



Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Institut für Kernphysik

Piezo-Aktuator gestützte Kalibration eines Systems zur Vermessung von mechanischen Schwingungen an Beschleunigungsmagneten

Bachelorarbeit
im Rahmen des Studiengangs Physik
zur Erlangung des Grades
Bachelor of Science

von

Dominic Kohlhöfer

geboren am 21.03.1989

Erstgutachter	Herr PD Dr. K. Aulenbacher
Zweitgutachter	Herr Prof. Dr. T. Palberg
Betreuer	Herr Wolfgang Klag
Matrikelnummer	2660215
Arbeit vorgelegt am	27.11.2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Theoretischer Hintergrund	3
2.1	Laser	3
2.1.1	Allgemeine Funktionsweise und Eigenschaften	3
2.1.2	Der Helium-Neon-Laser	4
2.1.3	Der Diodenlaser	5
2.2	Piezokristalle	6
2.3	Die 4-Quadranten-Diode	7
2.4	Interferometrie	8
2.4.1	Interferenzen von Wellen, insbesondere Lichtwellen	8
2.4.2	Das Michelson-Interferometer	10
3	Experimente und Auswertung	13
3.1	Strahlprofilierung der Laser	13
3.1.1	Ausmessen der CCD-Kamera und des Oszilloskops	13
3.1.2	Strahlprofil des HeNe-Lasers	14
3.1.3	Strahlprofil des Diodenlasers	16
3.2	Der Piezotisch	18
3.2.1	Ausmessen der horizontalen Bewegung	18
3.2.2	HeNe-Laser auf 4-Quadranten-Diode	20
3.2.3	Diodenlaser auf 4-Quadranten-Diode	22
3.3	Die Piezofeder und das Michelson-Interferometer	23
3.3.1	Ausmessen der Piezofeder	24
3.3.2	Messungen mit dem Michelson-Interferometer	26
3.4	Erste Messungen am Beschleunigermagneten	28
4	Fazit	31
5	Anhänge	33
6	Eidesstattliche Erklärung	43

1 Einführung

Seit der Entwicklung der ersten Teilchenbeschleuniger sind Wissenschaftler weltweit bemüht, verschiedene neue Beschleunigertypen zu realisieren. An der Johannes-Gutenberg Universität zu Mainz wurde ein Teilchenbeschleuniger entwickelt, der über mehrere Linearbeschleuniger einen Elektronenstrahl erzeugt, mit dem Strukturen von Teilchen auf subatomarer Ebene untersucht werden können. Dieser Teilchenbeschleuniger trägt den Namen Mainzer Mikrotron (MAMI). Die Vorbeschleunigung der Elektronen geschieht hierbei über sogenannte Racetrack Microtrons (RTM), von denen es gleich drei Stück in unterschiedlichen Größen gibt.

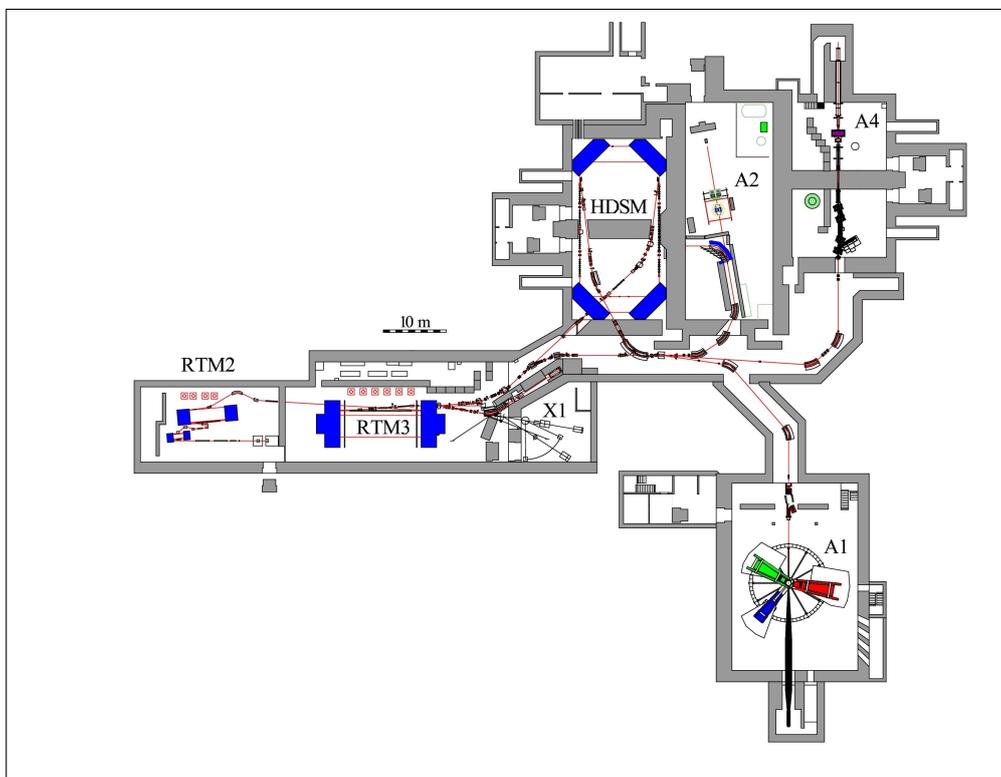


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Mainzer Mikrotrons. Objekt dieser Arbeit ist das RTM2.[1]

In einem solchen RTM wird den Elektronen über einen Linearbeschleuniger

1 Einführung

kinetische Energie hinzugefügt. Dieser Linearbeschleuniger wird aber nicht nur einmal, sondern mehrmals durchlaufen, was dadurch erreicht wird, dass die Elektronen nach einer Beschleunigungsstrecke über einen Magneten um 180° umgelenkt werden, eine kräftefreie Strecke (Drift) zurücklegen und wieder über einen Magneten in denselben Linearbeschleuniger eingespeist werden. Es ist ersichtlich, dass nur ein exakt definiertes Magnetfeld die benötigte Präzision aufbringen kann, den Elektronenstrahl immer wieder richtig abzulenken. Äußere Einflüsse, wie mechanische Schwingungen, die dieses Magnetfeld beeinträchtigen, müssen zur Optimierung des Strahlbetriebs eliminiert werden.

Am MAMI wurden Hinweise auf eine solche Schwingung gefunden. Da die RTM-Magnete auf Stahlfüßen liegen, die mit dem Untergrund verschraubt sind, kann ihr mechanisches Verhalten mit dem eines Federpendels verglichen werden. Ihre Eigenfrequenzen betragen somit $\omega = \sqrt{D/m}$, wobei D die Federkonstante der Aufbaufüße und m die Masse der Magneten (ca. 20 t) ist. Erschütterungen der Umgebung, wie zum Beispiel durch laufende Motoren oder leichte Schwingungen der Kühlerrohre verursacht, wirken sich also direkt auf die Magnete aus. Verstärkt werden diese Schwingungen bei laufendem Strahlbetrieb durch die 51 Rezirkulationen des Elektronenstrahls durch das RTM. Hierdurch können die Magnete in Resonanzschwingung geraten.

Der Entwicklung eines Systems zur Vermessung dieser Schwingung widmet sich diese Arbeit. Im Folgenden werden zwei Laser verwendet, ein Helium-Neon-Laser und ein Diodenlaser. Ihre Strahlen werden von einem Detektor aufgenommen, dessen Messwerte auf die Position des Laserflecks schließen lassen. Das bedeutet im konkreten Fall der hier verwendeten Detektoren, die Position des Laserstrahls auf dem Chip einer CCD-Kamera, bzw. seine Position auf einer 4-Quadranten-Diode. Bewegungen werden hierbei simuliert, indem der Detektor auf einem spannungsgesteuerten Piezotisch verfahren wird, bzw. indem der Laserstrahl über einen an einer Piezofeder angebrachten Spiegel abgelenkt wird. Um die Genauigkeit dieser Bewegungs- und Positionsmessung zu ermitteln, wird im Folgenden hauptsächlich das Augenmerk auf die Schwankungen an den Messapparaturen gelegt. Aus diesen werden Rückschlüsse auf das Auflösungsvermögen des jeweiligen Aufbaus gezogen.

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Laser

2.1.1 Allgemeine Funktionsweise und Eigenschaften

Das Wort "Laser" ist die englische Abkürzung für "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation". Die deutsche Übersetzung lautet "Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung".

Ein Laser erzeugt in einem aktiven Medium stark gebündeltes, monochromatisches und kohärentes Licht in Form von Gauß'schen Strahlenbündeln. Das resultiert aus der Bedingung, dass paraxiale Strahlen, also Strahlen mit einem sehr kleinen Winkel gegenüber der optischen Achse, die paraxiale Helmholtzgleichung erfüllen müssen. Das heißt, für ein Wellenbündel mit Amplitude A und ΔA wesentlich kleiner als A muss gelten:

$$\frac{\partial A}{\partial z} \approx \frac{\Delta A}{\Delta z} \ll \frac{A}{\lambda} = \frac{kA}{2\pi} < kA \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial A}{\partial z} \ll k^2 A \quad (2.2)$$

Hierbei ist k der Betrag des Wellenvektors. Da es sich bei Laserlicht um monochromatisches Licht handelt, welches die Gleichung

$$E(\vec{r}, t) = \underbrace{A(\vec{r})e^{-ikz}}_{E(\vec{r})} e^{i\omega t} \quad (2.3)$$

erfüllt, folgt nach Einsetzen in die Wellengleichung

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

die Helmholtzgleichung:

$$(\Delta + k^2)E(\vec{r}) = 0 \quad (2.5)$$

2 Theoretischer Hintergrund

c ist die Phasengeschwindigkeit mit $c = \frac{\omega}{k}$, wobei ω die Kreisfrequenz ist. Die paraxiale Helmholtzgleichung lautet:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - 2ik\frac{\partial}{\partial z}\right)A(\vec{r}) = 0 \quad (2.6)$$

Es muss also eine Gleichung gefunden werden, die diese Voraussetzung erfüllt und die damit das Profil des Strahls definiert. Diese Lösung ist das Gauß'sche Strahlenbündel[5]:

$$E(\vec{r}, t) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{\rho^2}{\omega^2(z)}} e^{-ik(z + \frac{\rho^2}{2R(z)}) + i\zeta(z)} \quad (2.7)$$

mit $\rho^2 = x^2 + y^2$, $R(z) = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}$ und $\zeta(z) = \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)$

Um die Emission solcher Strahlung hervorrufen zu können, müssen die Teilchen des aktiven Mediums stimuliert werden.

Im Grundzustand liegen alle Teilchen auf dem für sie energetisch günstigsten Energieniveau E_1 . Existiert ein metastabiler Zustand der Energie E_2 , können sie Photonen der Energie $E_2 - E_1$ absorbieren und werden dadurch auf E_2 angeregt. Solche Teilchen haben das Bestreben wieder in ihren Grundzustand überzugehen und strahlen dabei Licht in einer für diesen Übergang typischen Wellenlänge ab (zum Beispiel $\lambda = 632 \text{ nm}$ bei HeNe-Lasern, s.u.). Dieser Vorgang wird als stimulierte Emission bezeichnet. Um nun einen Laserstrahl zu erhalten, müssen allerdings mehr Emissions- als Absorptionsprozesse stattfinden. Es muss also für Besetzungsinversion gesorgt werden, was bedeutet, dass es im Lasermedium mehr Teilchen im angeregten Zustand als im Grundzustand geben muss. Dies kann durch einen Pumpmechanismus realisiert werden, der durch Energiezufuhr dafür sorgt, dass die Teilchen im Lasermedium auf ein Energieniveau gehoben werden, das noch über E_2 liegt. Diese fallen dann durch Stöße mit anderen Teilchen oder durch spontane Emission auf das Energieniveau E_2 ab.[2]

2.1.2 Der Helium-Neon-Laser

Der HeNe-Laser erzeugt einen roten Laserstrahl mit hoher Kohärenzlänge. Die Besetzungsinversion wird allerdings auf eine andere Weise erreicht als oben beschrieben. Durch den Pumpmechanismus kollidieren beschleunigte Elektronen mit den Heliumatomen des aktiven Mediums. Sie erreichen somit das höhere Energieniveau 2^1S_0 , das $20,61 \text{ eV}$ über dem Grundzustand liegt. Da das $3s$ -Niveau von Neon-Atomen ungefähr auf gleicher Höhe liegt, um genau zu sein $20,66 \text{ eV}$ über dem Grundzustand, kann diese Energie übertragen werden, wobei die kleine Energiedifferenz von $0,05 \text{ eV}$ durch die kinetische Energie der Heliumatome durch Stöße übertragen wird. Das nächstniedrigere Energieniveau von Neonatomen, $2p$, liegt $1,96 \text{ eV}$ unter dem Zustand $3s$, also bei $18,70 \text{ eV}$ über dem Grundzustand. Dieses Niveau ist aber normalerweise unbesetzt, wes-

halb zwischen $3s$ und $2p$ direkt eine Besetzungsinversion herrscht. Abbildung 2.1 zeigt alle relevanten Energieniveaus auf.

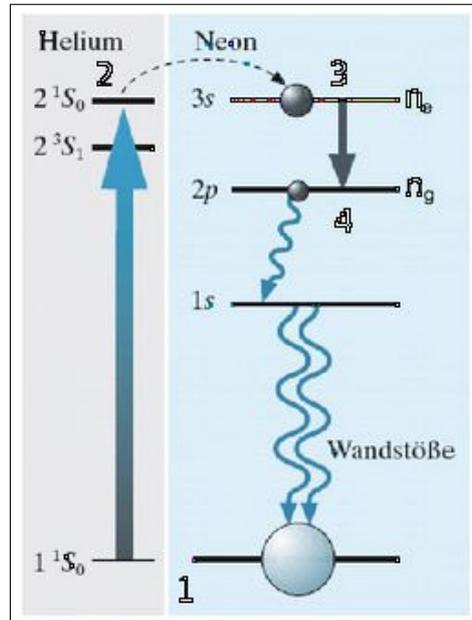


Abbildung 2.1: Energieniveaus eines Helium-Neon-Gemischs. Durch den Pumpmechanismus werden die Heliumatome auf ihr 2^1S_0 -Energieniveau angehoben. Diese Energie wird auf die Neonatome übertragen, die daraufhin Laserstrahlen mit der typischen Wellenlänge $\lambda = 632,8\text{nm}$ emittieren. Dies geschieht im Übergang von 3 auf 4.[3]

Die Energie, die bei der Senkung des Energieniveaus freigesetzt wird, wird als Photon der Energie $1,96\text{eV}$ abgestrahlt, was einer Wellenlänge von $632,8\text{nm}$ und deshalb rotem Licht entspricht. Nach dieser stimulierten Emission fallen die Neonatome durch spontane Emission zurück auf ihren Grundzustand.

Damit der Laser möglichst kontinuierlich arbeiten kann, sorgt ein Laserresonator dafür, dass emittierte Photonen im aktiven Medium rückkoppeln können. Hierzu werden zwei Spiegel entlang der optischen Achse angebracht, wobei der eine Spiegel vollständig reflektiert, der andere nur zu $98 - 99,9\%$. [2]

Die hohe Kohärenzlänge des HeNe-Lasers ist gerade bei Abstandsmessungen von hoher Bedeutung, weshalb er in dieser Bachelorarbeit Anwendung findet.

2.1.3 Der Diodenlaser

Ein Diodenlaser ist ein Halbleiter, der aus einer Kombination von p-dotierten und n-dotierten Schichten besteht. Bei angelegter Spannung entsteht im n-dotierten Material ein Stromfluss aus Elektronen und im p-dotierten Material

ein solcher aus "Löchern". Wird die Stromdichte erhöht, spaltet sich die Fermi-Energie des Halbleiters in zwei Quasi-Fermi-Energien auf. Dadurch können Elektronen und "Löcher" in die Sperrschicht diffundieren wo sie miteinander rekombinieren. Somit kommt es zu spontaner Emission von Photonen. Dieser Effekt dominiert bei einer Stromdichte, die unter einem vom Halbleitermaterial abhängigen Grenzwert liegt. Überschreitet die Stromdichte diesen Grenzwert, erhöht sich auch die Dichte der Elektron-Loch-Paare und der von ihnen spontan emittierten Photonen. Somit kommt es verstärkt zu stimulierter Emission und ein kontinuierlicher Strahl entsteht.[4]

2.2 Piezokristalle

Der Piezoeffekt wurde erstmals 1880 von Jacques und Pierre Curie entdeckt. Sie fanden heraus, dass durch mechanischen Druck an Quarzkristallen elektrische Ladungen entstehen. Deswegen auch der Name "Piezo", der sich vom griechischen Wort für Druck ableitet. Außerdem war es ihnen möglich den inversen Piezoeffekt nachzuweisen, nämlich dass sich piezoelektrische Materialien verformen, wenn sie unter Spannung gesetzt werden.

Der piezoelektrische Effekt lässt sich darauf zurückführen, dass sich in den Elementarzellen des Piezokristalls mikroskopische Dipole bilden, wenn Druck auf ihn ausgeübt wird. Wird der Kristall in seiner Gesamtheit betrachtet, ergibt sich daraus eine Summenspannung aller einzelnen Elementarzellenspannungen. Dies hat zur Folge, dass der gesamte Kristall elektrisch geladen erscheint.

In dieser Bachelorarbeit wurden gestapelte Piezoaktoren verwendet, also mehrere kleine Piezoscheiben, die aneinander befestigt sind. Im Allgemeinen erreichen solche Stapelaktoren eine relative Ausdehnung von bis zu $S = 0,2\%$, wobei für die Längenänderung ΔL folgender Zusammenhang gilt:

$$\Delta L = S \cdot L_0 \approx \pm E \cdot d_{ij} \cdot L_0 \quad (2.8)$$

Hierbei ist L_0 die Länge der Piezokeramik im Grundzustand, E die Stärke des angelegten elektrischen Feldes in [V/m] und d_{ij} ein materialabhängiger Faktor, der angibt, wie stark sich der Piezokristall bei angelegter Spannung ausdehnt in [m/V]. Die Indizes i und j geben dabei an, in welche Richtung sich die Piezokeramik relativ zum Polarisationsvektor ausdehnt. Ist $i=j=3$ erfolgt die Ausdehnung parallel, gilt $i=3$ und $j=1$ ist die Ausdehnung orthogonal zum Polarisationsvektor.

Eine weitere wichtige Eigenschaft für die durchgeführten Versuche ist die Hysterese. Da die Stapelaktoren in dieser Arbeit zur Positionsmessung benutzt werden, wird bei den Experimenten nur der inverse Piezoeffekt ausgenutzt. Hierbei kommt es allerdings, wie beim Elektromagneten, bei einer Änderung der Spannung zu einer Hysteresekurve. Zu diesem Effekt führen hauptsächlich mikroskopische Polarisierungseffekte der Piezokeramik. Bei größeren Spannungsänderungen nimmt der Hystereseeffekt zu, weshalb er nur bei kleinen Auslenkungen

zu vernachlässigen ist.

Aus dem gleichen Grund kommt es zu einem Kriecheffekt, wenn die Steuerspannung längere Zeit unverändert bleibt. Dabei dehnt sich der Piezokristall langsam weiter in die Richtung aus, die die letzte Spannungsänderung vorgegeben hat. Für die Längenänderung als Funktion der Zeit $\Delta L(t)$ gilt:

$$\Delta L(t) \approx \Delta L_{t=0,1} [1 + \gamma \cdot \log_{10}(\frac{t}{0,1})] \quad (2.9)$$

$\Delta L_{t=0,1}$ ist die Längenänderung des Aktuators 0,1s nach Ende der Spannungsänderung und γ ein Kriechfaktor zwischen 1 und 2%. Dieser Effekt wird umgangen, indem wichtige Messdaten direkt nach der Spannungsänderung aufgenommen werden.[6]

2.3 Die 4-Quadranten-Diode

Die 4-Quadranten-Diode (im Folgenden 4QD) ist ein Detektor aus mehreren Photodioden, die einfallendes Licht in eine entsprechende elektrische Spannung umwandeln. In dieser Bachelorarbeit wurde die 4QD der Firma "Laser Components" mit der Produktnummer LC-301 DQD verwendet. Abbildung 2.2 zeigt die in vier Quadranten unterteilte Diode von vorne.

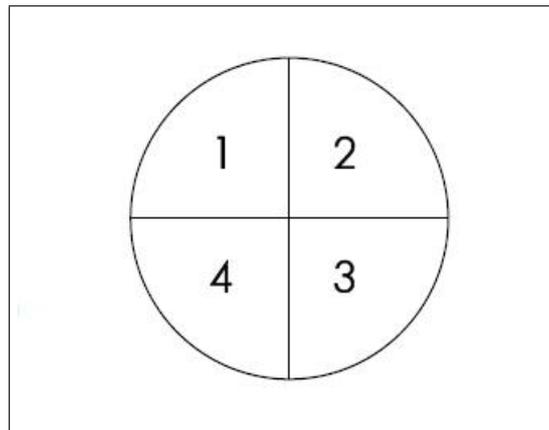


Abbildung 2.2: Vorderansicht der 4 Quadranten der LC-301 DQD. Die Summe aller Teilsignale gibt die Gesamtintensität an. Die Differenz von je zwei Quadranten (links/rechts, oben/unten) wird nochmal durch die Gesamtintensität geteilt und eliminiert somit Schwankungen und andere Beeinträchtigungen.[7]

2 Theoretischer Hintergrund

Die Summe aller vier Quadrantenteilspannungen ergibt die Gesamtintensität U_{ges} . Die Berechnung der Strahlposition in X- und Y-Richtung erfolgt durch die folgenden zwei Gleichungen:

$$X = \frac{(U_2 + U_3) - (U_1 + U_4)}{U_{ges}} \quad (2.10)$$

$$Y = \frac{(U_1 + U_2) - (U_3 + U_4)}{U_{ges}} \quad (2.11)$$

Die Division durch die Gesamtsumme dient dazu Schwankungen und andere Beeinträchtigungen, wie zum Beispiel durch Verschmutzung, zu eliminieren. Die Berechnungen wurden über eine Platine durchgeführt (Schaltplan: Abb. 5.1 und 5.2). Sie wurde mit einer Versorgungsspannung von 15 Volt betrieben, während die gemeinsame Kathode der Dioden an 12 Volt angeschlossen wurde. Es wurde jeweils ein Kabel zur Ausgabe des X-, des Y- und des Summensignals angelötet, sowie ein weiteres für die Erdung. Außerdem sind auf der Platine noch 2 Leuchtdioden installiert. Diese zeigen an, ob die Photodioden zu wenig Leistung aufnehmen (beide LEDs aus), zu viel (beide LEDs an) oder ob sie sich im Arbeitsbereich befindet (eine LED an). In letzterem Fall werden für die relative X- und Y-Position Spannungen zwischen -10 V und +10 V ausgegeben, für das Summensignal Spannungen zwischen 0 V und 10 V.[7]

2.4 Interferometrie

2.4.1 Interferenzen von Wellen, insbesondere Lichtwellen

Bei der Interferometrie wird das Superpositionsprinzip von Wellen ausgenutzt. Dieses besagt, dass die Linearkombination $k_1\Psi_1 + k_2\Psi_2$ zweier Lösungen Ψ_1 und Ψ_2 der Wellengleichung

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

auch eine Lösung der Wellengleichung ist. v ist dabei der Betrag des Geschwindigkeitsvektors. Im Folgenden wird der einfache Fall betrachtet, dass beide Wellen die gleiche Amplitude A , die gleiche Kreisfrequenz ω und den gleichen Wellenvektor k haben. Als Lösungen der beiden Teilwellen folgen somit die einfachen Gleichungen:

$$\Psi_1 = A \cdot \cos(kx - \omega t) \quad (2.13)$$

$$\Psi_2 = A \cdot \cos(kx - \omega t + \delta) \quad (2.14)$$

Dabei ist δ eine Phasenkonstante, die der einzige Unterschied zwischen Ψ_1 und Ψ_2 ist. Diese führt zur Phasendifferenz

$$(kx - \omega t_1) - (kx - \omega t_2 + \delta) = \omega \Delta t - \delta \quad (2.15)$$

bzw. zum Gangunterschied

$$(kx_1 - \omega t) - (kx_2 - \omega t + \delta) = k\Delta x - \delta \quad (2.16)$$

Für die Überlagerung der beiden Wellen folgt nach einigen Umformungsschritten:

$$\Psi_1 + \Psi_2 = (2A \cdot \cos \frac{1}{2}\delta) \sin(kx - \omega t + \frac{1}{2}\delta) \quad (2.17)$$

Diese Welle hat also die gleiche Wellenzahl und Frequenz wie die beiden Teilwellen. Nur die Amplitude beträgt jetzt $2A \cdot \cos \frac{1}{2}\delta$. Das so entstehende wahrnehmbare Muster wird Interferenzmuster genannt. Dabei sind Intensitätsmaxima die Beiträge, die bei konstruktiver Interferenz zustande kommen, also wenn die Phasendifferenz minimal ist, und Intensitätsminima die Beiträge, wenn sich durch eine Phasenverschiebung von der Hälfte der Wellenlänge destruktive Interferenz ausbildet und sich beide Teilwellen auslöschen. Abbildung 2.3 zeigt das Interferenzmuster eines HeNe-Lasers.

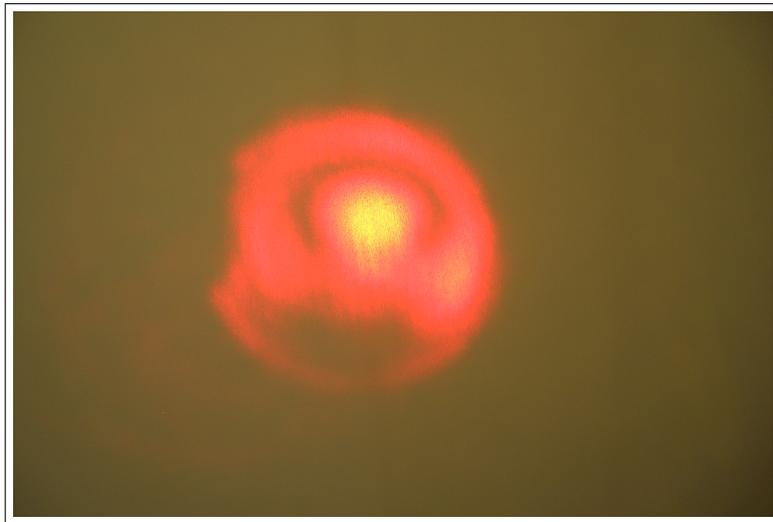


Abbildung 2.3: Nulltes (zentrales) und erstes Maximum des Interferenzmusters des HeNe-Lasers, aufgenommen am Interferometer aus Kapitel 3.3.2. Bei Intensitätsmaxima interferieren die übereinander gelegten Strahlen konstruktiv, bei Intensitätsminima destruktiv.

Der Gangunterschied wird in der Interferometrie über den Versuchsaufbau erreicht. Dabei werden zwei Strahlen mit denselben Eigenschaften erst übereinander gelegt, wenn sie unterschiedliche Weglängen überwunden haben.[2]

2.4.2 Das Michelson-Interferometer

In dieser Bachelorarbeit wurde für den Interferometer-Aufbau die Michelson-Anordnung verwendet. Der Vorteil dieser war die Einfachheit des Aufbaus und die Verfügbarkeit aller Bauteile.

Beim Michelson-Interferometer wird der Laserstrahl über einen Strahlteiler aufgeteilt. Dieser muss nicht, wie in Abbildung 2.4, würfelförmig sein, sondern kann auch mit einem halbdurchlässigen Spiegel in einem Winkel zur optischen Achse realisiert werden. Einer der beiden Teilstrahlen fällt dann auf einen fest installierten Spiegel und wird vollständig reflektiert. Der andere Spiegel ist so montiert, dass seine Position in Strahlrichtung variiert werden kann. Der so entstehende Laufwegunterschied der beiden Teilstrahlen sorgt dafür, dass sie nach dem zweiten Durchlaufen des Strahlteilers miteinander interferieren, was an einem Schirm oder einem Detektor als Interferenzringe sichtbar gemacht werden kann. Verändert sich nun die Position des zweiten Spiegels, verändert sich auch das Interferenzmuster. Die Interferenzmaxima und -minima "fließen" aus dem Zentrum der beiden überlagerten Strahlen heraus bzw. hinein, je nachdem in welche Richtung sich der Spiegel bewegt. Dabei bewirkt eine Positionsänderung des Spiegels um die Hälfte der Wellenlänge des Lasers, $\lambda/2$, eine Verschiebung des Maximums (Minimums) um λ . [9]

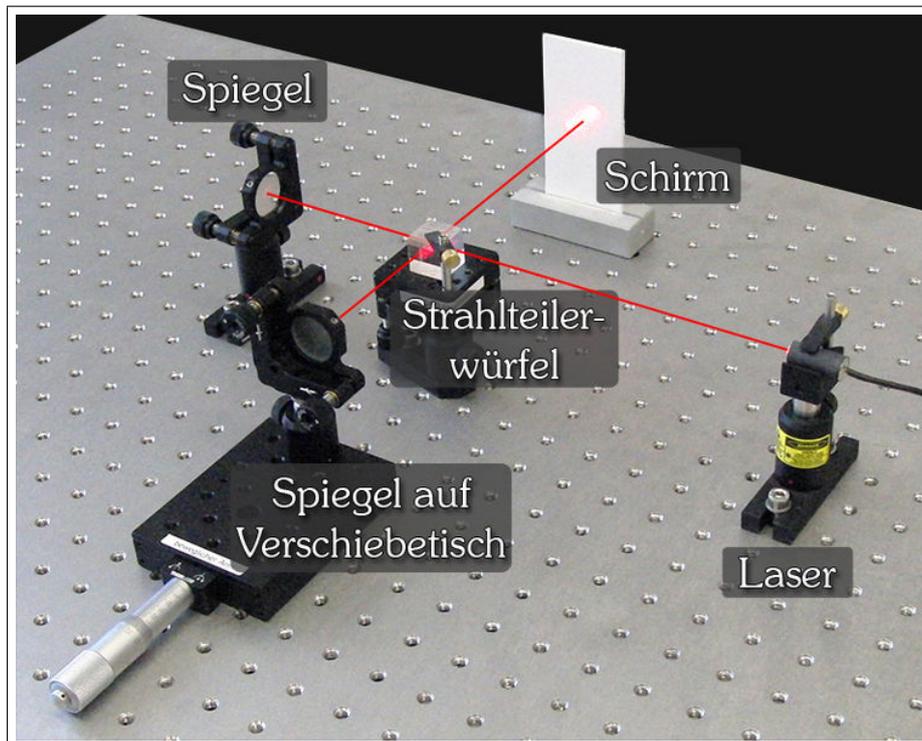


Abbildung 2.4: Aufbau eines Michelson-Interferometers. Der Strahl wird durch einen Strahlteiler über zwei unterschiedlich lange Wege auf zwei Spiegel gelenkt. Die reflektierten Strahlen werden superponiert, wodurch sich am Schirm ein Interferenzmuster ergibt (wie Abb. 2.3, s.o.)[8]

3 Experimente und Auswertung

3.1 Strahlprofilierung der Laser

In dieser Arbeit werden Laser zur hochaufgelösten Bewegungsmessung verwendet. Um darüber eine qualitative Aussage machen zu können, ist es allerdings nötig, dass das Strahlprofil der Laser bekannt ist. Dieses zu messen kann durch einen einfachen Aufbau realisiert werden.

3.1.1 Ausmessen der CCD-Kamera und des Oszilloskops

Der Strahl des Lasers wird auf den Kamerachip einer CCD-Kamera gerichtet. In dieser Arbeit wurde für jeden Versuch, für den eine CCD-Kamera gebraucht wurde, immer dieselbe Kamera verwendet, nämlich die GANZ FCH-30C. Ihr Kamerachip hat eine Diagonale von $\frac{1}{3}$ Zoll ($\hat{=}\frac{1}{3} \cdot 2,54 \text{ cm}$) bei 752×582 Pixeln. Wird die horizontale Ausdehnung des Chips als b und seine vertikale Ausdehnung als a definiert, ist leicht zu erkennen, dass gilt:

$$a = \frac{582}{752}b \quad (3.1)$$

Da sich die Chipdiagonale wie die Hypotenuse eines rechtwinkligen Dreiecks mit den Schenkeln a und b verhält, kann die Breite einer von der Kamera aufgenommenen Bildzeile mithilfe des Satzes von Pythagoras berechnet werden als:

$$b = 6,70 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (3.2)$$

Die Kamera wurde an ein Oszilloskop angeschlossen. In diesem Kapitel wird das Agilent Technologies InfiniVision DSO-X 3054A verwendet. Ab einer hinreichend klein gewählten Zeitbasis war auch eine einzige Bildzeile der Kamera erkennbar. Dies ist in Abbildung 3.1 exemplarisch gezeigt.

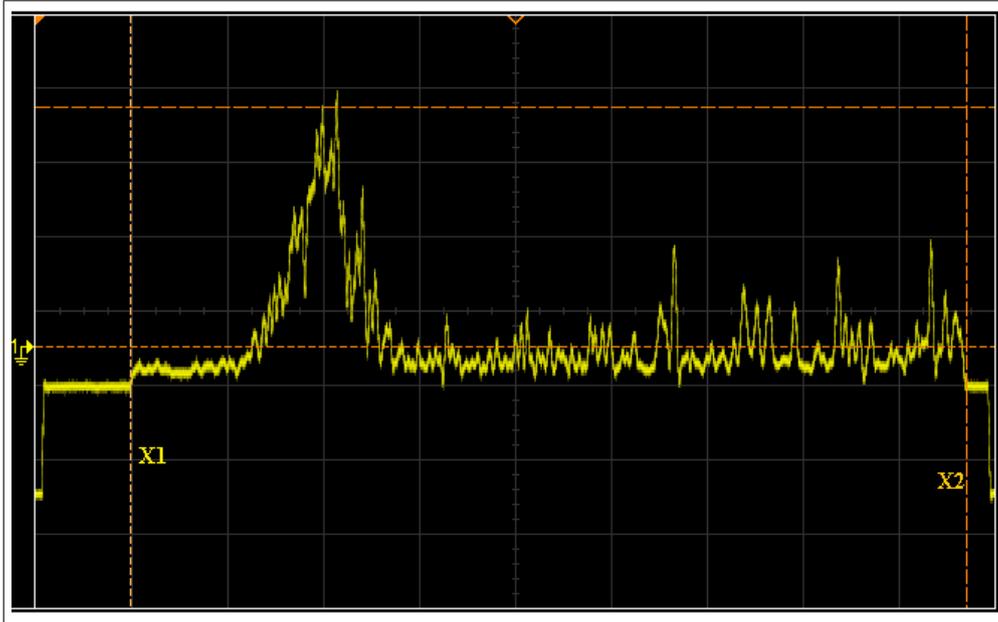


Abbildung 3.1: Eine Bildzeile der CCD-Kamera, aufgenommen mit einem Oszilloskop. Zu sehen ist der stark verrauschte Peak des HeNe-Lasers. Die Cursor X1 und X2 geben die Breite der Zeile an. Die Zeitbasis beträgt $6 \mu\text{s}/\text{dev}$.

Mit der Cursorfunktion des Oszilloskops wurde mehrmals an verschiedenen Zeilen die Breite gemessen. Die Messwerte, der Mittelwert und der systematische Fehler sind in Tabelle 5.1 im Anhang aufgeführt. Letzterer kommt dadurch zustande, dass sich beide Cursor nur auf jeweils $0,1 \mu\text{s}$ genau einstellen lassen. Durch Division der oben berechneten Bildbreite durch den Mittelwert folgt ein Umrechnungsfaktor von der am Oszilloskop ausgegebenen zeitlichen Breite in räumliche Breite von $\alpha = (128 \pm 0,5) \text{ nm/ns}$. Der Fehler folgt aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung.

Auf diese Weise lässt sich also das Strahlprofil eines Lasers auf dem Oszilloskop darstellen. Außerdem kann jeder Messpunkt seiner Position auf der Bildzeile der Kamera zugeordnet werden.

3.1.2 Strahlprofil des HeNe-Lasers

Der Aufbau zur Aufnahme des HeNe-Laserprofils ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Hierbei ist zu bemerken, dass es nicht möglich war, die exakte Länge des Strahlwegs zu vermessen. Diese Angabe ist aber wichtig, weil der Laserstrahl zwar einen relativ kleinen Zerstreuungswinkel aufweist, dieser sich aber über einen langen Strahlweg auf die Größe des Strahlflecks auswirkt. Da keine Aussage zu treffen ist, wo genau im Laser der Strahl entsteht, kann hier nur der

3.1 Strahlprofilierung der Laser

ungefähre Abstand zwischen Austrittspunkt des Strahls aus dem Lasergehäuse und dem Kamerachip angegeben werden, der etwa 148 mm betrug. Die Intensität des Strahls war allerdings so hoch, dass der Detektor in Sättigung trat und kein genauer Peak vermessen werden konnte, was vermieden werden sollte. Deshalb musste der Laserstrahl mithilfe eines verstellbaren beam splitters (JODON VBA-200), sowie einer Verbindung zweier Abschwächer (THORLABS NDUV30A und NDUV10A) mit einem 40 mm CMount TV Lens Extension Tube Set abgeschwächt werden. Das aufgezeichnete Strahlprofilbild wurde am

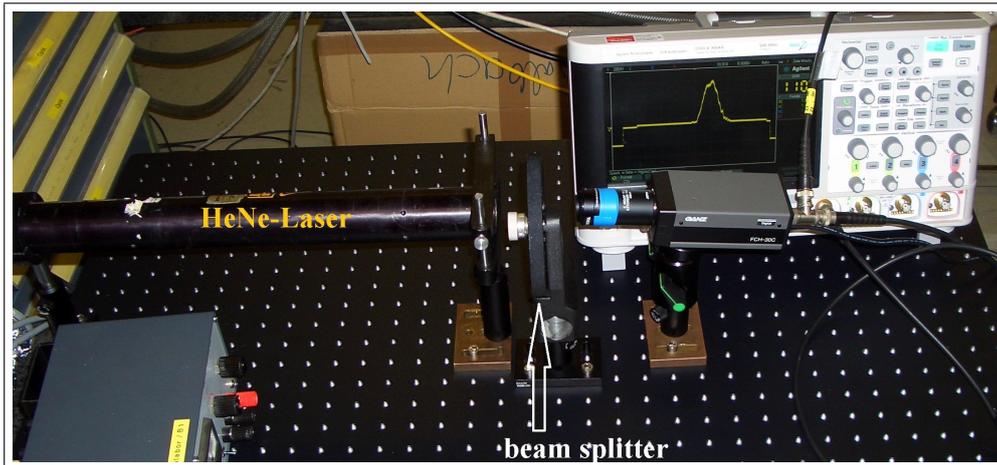


Abbildung 3.2: Aufbau zur Profilaufnahme des HeNe-Lasers. Links der Laser, dessen Strahl mit dem beam splitter soweit abgeschwächt wird, bis das Oszilloskop am Peak kein Plateau mehr anzeigt.

Oszilloskop einmal als csv-Textdatei mit allen Messpunkten und einmal als png-Bilddatei abgespeichert (siehe Abb. 5.3). Das Oszilloskop gibt die Messpunkte in x-Richtung in der Einheit 10 ns und in y-Richtung in 10 nV aus, weshalb diese Werte erst einmal in eine sinnvollere Einheit überführt werden mussten und gleichzeitig nur die Messpunkte auszuwählen waren, die auch wirklich zur Bildzeile gehörten. Diese Punkte wurden dann mit OriginPro 8 geplottet und einem Gauß-Fit unterzogen. Die Formel für diesen Fit lautet

$$y = y_0 + \frac{A}{w \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}}} \cdot \exp\left[-2\left(\frac{x - x_c}{w}\right)^2\right] \quad (3.3)$$

Dabei werden w (die doppelte Standardabweichung) und die drei Konstanten y_0 , A und x_c vom Programm berechnet und als Tabelle ausgegeben. Strahlprofil, Fit und Tabelle werden in Abbildung 3.3 gezeigt. Der ausgegebene Wert des χ^2 -Tests (Adj. R-Square) bedeutet, dass das Strahlprofil große Ähnlichkeit mit dem theoretisch vorhergesagten Gaußprofil hat.

3 Experimente und Auswertung

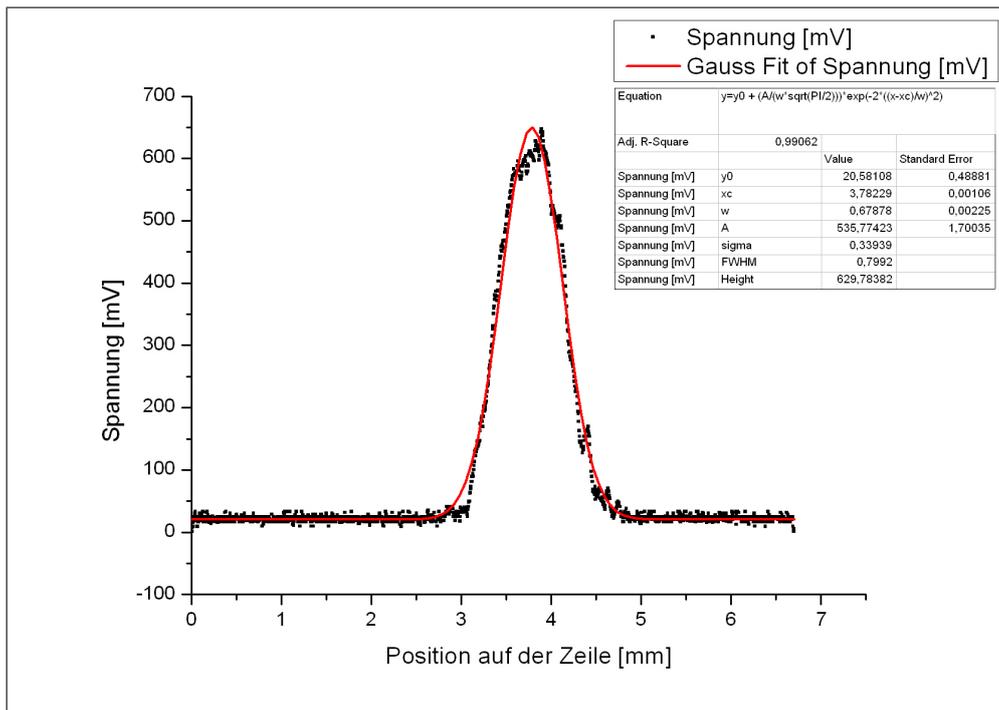


Abbildung 3.3: Strahlprofil des HeNe-Lasers mit Gauß-Fit. Die Tabelle gibt die Fitfunktion und die Konstanten der Fitfunktion an.

3.1.3 Strahlprofil des Diodenlasers

Für diesen Versuch wird ein blauer Diodenlaser mit der Wellenlänge $\lambda = 408 \text{ nm}$ verwendet. Wie in der Theorie beschrieben ist seine Intensität stromabhängig. Für diese Messung wurde der Diodenlaser mit 38,66 mA betrieben. Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau. Der Strahlweg betrug ca. 108,8 mm.

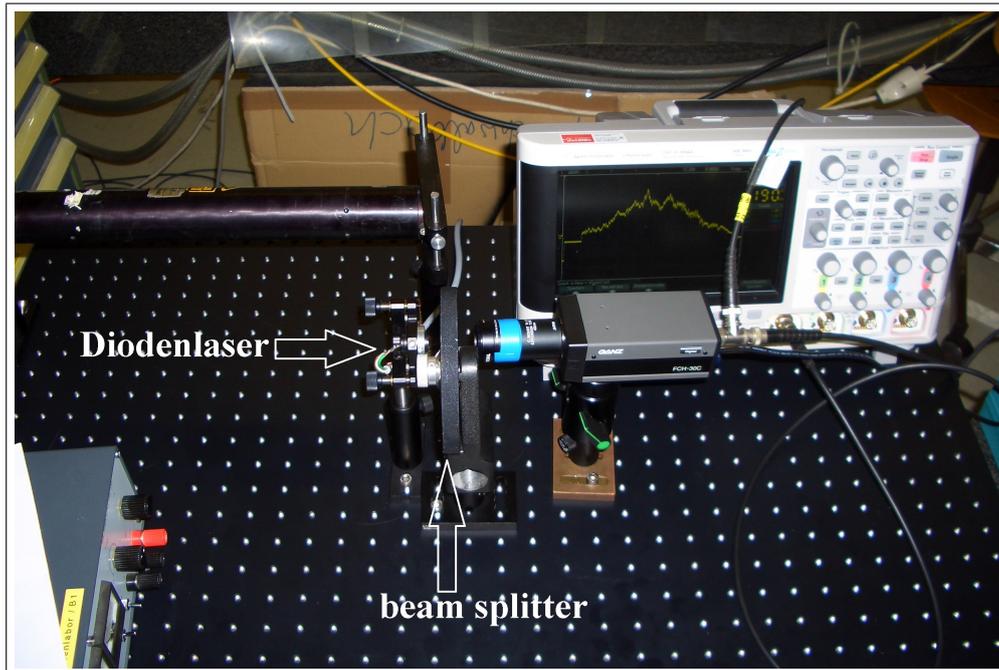


Abbildung 3.4: Aufbau zur Profilaufnahme des Diodenlasers. Links der Laser, dessen Strahl mit dem beam splitter soweit abgeschwächt wird, bis das Oszilloskop am Peak nicht mehr übersteuert.

Mit Origin ließ sich aus der ausgegebenen csv-Datei der Fit in Abbildung 3.5 erstellen. Der etwas schlechtere Wert des χ^2 -Tests zeigt, dass dieser Laser kein so gutes Gaußprofil aufweist, wie der HeNe-Laser.

3 Experimente und Auswertung

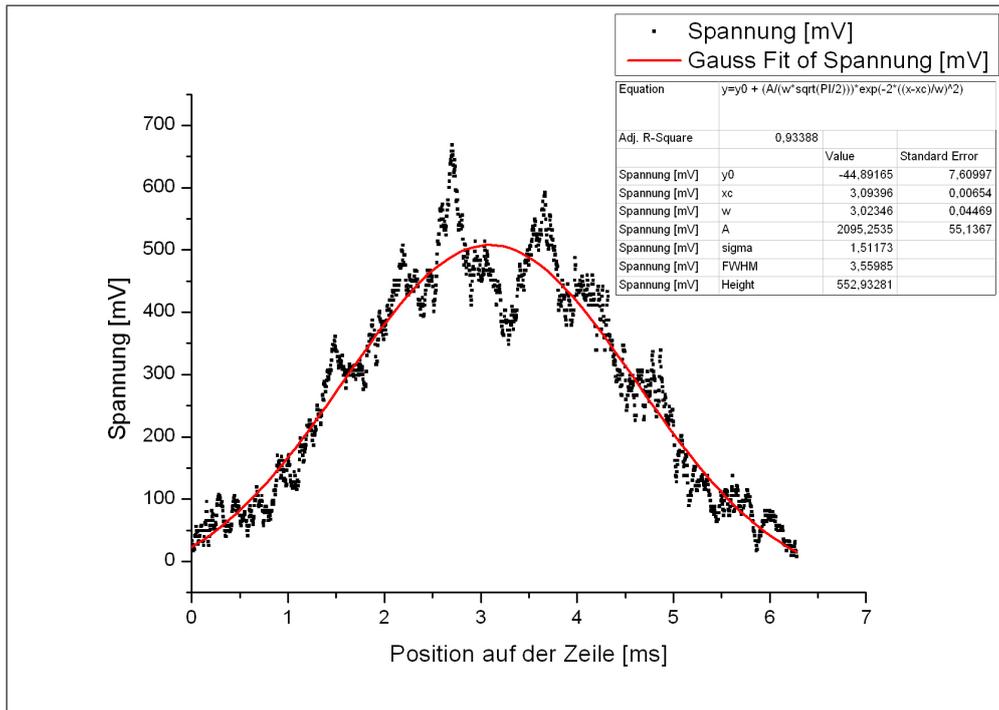


Abbildung 3.5: Strahlprofil des Diodenlasers mit Gauß-Fit und dazugehöriger Tabelle der Konstanten

3.2 Der Piezotisch

Zum Simulieren von Bewegungen wird hier ein Tisch mit Piezoelementen verwendet, die eine Bewegung in vertikaler und horizontaler Richtung (senkrecht zur Strahlrichtung) verursachen. Der Piezotisch wird über einen Verstärker mit einer Spannung angesteuert, die zwischen $-10,2\text{ V}$ und $149,9\text{ V}$ variiert werden kann. Auf diesem Tisch wird der jeweilige Detektor befestigt, der Laserstrahlen in Messwerte umwandelt, durch die Rückschlüsse auf die ausgeführte Bewegung gezogen werden können. Ein Foto des Piezotisches ist dem Anhang (Abb. 5.5) beigelegt.

3.2.1 Ausmessen der horizontalen Bewegung

Die CCD-Kamera des vorherigen Versuchs wurde auf dem Piezotisch befestigt. Das Oszilloskop wurde ausgetauscht gegen ein "Agilent Technologies infinium MSO9254A", das eine bessere Auflösung ermöglicht und genauere Messwerte ausgibt. Für die Zeitbasis am Oszilloskop wurde $1\ \mu\text{s}$ gewählt, da eine Reihe von Fehlversuchen gezeigt hatte, dass die durch die Instabilität des Aufbaus

hervorgerufenen Störungen das Messen bei kleineren Zeitskalen unmöglich machen. Desweiteren wurde ein Abschwächer (THORLABS NDUV 10A) sowie eine Irisblende hinzugefügt. Letztere kam deswegen zum Einsatz, um auf dem Oszilloskop eine möglichst steile Kante zu erhalten. Aufgrund des gaußförmigen Profils des Lasers sollte bei einer Veränderung der Kameraposition durch die piezogesteuerte Bewegung des Tisches eine Verschiebung dieser Kante zu beobachten sein, was auch der Fall war. Der Aufbau ist in Abbildung 3.6 dargestellt.



Abbildung 3.6: Aufbau zur Ausmessung der horizontalen Piezotischbewegung. Am Laser ist mit Klebeband ein Abschwächer befestigt.

Abbildung 3.7 zeigt beispielhaft eine der aufgenommenen Kanten. Vor dieser Aufnahme wurde der Piezotisch von $-10,2\text{ V}$ auf $149,9\text{ V}$ voll ausgelenkt. Die Position, an der die Kante bei $-10,2\text{ V}$ den By-Cursor geschnitten hat, ist mit dem Ax-Cursor gekennzeichnet. Der Schnittpunkt nach der Auslenkung wird mit dem Bx-Cursor markiert. Die Differenz zwischen diesen beiden Cursorpositionen gibt also die Bewegung des Piezotisches bei voller Auslenkung an. Aufgrund der Hysterese der Piezoelemente wurde dieser Versuch mehrmals in beide Richtungen (von $-10,2\text{ V}$ nach $149,9\text{ V}$ und umgekehrt) durchgeführt. Die Messergebnisse sind in Tabelle 5.2 dem Anhang beigelegt. Die starken Schwankungen bei den Maximalwerten sind auf die Instabilität des Aufbaus zurückzuführen, sowie auf thermische Fluktuationen innerhalb des Lasers und Luftbewegungen im Labor. Mittelwert t_{voll} und Standardabweichung Δt_{voll} für die volle Auslenkung sind der folgenden Tabelle zu entnehmen:

$t_{voll} [\mu\text{s}]$	$\Delta t_{voll} [\mu\text{s}]$	$\Delta t_{voll} [\%]$
272	78,5	29

Mit dem in 3.1.1 errechneten Umrechnungsfaktor α ließ sich diese zeitliche Verschiebung in eine räumliche Bewegung s_{voll} umrechnen. Δs_{voll} wird hierbei

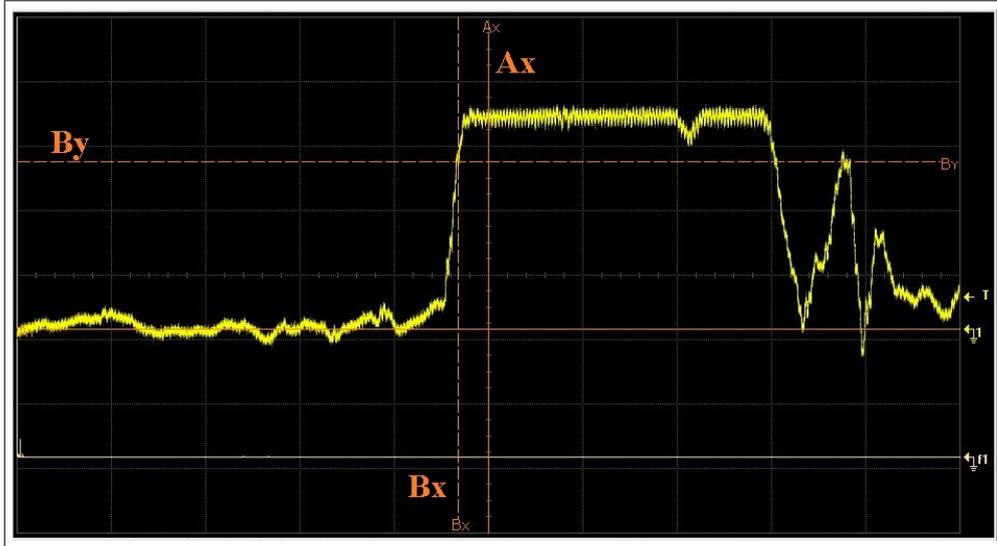


Abbildung 3.7: Bild der HeNe-Kante, bei einer festen Position am Oszilloskop gemessen. Die Differenz zwischen den beiden Cursors Ax und Bx zeigt die Bewegung der Kante bei voller Auslenkung des Piezotisches in x-Richtung.

wieder über Gauß'sche Fehlerfortpflanzung berechnet. Daraus folgt:

$$s_{voll} = 35 \pm 10 \mu\text{m} \quad (3.4)$$

3.2.2 HeNe-Laser auf 4-Quadranten-Diode

In diesem Versuch soll die Empfindlichkeit des Aufbaus bestimmt werden, mit der Bewegungen an der 4-Quadranten-Diode gemessen werden können. Hierzu war es zwingend notwendig, einen Aufbau zu realisieren, bei dem nur gesteuerte Bewegung vorkommen kann und keine Fremdeinflüsse die Statik des Aufbaus gefährden. Um die Statik des Lasers zu verbessern, wurde der Halterung des Lasers noch eine V-förmige Klemme hinzugefügt. Da die 4QD bei voller Intensität des Lasers übersteuert, wurde der Laserstrahl mit einer Zerstreulinse ($f = 150 \text{ mm}$) aufgeweitet und dann mit einer Schiebelochblende ein Teil des Strahls "herausgeschnitten". Das hatte den Vorteil, dass ein sehr kleiner Laserfleck auf der 4QD abgebildet werden konnte. Die Differenzspannungen der 4QD (Gleichungen (2.10) und (2.11)) wurden mit Multimetern des Modells FLUKE 8840A ausgegeben. Der Aufbau ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Wie schon in 3.1.2 ist hierbei allerdings die genaue Länge des Strahlwegs nicht messbar. Der Abstand zwischen dem Laser und der 4QD betrug ca. 378,4 mm, der Strahlengang zwischen Linse und Blende ca. 294,2 mm.

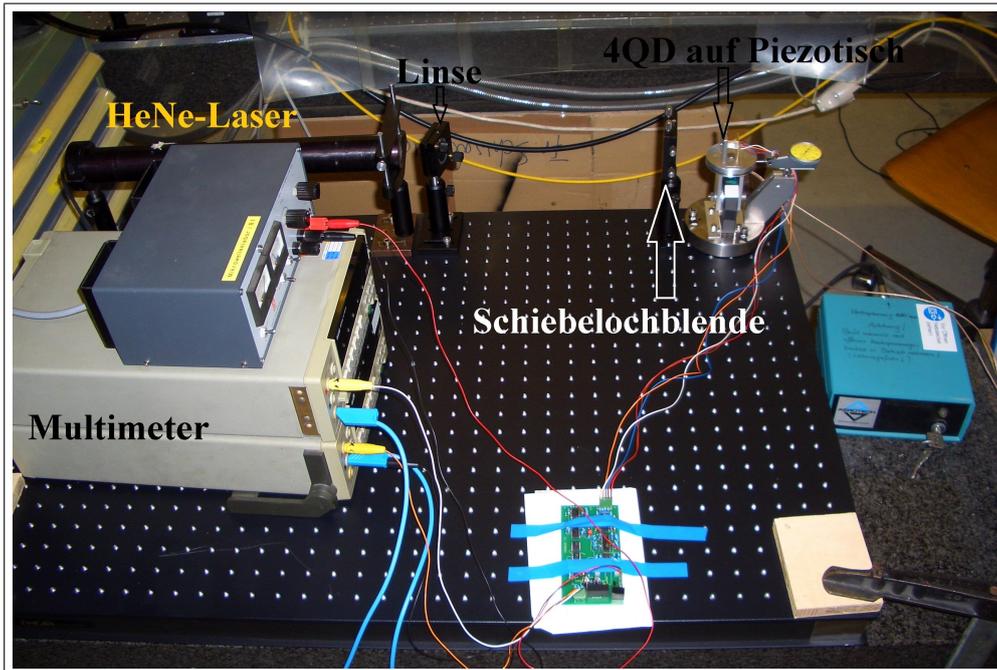


Abbildung 3.8: Aufbau zur Messung der HeNe-Laserstrahlungsschwankung an der 4-Quadranten-Diode. Der Strahl des Lasers (links hinten) wird mit einer Linse aufgeweitet. Eine Schiebelochblende schneidet ein Stück des Strahls heraus, dessen Position auf der 4-Quadranten-Diode über die beiden Multimeter (links vorne) ausgegeben wird.

Beim Verschieben der 4QD sollte es nun idealerweise nur zu einer Veränderung des ausgegebenen x -Signals kommen. Der Aufbau war dahingehend nicht zu realisieren, weil der Winkel der horizontalen Linie der 4QD gegenüber der idealen x -Achse nicht einstellbar war. Möglicherweise hat sich die Piezokeramik bei angelegter Spannung aber auch nicht nur in x -Richtung ausgedehnt. Allerdings konnte dies nicht überprüft werden. Somit mussten sowohl die Veränderung des x - als auch des y -Signals aufgenommen werden, womit sich, über den Satz des Pythagoras, die reale "Hypothenusenbewegung" berechnen ließ. Der Piezotisch wurde mehrmals voll durchfahren, von $-10,2\text{ V}$ bis $149,9\text{ V}$ und umgekehrt, und die Messwerte notiert (Tabelle 5.3). Mit den Ergebnissen aus 3.2.1 hat sich dann ein neuer Umrechnungsfaktor β_{HeNe} von Spannung in Bewegung ergeben. Die Genauigkeit einer Bewegungsmessung ist durch die Spannungsschwankungen an den Multimetern begrenzt. Der Wert der Schwankungen in x - und y -Richtung musste somit auch zu einer "Hypothenusen-Schwankung" umgerechnet werden und über den neuen Umrechnungsfaktor β_{HeNe} zu einer Positionsschwankung. Hier sollen jetzt nur der Mittelwert der Messwerte sowie die Berechnung von

3 Experimente und Auswertung

β_{HeNe} und des daraus resultierenden Wertes für die Positionsschwankung angegeben werden. Die beiden Multimeter haben unterschiedliche Schwankungen von $\Delta U_{HeNe,x} = 0,035 \text{ V}$ und $\Delta U_{HeNe,y} = 0,025 \text{ V}$ aufgewiesen. Als Hypothenschwankung lässt sich somit $\Delta U_{HeNe,Hypothense} = 0,043 \text{ V}$ berechnen. Der Mittelwert der Messwerte für die durchlaufenen Spannungen wird als Äquivalent zu s_{voll} betrachtet:

$$\bar{U}_{HeNe,Hypothense} = 0,025 \text{ V} \hat{=} s_{voll} \quad (3.5)$$

Für β_{HeNe} folgt durch Division:

$$\beta_{HeNe} \approx 1395 \mu\text{m/V} \quad (3.6)$$

Multipliziert mit $\Delta U_{HeNe,Hypothense}$ ergibt sich die Genauigkeit, mit der mit diesem Aufbau eine Position oder Bewegung bestimmt werden kann:

$$\delta_{HeNe} \approx 60 \mu\text{m} \quad (3.7)$$

Für das Problem dieser Arbeit, Schwankungen im Bereich von 100 nm ausmessen zu können, ist diese Methode also vollkommen unzureichend. Die Messgenauigkeit des HeNe-Lasers liegt 2 Größenordnungen über der angestrebten. Wie schon in 3.2.1 ist die Empfindlichkeit des HeNe-Lasers von großem Nachteil. Der Versuch musste häufig wiederholt werden, weil äußere Einflüsse (z.B. vorbeilaufende Kollegen, Luftverwirbelung durch eingeschaltete Raumlüftung) die gemessenen Spannungswerte in zufällige Richtungen ausschlagen ließen. Auch die Spannungsschwankungen waren während einer Messreihe nicht immer dieselben, teilweise sogar unter 20 mV. Wenn sie so niedrig waren, dann allerdings nicht lange und es kam wieder zu größeren Ausschlägen, weswegen die Schwankungswerte, wie oben angegeben, angenommen werden mussten.

3.2.3 Diodenlaser auf 4-Quadranten-Diode

Der HeNe-Laser wurde durch den Diodenlaser ersetzt. Der Betriebsstrom des Lasers betrug wieder 38,66 mA. Aufgrund der stromabhängigen Intensität des Lasers und einer direkt am Diodenlaser angebrachten, verstellbaren Linse, konnte auf Blende und Zerstreuungslinse verzichtet werden. Abbildung 3.9 zeigt den Aufbau. Der Abstand zwischen Laser und der 4QD betrug ca. 180 mm.

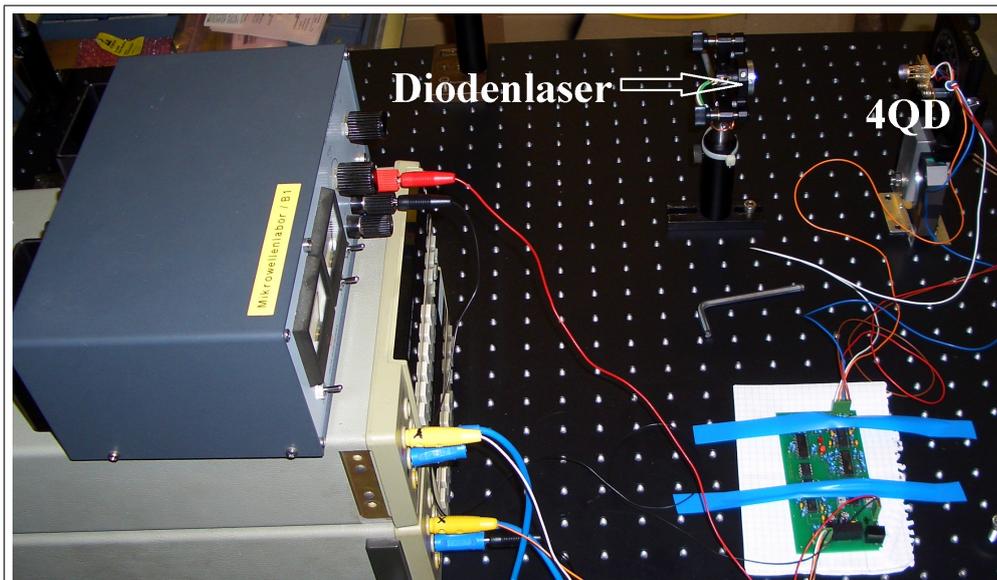


Abbildung 3.9: Aufbau zur Messung der Diodenlaserstrahlungsschwankung an der 4-Quadranten-Diode

Da die Multimeter mit diesem Laser eine viel geringere Schwankung aufwiesen, $\Delta U_{Diode,x} = \Delta U_{Diode,y} = 0,002 \text{ V}$, ließ sich ein viel besseres Ergebnis als beim HeNe-Laser erwarten. Tabelle 5.4 mit allen Messwerten befindet sich wieder im Anhang. Die Berechnung von δ_{Diode} erfolgt äquivalent wie in 3.2.2, wodurch sich folgende Werte ergeben:

$\Delta U_{Diode,Hypothese}$	0,0028 V
$\bar{U}_{Diode,Hypothese}$	0,278 V
β_{Diode}	125 $\mu\text{m}/\text{V}$
δ_{Diode}	0,35 μm

Es ist also mit diesem Aufbau möglich, Positionen und Bewegungen bis auf 350 nm genau zu bestimmen. Dies ist ein Wert in der angestrebten Größenordnung. Die Bewegungen des RTM können demnach mit dem Diodenlaser und der 4QD hinreichend gut ausgemessen werden.

3.3 Die Piezofeder und das Michelson-Interferometer

Eine weitere Möglichkeit Bewegungen zu messen ist, ein Interferometer zu bauen, wobei einer der beiden Spiegel auf dem sich bewegenden Objekt anzubringen ist. Die Bewegung, die das Objekt in Richtung des Laserstrahls ausführt, überträgt sich somit auf das Interferenzmuster, bei dem die Anzahl der durchlaufenen In-

3 Experimente und Auswertung

tensitätsmaxima bzw. -minima auf die ursprüngliche Bewegung schließen lassen. Um die Messgenauigkeit eines solchen Aufbaus auszuloten, werden in diesem Abschnitt Bewegungen mit einer Piezofeder durchgeführt.

3.3.1 Ausmessen der Piezofeder

Die Piezofeder ist in einen Metallstab eingebaut, der auf einer Seite eine Materialverjüngung aufweist, wodurch es bei einer Ausdehnung des Piezostapelaktors zu einer Biegung des Metallstabes kommt. Abbildung 3.10 zeigt diesen Metallstab. Die Piezofeder wird mit Gleichspannung zum Ausdehnen gebracht, wobei 18 V das Maximum darstellt.

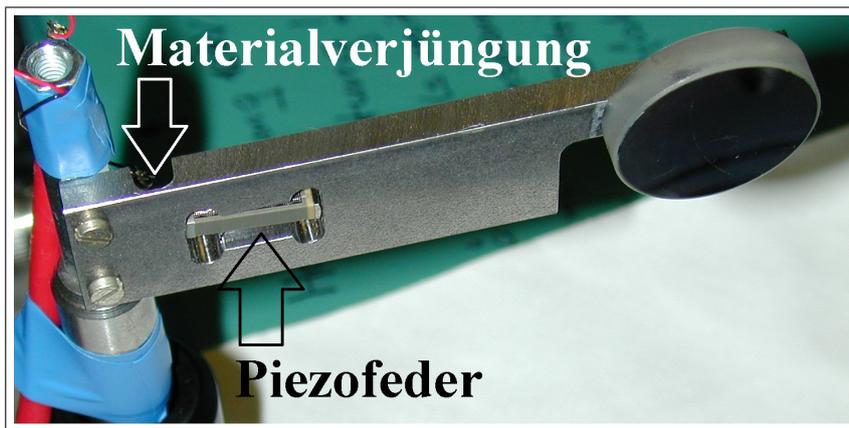


Abbildung 3.10: Metallstab mit Piezofeder. Der Stab ist auf einer Seite verjüngt, sodass sich bei einer Ausdehnung der Piezofeder der Stab nach vorne biegen würde. Für die Experimente wurde ein Spiegel angebracht.

Zuerst musste wie in 3.2.1 die Bewegung der Piezofeder genau vermessen werden. Dafür wurde am äußersten Arm des Metallstabes ein Spiegel angebracht, der den Strahl des HeNe-Lasers auf die CCD-Kamera projizieren sollte. Das Oszilloskop wurde wieder so eingestellt, dass eine Bildzeile der Kamera zu beobachten war. Dann konnte wieder die Bewegung einer Kante des Laserprofils betrachtet und mit dem Umrechnungsfaktor α auf die Bewegung der Feder geschlossen werden. Abbildung 3.11 zeigt den Aufbau, wobei wieder der Abschwächer THORLABS NDUV10A und eine Irisblende zur Verbesserung der Kante verwendet wurden. Der optische Weg nach der Strahlreflexion am Spiegel betrug $a = (185,2 \pm 0,15)$ mm.

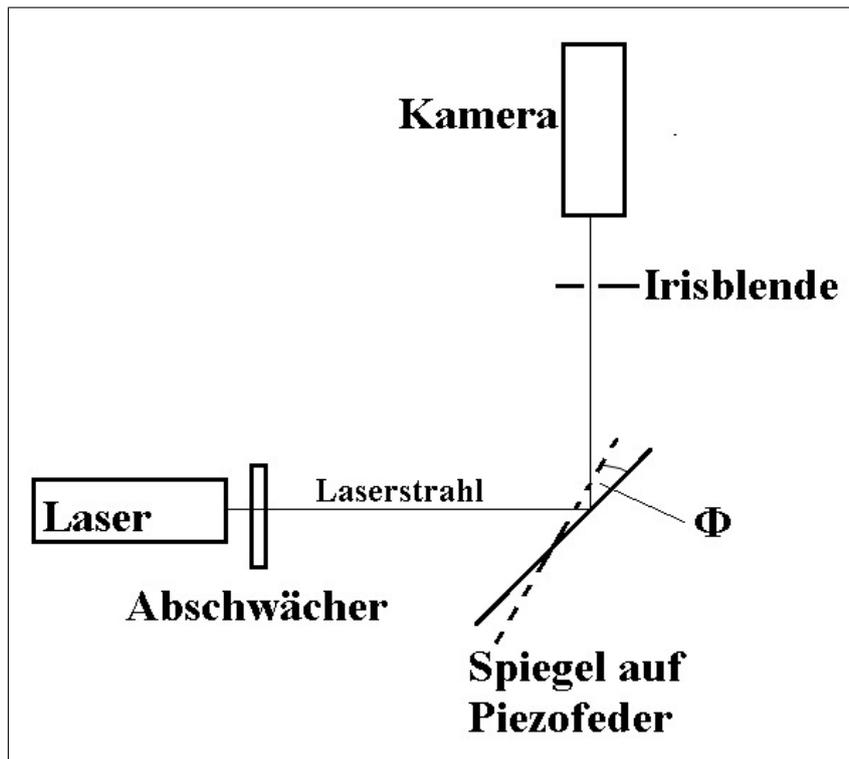


Abbildung 3.11: Skizzierter Aufbau zur Ausmessung der Bewegung der Piezofeder. Der Strahl des HeNe-Lasers wird direkt nach seinem Austritt abgeschwächt und nach der Reflexion am Spiegel mit einer Blende verkleinert. Φ ist der Winkel, der bei einer Spannungsänderung an der Piezofeder auftritt. Die Kamera ist an ein Oszilloskop angeschlossen, mit dessen Hilfe Bewegungen der Piezofeder erkennbar werden.

Die Piezofeder wurde mehrmals voll durchfahren, wobei wieder auf die Hysterese zu achten war. Die Messergebnisse sind in Tabelle 5.5 dem Anhang beigefügt. Für den Mittelwert und die Standardabweichung ergeben sich $(305 \pm 27,7)$ ns. Mit α aus 3.1.1 berechnet sich die Strecke b , die der Laserstrahl über den Kamerachip gewandert ist.

$$b = (39 \pm 3,5) \mu\text{m} \quad (3.8)$$

Da auch der Winkel, der am Metallstab bei voller Ausdehnung der Piezofeder entsteht, von Interesse ist, wurde über den Satz des Pythagoras die Länge des Strahlwegs c bei voller Ausdehnung berechnet und darüber auf den Winkel Φ geschlossen. Hier werden nur die Ergebnisse der Rechnungen aufgeführt. Formeln

3 Experimente und Auswertung

und Fehlerrechnungen sind dem Anhang beigelegt.

$$c = (185200,004 \pm 149,999) \mu\text{m} \quad (3.9)$$

$$\Phi = (2 \cdot 10^{-4} \pm 0,2 \cdot 10^{-4})^\circ \quad (3.10)$$

Bei so kleinen Winkeln kann die Bewegung des Metallstabes als annähernd linear betrachtet werden, was für den Aufbau eines Michelson-Interferometers ausschlaggebend ist.

3.3.2 Messungen mit dem Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer wurde wie in Abbildung 3.12 aufgebaut.

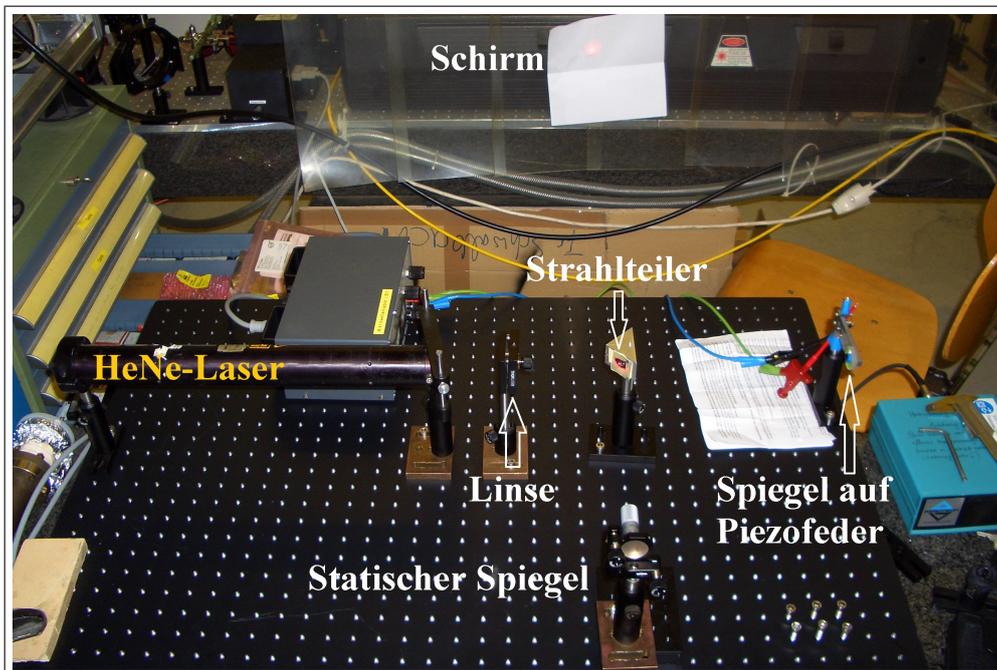


Abbildung 3.12: Michelson-Interferometer mit einem HeNe-Laser. Der Laserstrahl wird über eine Linse aufgeweitet, sodass Interferenzmaxima und -minima am Schirm gut zu sehen und zu zählen sind.

Der Laserstrahl wurde so auf die optischen Komponenten (Strahlteiler und Spiegel) abgebildet, dass er möglichst mittig traf. Da das Interferenzmuster sehr undeutlich zu sehen war, musste der Strahl mit einer Zerstreuungslinse (Brennweite $f = 150 \text{ mm}$) aufgeweitet werden, sodass die Interferenzmaxima und -minima deutlicher am Schirm zu sehen und abzuzählen waren (vergl. Abb. 2.3). Die Strahlwege wurden teils mit einem Nonius, teils nur mit einem Meter-

3.3 Die Piezofeder und das Michelson-Interferometer

maß ausgemessen. Die beiden Spiegel wurden in nahezu gleichem Abstand zum Strahlteiler angebracht.

Bauteile	Strecke zwischen den Bauteilen [mm]
Laser - Linse	77,25
Linse - Strahlteiler	114,75
Strahlteiler - Spiegel	274
Strahlteiler - Schirm	890

Die Piezofeder wurde mehrmals voll durchfahren, von 0 V bis 18 V und umgekehrt. Dabei wurden die durchlaufenen Intensitätsmaxima, bzw. -minima abgezählt. Leichteste Berührungen des Aufbaus oder des Tisches, auf dem er aufgebaut wurde, haben zu Verwacklungen am Intensitätsmuster geführt. Da sich beim Berühren des Spannungsreglers das Interferenzmuster verändert hat, wurde die Spannungsquelle der Piezofeder während des Versuchs vom Tisch genommen und darauf geachtet, dass niemand den Versuch stören konnte. Als Mittelwert ergaben sich 116,5 durchlaufene Maxima mit einer Standardabweichung von 13,4. Dass sich die Beträge der durchlaufenen Intensitätsmaxima überhaupt unterscheiden, lässt sich auf Verzählen und kleinste Bewegungen der Bauteile zurückführen. Die Messergebnisse sind dem Anhang beigelegt (Tabelle 5.6). Da eine Positionsänderung des Spiegels um die Hälfte der Wellenlänge des Lasers einer Verschiebung des beobachteten Maximums um eine ganze Wellenlänge (in diesem Fall 632 nm) entspricht, können also Bewegungen von Objekten beobachtet werden, die im Bereich von 300 nm liegen. Durch diese entsteht eine volle Verschiebung eines Maximums. Selbst Bewegungen von 150 nm sollten beobachtet werden können, da sich dann lediglich ein Intensitätsmaximum in ein Intensitätsminimum verschiebt. Begrenzt sind diese Messungen dadurch, dass bei höheren Rüttelfrequenzen des Objekts das menschliche Auge solche Bewegungen am Schirm nicht mehr verarbeiten kann.

Um eine andere Möglichkeit zu bieten, das Interferenzmuster zu beobachten, wurde dieselbe Kamera wie bisher benutzt und durch ein Zoom-Objektiv (computer TV ZOOM LENS M6Z 1212) ergänzt, was eine Zerstreuungslinse überflüssig machen sollte. Sie wurde im Abstand von ca. 221 mm zum Strahlteiler angebracht. Abbildung 3.13 zeigt den neuen Aufbau. Mit diesem war es schwieriger die Intensitätsmaxima und ihre Bewegungen zu betrachten. Eine andere Kamera und ein anderer Bildschirm sollten hier aber Abhilfe leisten können, wodurch es möglich wäre, genauere Bewegungsmessungen zu verwirklichen. Desweiteren wäre eine evakuierte Umgebung des Aufbaus von Vorteil, da somit thermische Schwankungen und Luftbewegungen eliminiert werden könnten. Somit wäre die Auflösung nur noch durch das Rauschen des Lasers begrenzt. Um dies weiter zu erforschen hat allerdings die vorgegebene Zeit für die Bachelorarbeit nicht gereicht.

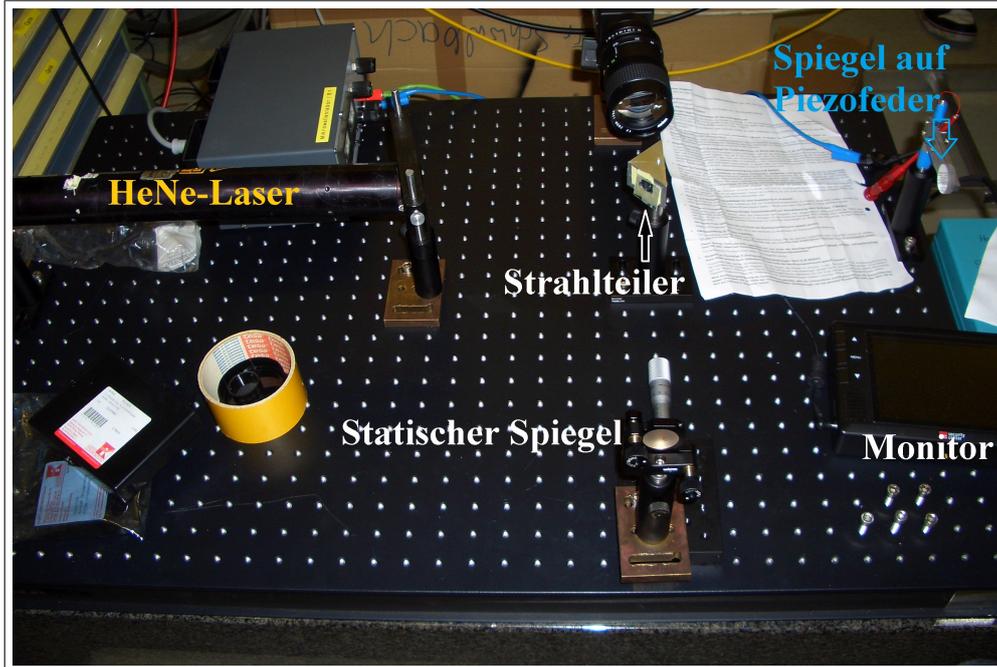


Abbildung 3.13: Michelson-Interferometer mit einer Kamera + Zoom-Objektiv anstatt eines Schirms. Der Monitor gibt das aufgenommene Bild aus.

Eine weitere Messmethode könnte darin bestehen, den Laserstrahl direkt mit dem CCD-Chip zu detektieren. Würde beobachtet werden wie sich bei einer Verschiebung des Spiegels die aufgezeichnete Intensität eines einzelnen Pixels verändert, könnte die Messgenauigkeit um mindestens eine Größenordnung besser ausfallen.

3.4 Erste Messungen am Beschleunigermagneten

In einer kurzen Pause des Strahlbetriebes konnten erste Messungen der Schwingungen des RTM2 vorgenommen werden. Hierzu wurde die 4-Quadranten-Diode auf dem Piezotisch auf dem Magneten platziert und ihr gegenüber (in ca. 1,20 m Entfernung auf ungefähr selber Höhe auf Betonklötzen) der Diodenlaser. Abbildung 3.14 zeigt den Aufbau.

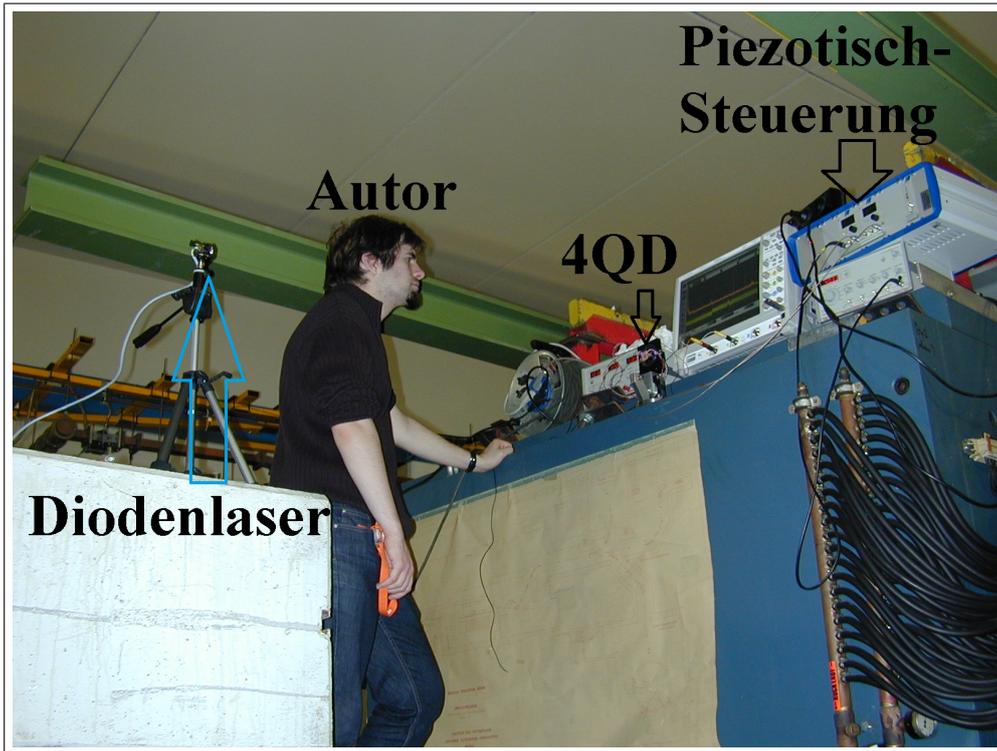


Abbildung 3.14: Aufbau zum Vermessen der Schwingungen am RTM2 mit dem Diodenlaser und der auf dem Magneten platzierten 4QD und aller Messgeräte, Spannungsquellen und Frequenzgeber.

Mit der Fast Fourier Transformations-Funktion des Oszilloskops wurde die Schwingung an der 4QD sichtbar gemacht. In Abbildung 3.15 ist diese anhand der oberen Funktion gegeben. Der deutlichste Peak, der bei etwa 50 Hz zu erkennen ist, ist eine elektromagnetische Störung, die auftritt, weil die Spulen der Beschleunigermagnete mit elektrischem Strom des deutschen Stromnetzes versorgt werden. Dadurch kommt es zu induzierter Spannung in den Kabeln der Messgeräte. Auch die Leuchtstoffröhren der Halle flackern mit der Frequenz 50 Hz, welche von der Diode aufgenommen wird. Der kleine Peak bei etwa 5 Hz, dessen Amplitude nicht vermessen wurde, was aber im Prinzip möglich ist, lässt sich durch mechanische Schwingungen erklären. Zumindest liegt er in einem realistischen Bereich bei einem Magnetgewicht von etwa 20 Tonnen (vergl. Kapitel 1). Der Peak bei etwa 55 Hz, der mit dem Bx-Cursor gekennzeichnet ist, könnte somit eine Modulation der 50Hz-Schwingung mit der 5Hz-Schwingung sein.

3 Experimente und Auswertung

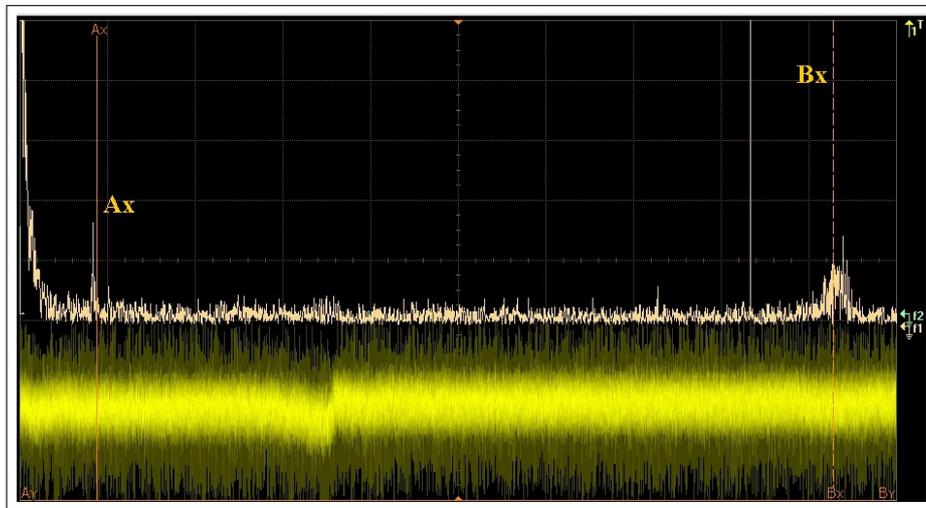


Abbildung 3.15: Schwingungen des RTM-Magneten, ausgegeben am Oszilloskop mit der FFT-Funktion (beige). Unten (gelb) die realen Messdaten. Der Peak bei 5 Hz (links vom Cursor Ax) gibt vermutlich die erwartete Schwingung an.

4 Fazit

In diesem letzten Kapitel werden alle Ergebnisse dieser Arbeit aufgeführt. Zuerst wurde versucht herauszufinden, wie genau eine Positionsmessung möglich ist, wenn mit einem HeNe-Laser auf eine 4-Quadranten-Diode gestrahlt wird. Zu hohe Intensitätsschwankungen im Laser haben dazu geführt, dass die Position der 4QD bzw. des Lasers nur mit einer Schwankung von etwa $60 \mu\text{m}$ gemessen werden kann. Diese Schwankungen liegen 2 Größenordnungen über dem angestrebten Messbereich. Deswegen ist diese Methode mit dem verwendeten Aufbau nicht zu empfehlen.

Wird ein Diodenlaser verwendet, dessen Intensität stromgesteuert ist, treten viel geringere Schwankungen an der 4QD auf. Außerdem ist der Aufbau, der allein aus Laser und Detektordiode besteht, der einfachste seiner Art. Mit einer Positionsauflösung, die mit 350 nm gegeben ist, ist dieses Messverfahren durchaus geeignet, um die Bewegungen des RTM2 zu vermessen.

Mit dem Interferometeraufbau können auf einen Schirm abgebildete Interferenzmuster dem Beobachter Aufschlüsse über niederfrequente, horizontale Bewegungen in Strahlrichtung gegeben werden. Ein verbesserter Aufbau, wie oben umschrieben, könnte möglicherweise auch höherfrequente Bewegungen ausmessen und die Auflösung um mindestens eine Größenordnung verbessern.

Im Rahmen dieser Arbeit gab es nur wenig Zeit, den Aufbau am RTM2 auszuprobieren. Diese kurze Zeit lässt aber schon darauf hoffen, dem Problem der Magneten-Bewegung auf die Spur zu kommen, da tatsächlich eine Schwingung nachgewiesen werden konnte, die mit mechanischen Schwingungen zu erklären ist. Um alle drei Raumdimensionen dieser Bewegung ausmessen zu können, müssen allerdings andere Messaufbauten untersucht werden, oder eine Kombination der oben beschriebenen. Für diesen Fall könnte sowohl ein Interferometeraufbau verwendet werden, der eine horizontale Bewegung in Strahlrichtung ausmessen kann, als auch die Kombination aus Diodenlaser und 4QD, mit der die vertikale und die horizontale Bewegung senkrecht zum Strahlverlauf ausgemessen werden kann.

5 Anhänge

Kapitel 2.3:

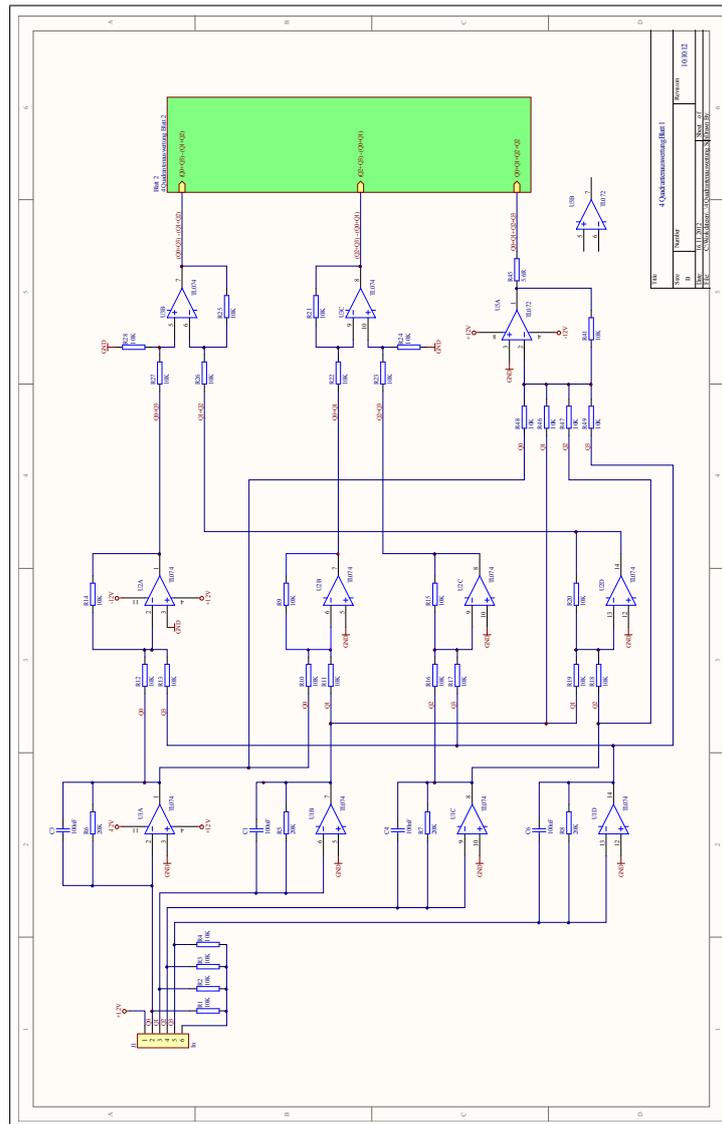


Abbildung 5.1: 1. Schaltungsebene der Berechnungslogik der 4QD

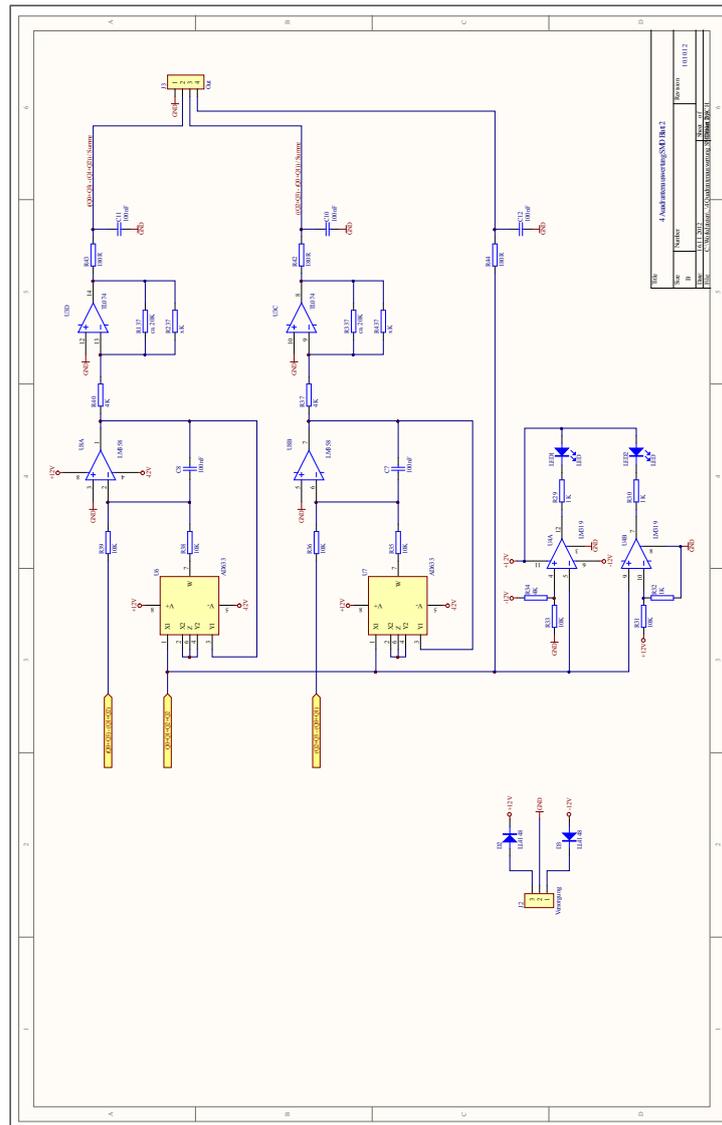


Abbildung 5.2: 2. Schaltungsebene der Berechnungslogik der 4QD

Kapitel 3.1.1:

Zeilenbreite [μs]	Mittelwert Z [μs]	Fehler ΔZ [μs]
52,3	52,2	0,2
52,2		
52,1		
52,2		
52,2		

Tabelle 5.1: Am Oszilloskop gemessene Werte für die Breite einer Bildzeile.

$$\Delta\alpha = \frac{b \cdot \Delta Z}{Z^2} \quad (5.1)$$

Kapitel 3.1.2:

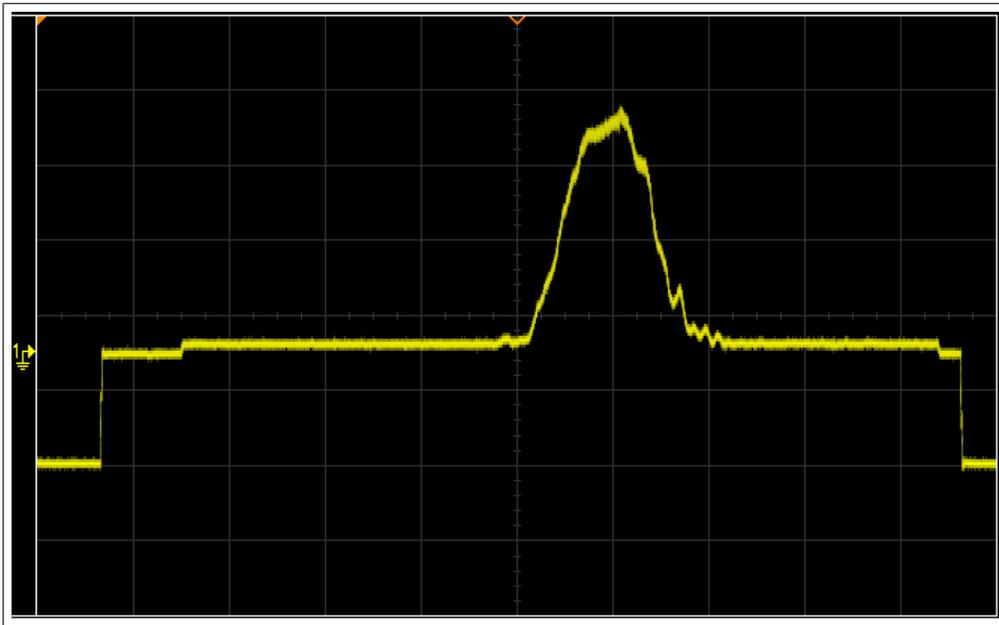


Abbildung 5.3: Strahlprofil des HeNe-Lasers in einer Bildzeile. Die Zeitbasis beträgt $6,6 \mu s/\text{dev}$.

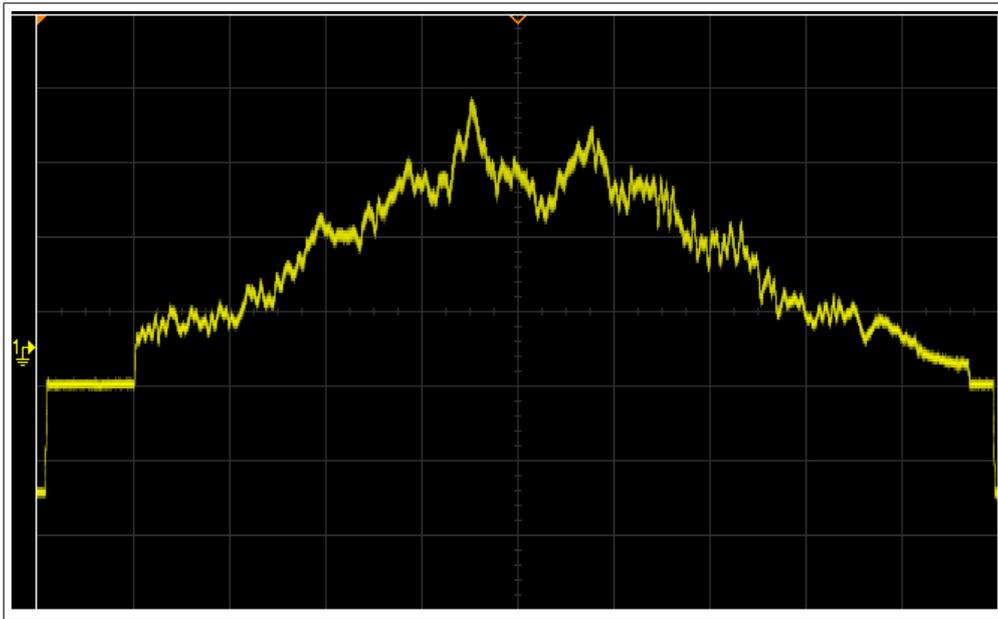


Abbildung 5.4: Strahlprofil des Diodenlasers in einer Bildzeile. Die Zeitbasis beträgt $6 \mu\text{s}/\text{dev}$.

Kapitel 3.2:



Abbildung 5.5: Piezotisch, der spannungsgesteuerte Bewegungen in horizontaler Richtung (vom Betrachter aus nach links und rechts), bzw. in vertikaler Richtung ausführen kann.

Kapitel 3.2.1

$t_{\text{Aufsteigend}}$ [ns]	$t_{\text{Absteigend}}$ [ns]
222,0	321,9
177,6	244,2
321,9	399,6
299,7	177,6

Tabelle 5.2: Messwerte für das horizontale Durchfahren des Piezotisches.

$$\Delta s_{\text{voll}} = \sqrt{(\alpha \cdot \Delta t_{\text{voll}})^2 + (\Delta \alpha \cdot t_{\text{voll}})^2} \quad (5.2)$$

5 Anhänge

Kapitel 3.2.2:

U bei -10,2 V [V]		U bei 149,9 V [V]	
X	Y	X	Y
0,12	0,055	0,14	0,07
0,13	0,05	0,17	0,03
0,19	0,01	0,19	0,00
0,18	0,01	0,12	-0,01
0,17	0,02	0,16	0,02

Tabelle 5.3: Messwerte beim Durchfahren der 4QD mit dem HeNe-Laser bei minimaler und maximaler Auslenkung des Piezotisches.

Kapitel 3.2.3:

U bei -10,2 V [V]		U bei 149,9 V [V]	
X	Y	X	Y
0,195	1,075	0,380	1,293
0,199	1,081	0,378	1,294
0,199	1,084	0,378	1,296
0,198	1,084	0,378	1,296
0,198	1,086	0,378	1,298

Tabelle 5.4: Messwerte beim Durchfahren der 4QD mit dem Diodenlaser bei minimaler und maximaler Auslenkung des Piezotisches.

Kapitel 3.3.1:

$$b = \alpha \cdot 305,25 \text{ ns} \pm \Delta b \quad (5.3)$$

$$\Delta b = \sqrt{(\alpha \cdot 27,6648201 \text{ ns})^2 + (\Delta \alpha \cdot 305,25 \text{ ns})^2} \quad (5.4)$$

$$c = \sqrt{a^2 + b^2} \quad (5.5)$$

$$\Delta c = \sqrt{\frac{(a^2 \cdot \Delta a^2) + (b^2 \cdot \Delta b^2)}{c^2}} \quad (5.6)$$

$$\Phi = \arcsin\left(\frac{b}{c}\right) \quad (5.7)$$

t bei 0 V [ns]	t bei 18 V [ns]
0,0	299,7
0,0	321,9
22,2	310,8
33,3	355,2
44,4	344,1
66,6	377,4

Tabelle 5.5: Messwerte beim Durchfahren der Piezofeder mit dem HeNe-Laser bei minimaler und maximaler Auslenkung, abgelesen am Oszilloskop.

$$\Delta\Phi = \sqrt{\left(\Delta b \cdot \left(\frac{1}{c \cdot \sqrt{1 - \frac{b^2}{c^2}}}\right)\right)^2 + \left(\Delta c \cdot \left(\frac{b}{c^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{b^2}{c^2}}}\right)\right)^2} \quad (5.8)$$

Kapitel 3.2.2:

Anzahl durchlaufener Maxima
149
115
128
105
116
116
117
110
138
117

Tabelle 5.6: Anzahl der durchlaufenen Intensitätsmaxima am Intensitätsmuster des Michelson-Interferometers, abwechselnd bei aufsteigender und bei absteigender Hysterese der Piezofeder

Literaturverzeichnis

- [1] Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität, Mainz
<http://kph.uni-mainz.de>, **2012**
- [2] Tipler, Mosca, *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*, **2003**
- [3] MatthiasStappel,
http://wiki-fp.physik.uni-mainz.de/index.php/File:60_16.JPG, **2010**
- [4] Semiconductor Physics Department, Faculty of Physics, Vilnius University, *The Semiconductor Laser diode*
- [5] Skript zum Fortgeschrittenen-Praktikumsversuch 60 (Laser Gyroskop) der Johannes Gutenberg Universität, Mainz <http://wiki-fp.physik.uni-mainz.de>, **2012**
- [6] PI Instruments <http://www.physikinstrumente.de/de/index.php>, **2012**
- [7] Laser Components GmbH, *LC-301 DQD Datenblatt*
- [8] File Upload Bot (Magnus Manske),
<http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Aufbau-Michelson-Interferometer-Beschriftung-Strahlengang.jpg&filetimestamp=20100406122518>,
2010
- [9] H. J. Tiziani, *Meßtechniken mit Lasern*, Expert-Verlag **1993**

6 Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungskommission vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Dominic Kohlhöfer