. Im Vergleich zu den zu dieser Zeit üblichen Mikroskopen bedeutete das eine Steigerung um mehrere Zehnerpotenzen. Auf Nachfrage des IBMG¹⁰ in Sèvres bei Paris konnte Michelson die

¹⁰Internationales Büro für Maß und Gewicht

Norm des Meters als Vielfaches der Wellenlänge einer Spektrallinie des Cadmiumdampfes festlegen (NOBELPRIZE.ORG 2014).

Interessant ist zu erwähnen, dass Michelson in seinem Nobelpreisvortrag 1907 seine umfangreichen Experimente zum Nachweis des Ätherwindes und seine Nullresultate nicht erwähnte (UNIVERSAL-LEXICON.DEACADEMIC 2017). Dies legt die Vermutung nahe, dass er (trotz der überzeugenden Erklärung seiner Ergebnisse durch die Spezielle Relativitätstheorie von Einstein, 1905) immer noch an die Existenz des Äthers glaubte.

Anhang II: Ausblick - Laser-Interferometer heute und in Zukunft

Anhang II.1: Der Nachweis von Gravitationswellen mit einem Laser-Interferometer

Gravitationswellen sind Raumzeitschwankungen, die relative Längenänderungen von $\Delta l / l = 10^{-21}$ verursachen. Prinzipiell ist der Aufbau der modernen Laser-Interferometer der gleiche wie zu Lebzeiten von Michelson. Technologisch haben sie sich zu Hochpräzisions-Messinstrumenten weiterentwickelt, die Messanforderungen sind heute sehr viel anspruchsvoller. Bei einer Armlänge von 4 km des aktuellen Gravitationswellendetektors „Advanced LIGO“ ergibt sich damit eine zu messende Längenänderung von $\Delta l = 10^{-21} \times 4 \text{ km} = 4 \times 10^{-18} \text{ m}$. Dies entspricht ca. 1/1000 Protonendurchmesser (KRAMER 2017). Diese extreme Messanforderung hatte Einstein schon vor 100 Jahren errechnet und es für unmöglich gehalten, dass dies jemals direkt gemessen werden könnte. Mit einem Interferometer nach Michelson werden Längenunterschiede nicht direkt, sondern relativ als Laufzeitunterschiede in den beiden Spiegelarmen gemessen. Trifft eine Gravitationswelle das Interferometer, werden die Längen der beiden Strecken minimal verändert und es ergeben sich Laufzeitunterschiede und damit Interferenzveränderungen. Da die Laufzeitschwankungen ein Maß für die Stärke der Gravitationswelle sind, können mittels des Laser-Interferometers Raumzeitschwankungen (Gravitationswellen) in Intensitätsschwankungen umgewandelt werden, die über einen Photodetektor sichtbar gemacht werden können (MÜLLER 2017, S. 29 f.).

Der prinzipielle Aufbau und die typische L-Form entsprechen dem Interferometer von Michelson, ansonsten stecken in dem aktuellen Gravitationswellen-Interferometer viele Jahrzehnte intensiver Forschungs- und Entwicklungsarbeit einer weltweiten Kollaboration von Wissenschaftlern. Abb. 6.3 zeigt den Aufbau des Gravitationswelleninterferometer des „Advanced Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory – Advanced LIGO“.



Abb.6.3: Aufbau des LIGO-Gravitationswellendetektors (LIGO UND MÜLLER 2017, S. 43 f.)

Die extreme Messgenauigkeit erfordert von jeder einzelnen Komponente die höchsten Anforderungen: hochstabile Laser, die gesamte Messtrecke von je 4 km Länge muss im Vakuum verlaufen, die Spiegel müssen von jeglicher Bodenbewegung entkoppelt werden und von höchster Güte sein bis hin zu extrem rauscharmen Photodetektoren. Im Folgenden sollen die einzelnen Komponenten kurz beschrieben werden (MÜLLER 2017, S. 43 f.):

Die Strahlquelle ist ein Dioden-gepumpter Festkörperlaser (Nd:YVO₄-Laser), der im nahen Infrarot bei 1064 nm emittiert. U.a durch den „Power-Recycling-Spiegel“ wird der Strahl zwischen Laser und Strahlteiler aufbereitet und auf annähernd 1 KW verstärkt. Durch sogenannte Fabry-Perot-Resonatoren, optische Resonatoren mit teildurchlässigen Spiegeln, die den Strahl 100fach hin und her reflektieren (daher die dicken Linien) und nochmals extrem verstärken. Auch der interferierende Strahl zwischen Strahlteiler und Photodetektor wird nochmals verstärkt (Signal-Recycling-Spiegel) und aufbereitet.

Bei LIGO besteht die Optik aus 4 je 40 Kilogramm schweren Quarzglas-Spiegeln höchster Reinheit (in der Abb. 6.3 als „Testmassen“ bezeichnet). Die Testmassen sind über Quarzglasfasern an speziell entwickelten Optikdämpfungssystemen und seismischen Isolationssystemen (Gewicht insgesamt 360 kg) aufgehängt, um jegliche Vibrationen abzuhalten. Das Gewicht der Spiegel ist u.a. deshalb notwendig, um dem Strahlungsdruck (Impulsübertrag der Photonen des Laserlichtes) Stand zu halten.

In den 4 km langen Röhren von LIGO mit einem Durchmesser von 1,2 m herrscht Ultrahochvakuum (10^{-12} hPa). Dies ist notwendig, um Streuung und Brechung des

Laserlichtes an Luftteilchen und auch Schallübertragung auf die Testmassen zu unterbinden.

Das Laserinterferometer wird so betrieben, dass am Ausgang „Null-Intensität“ (Dark Fringe), also Dunkelheit herrscht. Die Kunst des Gravitationswellennachweises besteht u.a. darin, am Ausgang sehr kleine Leistungsänderungen (10^{-8} Watt) zu messen.

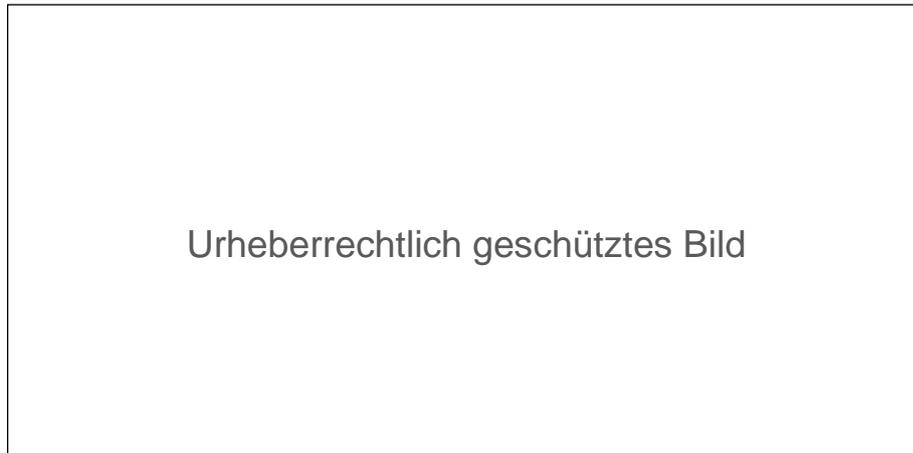


Abb. 6.4: LIGO Hanford/Washington, ein Arm des Laserinterferometers ist 4 km lang (KRAMER, 2017)

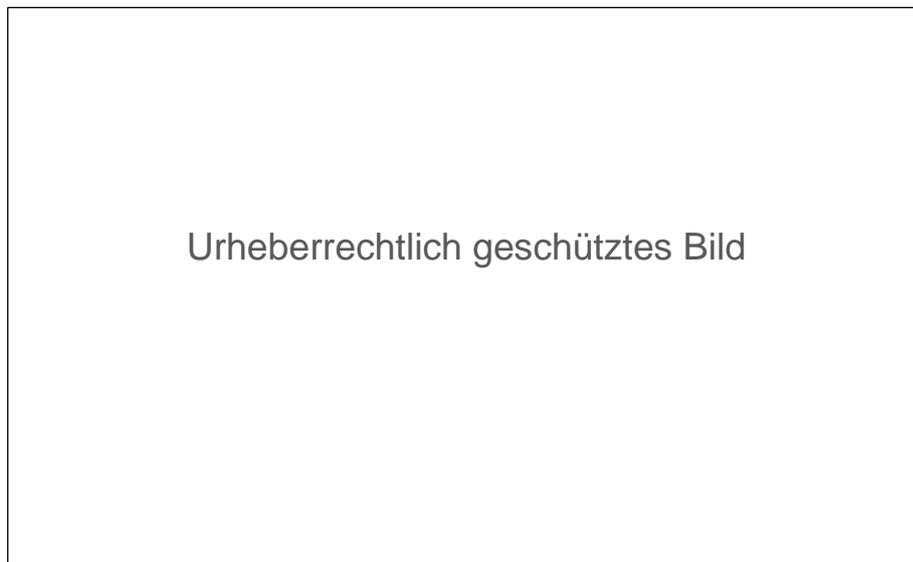


Abb. 6.5: LIGO Livingston/Louisiana, ca. 3000 km von Hanford entfernt (KRAMER, 2017)

Anhang II.2: Physiknobelpreis 2017 für das LIGO-Detektor-Team

Als Albert Einstein 1916 vor dem Hintergrund seiner Allgemeinen Relativitätstheorie die Gravitationswellen voraussagte, war er skeptisch, ob man diese jemals würde nachweisen können. 100 Jahre später, am 14. September 2015, war es soweit: mit einem Signal-zu-Rausch Verhältnis von 24 wurden Gravitationswellen erstmals detektiert

(GROTE 2017, S. 28 ff.). Die Messergebnisse passten ideal zu einem Signal, das man von der Verschmelzung zweier Schwarzer Löcher erwartete.

Bereits 1969 begann der in Berlin geborene US-amerikanische Wissenschaftler Rainer Weiss am Massachusetts Institute of Technology (MIT) über den Nachweis von Gravitationswellen mittels eines Michelson-Interferometers nachzudenken. Kurze Zeit später stieß der theoretische Physiker Kip Thorne vom California Institute of Technology (Caltech) hinzu (GROTE 2017, S. 28 ff.). Weiss startete Ende der 1970-Jahre mit einem Prototypen mit 1,5 m Armlänge, wenige Jahre später folgten die Vorbereitungen für den Aufbau eines Detektors mit kilometerlangen Interferometerarmen. 1984 startete das Projekt LIGO (Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory), welches von Caltech und MIT getragen wurde (GROTE 2017, S. 28 ff.). 1994 übernahm Barry Barish das Projektmanagement und die Leitung von LIGO. 1997 wurde die LIGO Scientific Collaboration (LSC) gegründet und das Projekt für internationale Kollaborationen geöffnet. Arbeiten, die zeitgleich in Großbritannien und in Deutschland vorangetrieben wurden (GEO-Kollaboration, u.a. Max-Planck-Institut für Gravitationsphysik und Leibniz-Universität Hannover) sollten eine maßgebliche Rolle bei „Advanced LIGO“ spielen (GROTE 2017, S. 28 ff.). 2008 begannen der Ausbau der existierenden Interferometer in Hanford (Washington) und Livingston (Louisiana) von „Initial LIGO“ zu „Advanced LIGO“. „Advanced LIGO“ bekam einen stärkeren, hochstabilen Laser, diverse Vorrichtungen zur seismischen Isolation der Testmassen (Spiegel), Dreifach-Pendelaufhängungen der Testmassen, Signal-Recycling, ... Viele dieser Techniken sind von der deutsch-britischen GEO-Kollaboration entwickelt und am GEO600-Detektor in Ruthe, südlich von Hannover, getestet worden (GROTE 2017, S. 28 ff.). Nach Meinung von Experten (GROTE 2017, S. 28 ff.) war der Erfolg von „Advanced LIGO“ und der Nachweis der Gravitationswellen erst durch die erheblich verbesserte Testmassenaufhängung und die besseren Laser möglich geworden.

Am 14. September 2015 konnten die beiden Laser-Interferometer an der US Ost- und Westküste das erste Gravitationswellensignal zweier verschmelzender Schwarzer Löcher aus einer Entfernung von 1,3 Milliarden Lichtjahren nachweisen (MOKLER 2017, S. 41 f.). Für ihre „maßgeblichen Beiträge zu den LIGO-Detektoren und die Beobachtung von Gravitationswellen“ werden die US-Wissenschaftler Rainer Weiss, Kip Thorne und Barry C. Barish mit dem Nobelpreis für Physik 2017 belohnt. Die großartige Leistung gründet maßgeblich auf der Leistung der LIGO Scientific Collaboration, der mehr als 1000 Wissenschaftler aus 18 Ländern angehören (MOKLER 2017, S. 41 f.).

Anhang II.3: Laser-Interferometer – wie es in Zukunft weiter geht

Gravitationswellen-Detektoren sind notwendige Voraussetzungen für die Gravitationswellen-Astronomie. Neben der optischen Astronomie und Radioastronomie eröffnet die Gravitationswellen-Astronomie ganz neue Möglichkeiten.

Mit dem Erfolg bei der Messung von Gravitationswellen in 2017 hat die Gravitationswellenforschung erheblichen Auftrieb bekommen. An der nächsten weiterentwickelten Generation von Detektoren wird weltweit mit großen Erwartungen gearbeitet.

Im Rahmen eines europäischen Projektes (Deutschland ist beteiligt) soll das „Einstein Teleskop“ (ET) gebaut werden. Das Interferometer soll eine Armlänge von 10 km haben, unter der Erde aufgebaut und zur Unterdrückung des thermischen Rauschens tiefgekühlt werden. Die Besonderheit des ET ist, dass die Laserlaufstrecken in Dreiecksform aufgebaut werden. Dies ermöglicht es, drei Detektoren mit je zwei Laser-Interferometern ineinander zu verschachteln. Die einzelnen Laser-Interferometer werden auf Empfindlichkeit in unterschiedlichen Frequenzbändern optimiert, um mehrere Wellenfrequenzen zeitgleich beobachten zu können (MÜLLER 2017: S. 71 f.).

Der zukunftssträchigste und wissenschaftlich anspruchsvollste Gravitationswellendetektor ist die „evolved Laser Interferometer Gravitational Wave Space Antenna“ (eLISA) (MÜLLER, 2017: S. 72). eLISA soll 70×10^6 km von der Erde entfernt im Weltall aufgebaut werden. Geplant ist auch eLISA in Dreiecksform mit 1.000.000 km Armlänge aufzubauen (Abb. 6.6). Ziel ist es, mit diesem Detektor super massereiche Schwarze Löcher aufzuspüren. Der Start für diesen Weltraumdetektor ist für 2034 geplant. Der Test der European Space Agency, ESA, mit der Vorläufermission LISA-Pathfinder in 2016 lief äußerst erfolgreich (MÜLLER, 2017: S. 72).

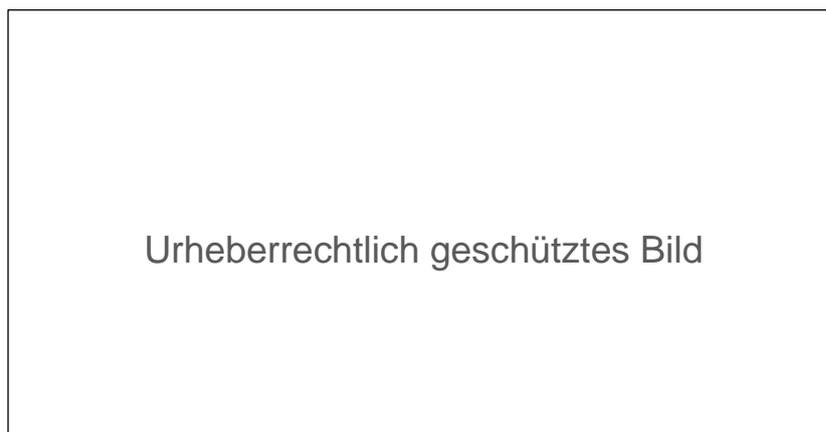


Abb. 6.6: eLISA, im Weltraum stationiertes Laser-Interferometer in Dreiecksform mit 1.000.000 km Armlänge (KRAMER 2017)

Die Entwicklung der Gravitationswellendetektoren eröffnet ein neues Fenster zum Universum (KRAMER 2017). Die „Zukunft“ (der Gravitationswellen-Astronomie) hat gerade begonnen!

Anhang III: Fehlerbetrachtung zur Kalibrierungsmessung (siehe Kap. 3.2.4)

Die allgemeine Formel für die Standardabweichung des Mittelwertes $\Delta\bar{x}$ (17) aus Kap. 3.2.4 habe ich auf meine Messung angewandt. Die Kalibrierungsmessung in Kap. 3.2.3 hatte 14 Zählintervalle mit unterschiedlichen Werten für die Mittelwert m_{mi} . Diese m_{mi} haben wiederum einen Mittelwert $m_{mm} = 74,4$ Maxima (= \bar{x} , vgl. Formel (17)).

$$\Delta m_m = \pm \sqrt{\frac{1}{14(14-1)} \sum_{i=1}^{14} (m_{mi} - m_{mm})^2} \quad (20)$$

Messwerttabelle aus Kap. 3.2.3					Fehlerberechnung:	
Messbereich d. Mikrometerschritt (in SKE)	Summe der Messintervalle	Anzahl Maxima m_1	Anzahl Maxima m_2	Mittelwert $(m_1+m_2)/2$ m_{mi}	$m_{mi}-m_{mm}$	$(m_{mi}-m_{mm})^2$
	$\Sigma\Delta s$ (in SKE)					
(5,00 - 5,20)	(20)	(51)	(51)			
5,20 - 5,40	20	72	74	73	-1,39	1,94
5,40 - 5,60	40	71	70	70,5	-3,89	15,15
5,60 - 5,80	60	78	73	75,5	1,11	1,23
5,80 - 6,00	80	77	78	77,5	3,11	9,65
6,00 - 6,20	100	73	71	72	-2,39	5,73
6,20 - 6,40	120	72	76	74	-0,39	0,15
6,40 - 6,60	140	72	73	72,5	-1,89	3,58
6,60 - 6,80	160	73	76	74,5	0,11	0,01
6,80 - 7,00	180	76	79	77,5	3,11	9,65
7,00 - 7,20	200	72	73	72,5	-1,89	3,58
7,20 - 7,40	220	76	77	76,5	2,11	4,44
7,40 - 7,60	240	79	76	77,5	3,11	9,65
7,60 - 7,80	260	74	73	73,5	-0,89	0,80
7,80 - 8,00	280	73	76	74,5	0,11	0,01
	Summe m_{mi} :			1041,5		65,59
	i =			14		
	Mittelwert der Summe m_{mm}:			74,4		

Tab. 6.1: Fehlerberechnungen zur Kalibrierungsmessung (die Berechnungen zur (20) finden sich in den letzten beiden Spalten).

Mit der o.g. Formel (20) ergibt sich somit als Standardabweichung des Mittelwertes eine Größe $\Delta m_m = 0,6$ (= $\Delta\bar{x}$). Der relative statistische Fehler für die Messunsicherheit von m ist damit:

$$\frac{\Delta m_m}{m_{mm}} = \frac{0,6}{74,4} = 0,0081 \text{ d.h. } \dots \approx 0,8\%$$

Anhang IV: Fehlerbetrachtung zur Bestimmung der Wellenlänge (s. Kap. 3.3.4)

Analog zu Anhang III soll nun die Standardabweichung des Mittelwertes m_{mm} berechnet werden. Das Maß für die Streuung meiner Messwerte m_{mi} , d.h. der mittlere Fehler (Δm_m) des arithmetischen Mittels m_{mm} , berechnet sich (17, aus Kap. 3.2.4):

$$\Delta m_m = \pm \sqrt{\frac{1}{21(21-1)} \sum_{i=1}^{21} (m_{mi} - m_{mm})^2} \quad (21)$$

Für die Bestimmung der Wellenlänge in Kap. 3.3.3 hatten wir in 3 Messreihen 21 Zählintervalle mit $n = 21$ unterschiedlichen Werten für der Mittelwert m_{mi} .

Messwerttabelle aus Kap. 3.3.3					Fehlerberechnung	
Messbereich d. Mikrometerschritt (in SKE)	Summe Messintervalle $\Sigma \Delta s$ (in SKE)	Anzahl Maxima m_1	Anzahl Maxima m_2	Mittelwert (m_1, m_2) m_{mi}	$m_{mi} - m_{mm}$	$(m_{mi} - m_{mm})^2$
1. Messdurchgang:						
(5,60 - 5,80)	(20)	(40)	(42)			
5,80 - 6,00	20	66	63	64,5	3,07	9,43
6,00 - 6,20	40	61	62	61,5	0,07	0,01
6,20 - 6,40	60	59	60	59,5	-1,93	3,72
6,40 - 6,60	80	59	58	58,5	-2,93	8,58
6,60 - 6,80	100	62	62	62	0,57	0,33
6,80 - 7,00	120	62	62	62	0,57	0,33
7,00 - 7,20	140	63	61	62	0,57	0,33
2. Messdurchgang:						
(5,60 - 5,80)	(20)	(54)	(52)			
5,80 - 6,00	20	67	66	66,5	5,07	25,72
6,00 - 6,20	40	63	66	64,5	3,07	9,43
6,20 - 6,40	60	61	63	62	0,57	0,33
6,40 - 6,60	80	60	62	61	-0,43	0,18
6,60 - 6,80	100	60	64	62	0,57	0,33
6,80 - 7,00	120	60	59	59,5	-1,93	3,72
7,00 - 7,20	140	62	63	62,5	1,07	1,15
3. Messdurchgang:						
(5,60 - 5,80)	(20)	(48)	(48)			
5,80 - 6,00	20	60	60	60	-1,43	2,04
6,00 - 6,20	40	60	60	60	-1,43	2,04
6,20 - 6,40	60	60	57	58,5	-2,93	8,58
6,40 - 6,60	80	62	60	61	-0,43	0,18
6,60 - 6,80	100	60	58	59	-2,43	5,90
6,80 - 7,00	120	62	65	63,5	2,07	4,29
7,00 - 7,20	140	61	59	60	-1,43	2,04
	Summe m_m :			1290		88,64
	$i =$			21		
	Mittelwert der Summe m_{mm}:			61,43		

Tab. 6.2: Fehlerberechnungen zur Wellenlängenbestimmung (die Berechnungen zu (21) finden sich in den letzten beiden Spalten).

Mit dem Mittelwert $m_{mm} = 61,4$ Maxima ergibt sich mit Formel (21) als Standardabweichung des Mittelwertes $\Delta m_m = 0,459$. Damit ergibt sich ein relativer statistischer Fehler für die Messunsicherheit von m von:

$$\frac{\Delta m_m}{m_{mm}} = \frac{0,459}{61,4} = 0,0075 \text{ d. h. } \dots \approx 0,7\%$$

Anhang V: Datenblätter der verwendeten Laser

Datenblatt Laserpointer (grün, $\lambda = 532$ nm), „Kalibrierungslaser, Kap. 4.2“

CONRAD ELECTRONIC SE (2011): Laserpointer Grüner Laser, Bedienungsanleitung
05/11, In: 776301-an-01-mi-LASERPOINTER_GRUENER_LASER
_de_en_fr_nl.pdf



Urheberrechtlich geschütztes Bild

Datenblatt Laser (rot, $\lambda = 650$ nm), „Bestimmung der Laserwellenlänge, Kap. 4.3“

PICOTRONIC GMBH (2014): Red Dot Lasermodul, LFD650-1-12 (9X20) Order Number: 70103984, Produktdatenblatt In: Lasermodul rot 1 mW_816476-da-01-en-PUNKTLASER_650NM_1MW_70103984.pdf (Stand: 27.12.2017)



Urheberrechtlich geschütztes Bild

Anhang VI: Laufzettel Facharbeit

Urheberrechtlich geschütztes Bild

7 Danksagungen

Neben der Theorie zum Michelson-Interferometer sind die eigenen Experimente Kern meiner Facharbeit.

Deshalb möchte ich Herrn Dr. Stefan Spaniol, Lifephotonic GmbH (Bonn), für die Bereitstellung der Laser und die Tipps zum Experimentieren danken.

Ich danke ebenso meinem Physiklehrer Herrn Dr. Grab, der mich nicht nur bei der Anfertigung der Facharbeit beraten und betreut hat, sondern mir das Experimentieren mit dem Interferometer ermöglichte und Material und Instrumente aus der Physiksammlung des Clara-Schumann-Gymnasiums bereitgestellt hat.

Nicht zuletzt danke ich Herrn Prof. Kramer, MPI für Radioastronomie Bonn, der mit seinem Vortrag über den Nachweis von Gravitationswellen im Oktober 2017 die Idee zur Beschäftigung mit Laser-Interferometern und damit zu dieser Facharbeit geliefert hat.

8 Selbstständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die Facharbeit ohne fremde Hilfe angefertigt und nur die im Literaturverzeichnis angeführten Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Alle Zitate und Übernahmen sind im Text der Facharbeit kenntlich gemacht.

Bonn, 24.02.2018

(Florian W. Pausewang)