

Ein Lambdameter mit 10^{-7} Meßunsicherheit

Diplomarbeit
zur Erlangung des Magistergrades

an der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

eingereicht von

Günther Blasbichler

im Mai 2000

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik
der Universität Innsbruck

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Übersicht Wellenlängenmeßgeräte	6
3	Michelson-Lambdameter	8
3.1	Michelson-Interferometer	8
3.2	Referenzlaser	9
3.3	Vernier-Zählmethode	10
4	Fehlerquellen	13
4.1	Neigungswinkel zwischen Strahlen	13
4.2	Phasenfehler	14
4.3	Brechungsindex der Luft	16
5	Referenzlaser	20
5.1	Aufbau	20
5.2	Frequenzeigenschaften	22
5.3	Besonderheiten	24
6	Optik	25
6.1	Michelson-Interferometer	25
6.2	Strahlteiler	27
6.3	Schlitten	27
6.4	Fasereinkopplung	27
6.5	Justage	28
7	Elektronik und Programm	30
7.1	Prinzip	30
7.2	Photodioden und Verstärker	31
7.3	Komparator	34
7.4	Koinzidenz	35
7.5	Controller	36

7.6	Programm	37
8	Messungen	41
8.1	Eichung	41
8.2	Fehlerbestimmung	44
8.3	Messung eines Uhrenübergangs	45
9	Zusammenfassung und Ausblick	47
A	Messung Gaußstrahlen	48
B	Schaltbilder	51
C	Programme	53

Kapitel 1

Einleitung

Mit der Entwicklung und Verbesserung von Lasern bekam die Experimentalphysik ein vielseitiges und hochpräzises Werkzeug zur Untersuchung von Licht-Materie-Wechselwirkung in die Hand. Insbesondere bedingt durch die Frequenzstabilität der Laser entwickelten sich daraus eine Vielzahl von physikalischen Anwendungen wie Präzisionsspektroskopie [1] oder hochgenaue Zeitstandards.

Einhergehend mit der Verbesserung der Frequenzstabilität ergab sich die Notwendigkeit, die Wellenlänge der Laser mit entsprechender Genauigkeit messen zu können.

Die Wellenlängenmessung läßt sich über die Beziehung

$$\lambda_{vac} = \frac{c}{\nu} \quad (1.1)$$

auf eine Frequenz- oder Zeitmessung zurückführen. Da die Lichtgeschwindigkeit per Definition exakt ist, begrenzt einzig die Zeitmessung die theoretisch erreichbare Genauigkeit. Die Zeitdifferenz ist in der Physik jene Größe, die am genauesten gemessen werden kann. Als offizielles Zeitnormal dienen Cs-Atomuhren, deren frequenzbestimmendes Element der Hyperfeinübergang $6S_{1/2} F=4 \rightarrow F=3$ von ^{133}Cs ist. Die Frequenz des Übergangs beträgt 9.2 GHz und kann somit elektronisch verarbeitet werden. Die Frequenz von Lasern im sichtbaren und nahem infrarotem Bereich ist mit einigen 10^{14} Hz zu hoch, um direkt gezählt zu werden.

Vor der Entwicklung von Methoden zur Frequenzmessung von Lasern hatte man sowohl Längenstandards als auch Zeitnormale. Der Zahlenwert der Lichtgeschwindigkeit war dadurch festgelegt.

Bis 1969 entwickelte man Frequenzmessungen bis in die $80\mu\text{m}$ Region des fernen Infrarot [2]. Durch Frequenzketten, das sind Stufen zur Frequenzvervielfachung und Mischen der Frequenzen, gelangte man von elektronisch

zählbaren Frequenzen zu den optischen Frequenzen. Auf diese Art wurde die Frequenz eines D_2O -Lasers gemessen und gleichzeitig mit einem Interferometer dessen Wellenlänge mit der eines HeNe-Längenstandards verglichen [3, 2]. Das Produkt der beiden Werte ergibt die Lichtgeschwindigkeit, die Unsicherheit von $5 \cdot 10^{-7}$ entsprach in etwa der besten damaligen Messung der Lichtgeschwindigkeit.

Durch experimentelle Verbesserungen konnte ein frequenzstabilisierter CO_2 -Laser mit $9.4\mu m$ zur Messung der Lichtgeschwindigkeit verwendet werden. Die Frequenz wurde mit einer Frequenzkette mit einem Zeitnormal verglichen. Die Meßunsicherheit der Experimente konnte bis 1977 [4] auf $1,4 \cdot 10^{-10}$ verbessert werden. Diese guten Ergebnisse führten schließlich zur Festlegung der Lichtgeschwindigkeit. *Damit war die Längenmessung auf eine Frequenzmessung zurückgeführt und Längenstandards als Primärstandards überflüssig.*

Bevor die Frequenzketten in den sichtbaren Bereich erweitert wurden, dienten die hochgenauen Lambdameter noch zum Vergleichen der Wellenlänge verschiedener Längenstandards. So wurde die Wellenlänge sowohl des CH_4 -stabilisierten HeNe-Lasers als auch des I_2 -stabilisierten HeNe-Lasers mit dem Krypton-Längenstandard verglichen [5, 6].

Da die Frequenzmessung mit Frequenzketten wesentlich genauer sind als die Messungen mit Lambdametern, erweiterte man die Frequenzketten in den sichtbaren Bereich. Frequenzketten benötigen jedoch ein diskretes Teilverhältnis, wodurch die Meßbereiche stark eingeschränkt waren. Durch neuere Entwicklungen, wie den optischen Kammgenerator, wurden diese experimentellen Schwierigkeiten entschärft. Mit dieser Methode wurde die D2-Linie von Cs vermessen [12]. Diese Übergänge wurden zur Kalibrierung des in dieser Diplomarbeit vorgestellten Lambdameters verwendet.

Mit den Frequenzketten ergeben sich auch völlig neue Perspektiven in der Zeitmessung. Man ist nun in der Lage, die Frequenz von schmalbandigen optischen Übergängen zu messen. Diese haben als frequenzbestimmender Teil eines Zeitnormals Vorteile gegenüber der Cs-Uhr bei 9 GHz. Durch die wesentlich höhere Frequenz erreicht man die gleiche Stabilität wie bei Cs-Uhren bereits mit einzelnen oder wenigen Atomen/Ionen. In Atomfallen lassen sich zudem optimale Umgebungsbedingungen schaffen, wodurch die systematischen Fehler minimiert werden können.

In dieser Arbeit wurde der Quadrupol-Übergang $S_{1/2} - D_{5/2}$ von $^{40}Ca^+$ vermessen. Dessen Lebensdauer beträgt etwa 1 s, was einer natürlichen Linienebreite von weniger als 0,2 Hz entspricht.

Obwohl Lambdameter in Bezug auf Genauigkeit den Frequenzketten unterlegen sind, sind sie aus dem Laboralltag nicht wegzudenken. Neben Genauigkeit müssen Wellenlängenmeßgeräte noch weitere Kriterien erfüllen.

Sie sollen einen breiten Wellenlängenbereich lückenlos abdecken, robust und handlich im Aufbau sein, die Bedienung soll einfach sein und schnelle Meßergebnisse liefern.

Die Weiterentwicklung der schon länger bekannten Methode der Wellenlängenmessung mit Interferometern zielte auf die Verbesserung möglichst vieler dieser Kriterien ab. Durch den Einsatz von moderner Mikroelektronik und weiteren Verbesserungen in vielen Details ist dies auch gelungen.

Kapitel 2

Übersicht Wellenlängenmeßgeräte

Alle bisher entwickelten Wellenlängenmeßgeräte beruhen auf dem selben Prinzip. Mit Hilfe eines oder mehrerer Interferometer wird das Verhältnis zwischen Längenstandard und Wellenlänge des zu bestimmenden Lasers gebildet.

Den einfachsten Aufbau weist das Fizeau-Lambdameter[?] auf. Zwei Platten, die einen keilförmigen Spalt bilden, nennt man Fizeau-Interferometer. Mehrstrahlinterferenzen an den Grenzschichten erzeugen ein Muster von parallelen Streifen, deren Abstand und Position erlaubt eine eindeutige Zuordnung der Wellenlänge. Die Streifen werden mit einer Photodiodenzeile ausgelesen. Die Genauigkeit des Meßgeräts ist auf etwa 10^{-7} begrenzt.

Das Fabry-Perot-Interferometer[10] besteht aus 3 Fabry-Perot-Interferometern. Dies sind verspiegelte parallele Flächen (Etalon), an denen Vielstrahlinterferenzen auftreten. Es entstehen Interferenzringe, die mit Photodiodenzeilen ausgelesen werden. Eine Kombination von 3 Interferometern unterschiedlicher Länge ist notwendig um einerseits die Wellenlänge eindeutig bestimmen zu können und andererseits eine Auflösung von besser als 10^{-8} zu erreichen. Mit diesem Meßgerät können gepulste und Dauerstrichlaser gemessen werden und eine Spektralanalyse durchgeführt werden.

Das Sigameter [9] besteht aus 4 Michelson-Interferometern mit unterschiedlichen aber festen Wegdifferenzen. Im Michelson-Interferometer wird ein Laserstrahl an einem Strahlteiler in 2 Teile gleicher Intensität aufgespalten, an Spiegeln werden die Strahlen reflektiert und am selben Strahlteiler wieder überlagert. Die 4 Interferometer sind ebenso wie im Fabry-Perot-Lambdameter notwendig um die Wellenlänge eindeutig festzulegen. Die Eigenschaften dieses Geräts sind mit denen des Fabry-Perot-Lambdameters vergleichbar mit dem Unterschied, daß eine Spektralanalyse nicht möglich

ist.

Das Michelson-Lambdameter [7, 8] umgeht die Vieldeutigkeit des Interferenzsignals durch einen beweglichen Arm im Interferometer. Man kann Genauigkeiten von besser als 10^{-8} erreichen, gepulste Laser können nicht gemessen werden. Dieses Lambdameter wird in dieser Arbeit näher behandelt.

Kapitel 3

Michelson-Lambdameter

Im Michelson-Interferometer mit einem beweglichen Arm werden die Wellenlängen von 2 Lasern direkt miteinander verglichen. Wenn die Wellenlänge eines Lasers bekannt ist, so kann aus dem gemessenen Verhältnis die Wellenlänge des anderen Lasers bestimmt werden.

Das Michelson-Lambdameter ist ein Meßgerät, das neben dem Interferometer auch einen Referenzlaser und die Elektronik zum Auswerten der Interferenzsignale enthält. Die Funktion und das Zusammenspiel der 3 Teile wird in den folgenden Abschnitten erklärt.

3.1 Michelson-Interferometer

Die Funktionsweise des Michelson-Interferometers soll anhand der Abbildung 3.1 beschrieben werden. Die Strahlen werden als ebene Wellen beschrieben.

Ein Laserstrahl trifft aus der Richtung E auf den Strahlteiler ST. Nach dem Strahlteiler ST wird ein Teilstrahl am festen Spiegel S1, der andere am beweglichen Spiegel S2 reflektiert. In der Beobachtungsebene am Ausgang A können die Strahlen wie folgt beschrieben werden:

$$E_1 = \frac{A_0}{\sqrt{2}} \exp[i(\omega t - kx)] \quad (3.1)$$

$$E_2 = \frac{A_0}{\sqrt{2}} \exp[i(\omega t - kx - 2kvt)] \quad (3.2)$$

Die optische Länge des beweglichen Arms ändert sich mit $2vt$, da der Strahl die Strecke in beide Richtungen durchläuft. Die Gesamtamplitude beträgt:

$$E = \frac{A_0}{\sqrt{2}} (1 + \exp(-2ikvt)) \exp[i(\omega t - kx)] \quad (3.3)$$

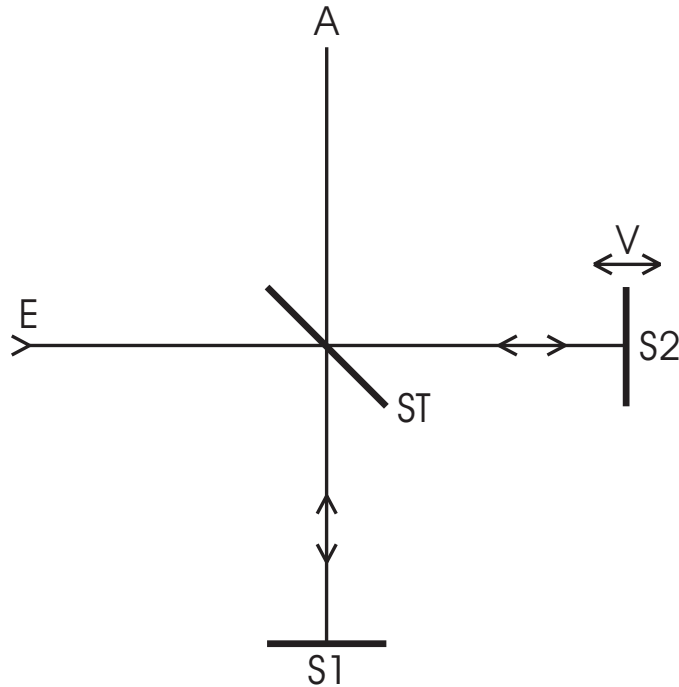


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Michelson-Interferometers

Am Ausgang A kann die Intensität detektiert werden:

$$I = 2c\varepsilon_0 EE^* = c\varepsilon_0 A_0^2 (1 + \cos(2kvt)) = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(2kvt)) \quad (3.4)$$

Für einen anderen Laserstrahl, der das Lambdameter in die andere Richtung durchläuft, gilt dieselbe Ableitung. Für die Phase der Intensität gilt:

$$\Phi_1 = 2k_1 vt \quad (3.5)$$

$$\Phi_2 = 2k_2 vt \quad (3.6)$$

Da die Geschwindigkeit des Schlittens für beide überlagerte Laserstrahlen gleich groß ist, verhält sich das Verhältnis der Phasen gleich wie der Betrag der k-Vektoren.

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{k_1}{k_2} \quad (3.7)$$

3.2 Referenzlaser

Mit dem Michelson-Interferometer kann das Verhältnis der Wellenlängen von 2 Lasern gemessen werden. Wenn nun die Wellenlänge eines der beiden Laser

bekannt ist, so kann aus dem Verhältnis die Wellenlänge des anderen berechnet werden. Die Wellenlänge des zu bestimmenden Lasers kann natürlich nicht genauer angegeben werden, als die Wellenlänge des Referenzlasers bekannt ist. Die Anforderungen an den Referenzlaser müssen jedoch nur so hoch gestellt werden, daß der Fehler des Referenzlasers im Verhältnis zum Gesamtfehler des Meßgeräts vernachlässigbar ist.

3.3 Vernier-Zählmethode

Zur Bestimmung des Verhältnisses der Wellenlängen müssen die optischen Interferenzsignale ausgewertet werden. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, die Nulldurchgänge beider Interferenzsignale zu zählen, wie in Abbildung 3.2 dargestellt ist.

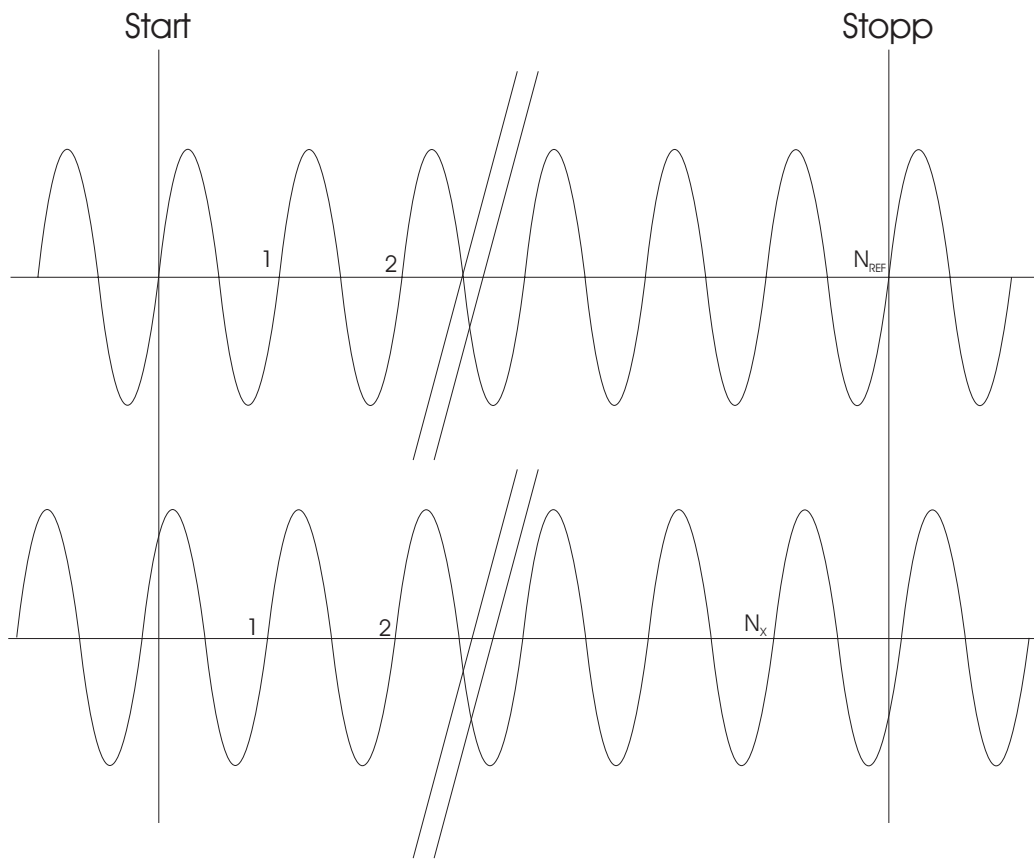


Abbildung 3.2: Zählmethode zum Vergleich zweier Frequenzen

Für eine definierte Anzahl von Nulldurchgängen des Referenzlasers N_{Ref}

werden die Nulldurchgänge des zu bestimmenden Lasers N_X gezählt. Da die Phasenbeziehung der beiden Signale zufällig zueinander sind, kann der Abstand der Nulldurchgänge der beiden Signale $0 < \Phi < 2\pi$ betragen. Dies gilt für Start und Stopp der Messung, die Unsicherheit der Zählung für den zu bestimmenden Laser beträgt also $N_X \pm 1$. Fordert man eine Genauigkeit von 10^{-7} , so bedeutet dies, daß N_X größer als 10^7 ist, was bei einer typischen Wellenlänge von 600 nm einen Verschiebeweg von 3 m bedeutet. Diese Methode führt zu unhandlich großen Meßgeräten.

Man kann mit wesentlich kürzeren Verschiebewegen auskommen, wenn man die bisher nicht berücksichtigten Phaseninformationen miteinbezieht. Eine Möglichkeit besteht in der Frequenzvervielfachung der Interferenzsignale durch eine phase-locked-loop Schaltung[7]. Damit vervielfacht sich die Anzahl der Zählimpulse und der Zählfehler wird dementsprechend kleiner.

In dieser Arbeit wird die Vernier-Methode verwendet. Der wesentliche Unterschied zur weiter oben dargestellten einfachen Zählmethode ist in Abbildung 3.3 ersichtlich. Start und Stopp der Messung erfolgen nicht mehr willkürlich, sondern sie erfolgen nur dann, wenn die Nulldurchgänge beider Signale gleichzeitig auftreten, die Signale somit phasengleich sind.

Im Gegensatz zum Zählen der Nulldurchgänge beträgt die Unsicherheit nicht mehr ± 1 , sondern ist durch die zeitliche Auflösung der Bestimmung der Koinzidenz begrenzt. Diese Unsicherheit beträgt etwa 1/100 einer Periode, um den Faktor 100 ist die Vernier-Methode also besser als das Zählen der Nulldurchgänge. Für eine Unsicherheit von 10^{-7} benötigt man anstatt 3 m nur mehr 3 cm Verschiebeweg. Die Grenzen der Verbesserung werden in Kapitel 7 erörtert.

Die Wellenlänge des unbekanntes Lasers errechnet sich schließlich folgendermaßen

$$\lambda_x = \frac{N_{Ref}}{N_X} \lambda_{Ref} \quad (3.8)$$

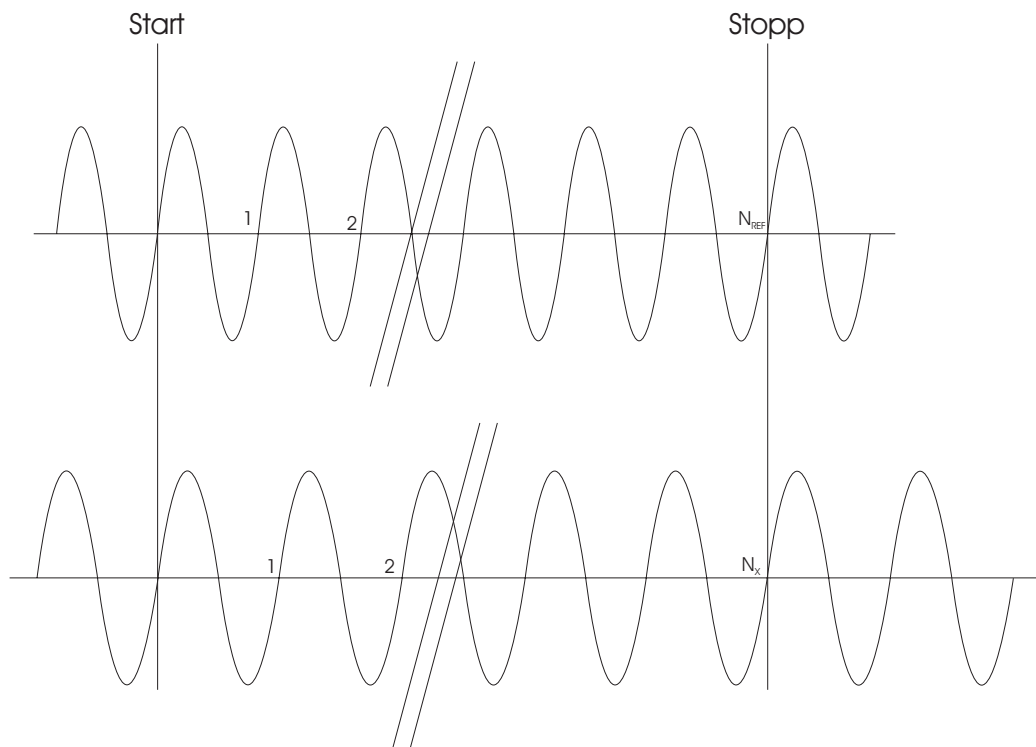


Abbildung 3.3: Vernier-Zählmethode

Kapitel 4

Fehlerquellen

Das Meßergebnis des Lambdameters ist mit Fehlern behaftet, wobei alle 3 Teile des Meßgeräts zum Gesamtfehler beitragen. Die Fehlerquellen des Referenzlasers und der Elektronik werden jedoch erst weiter hinten behandelt, weil dazu die entsprechenden Details bekannt sein müssen. An dieser Stelle werden die systematischen Fehler des Michelson-Interferometers behandelt.

4.1 Neigungswinkel zwischen Strahlen

Bei nicht idealer Justage tritt zwischen dem Referenzstrahl und dem zu bestimmenden Strahl im Lambdameter ein Neigungswinkel α auf. Deshalb unterscheiden sich die optischen Wegdifferenzen L um

$$\Delta L = (1 - \cos \alpha)L \approx \frac{\alpha^2}{2}L \quad (4.1)$$

so daß ein systematischer Fehler

$$\frac{\Delta L}{L} \approx \frac{\alpha^2}{2} \quad (4.2)$$

bei der Wellenlängenbestimmung auftritt. Wenn der zu bestimmende Laserstrahl direkt eingekoppelt wird, muß dieser Einkoppelwinkel sehr genau justiert werden, da er über obige Beziehung direkt in das Meßergebnis eingeht. Mit der Fasereinkopplung ergibt sich ein entscheidender Vorteil. Da in einer Monomodens-Faser der Auskoppelwinkel unabhängig von der Einkopplung ist, bleibt der Winkel zwischen den beiden Strahlen konstant, solange die Justage im Lambdameter unverändert bleibt. Das Meßergebnis enthält den Fehler durch den Neigungswinkel in Form eines konstanten Faktors. Da das Lambdameter mit einer exakt bekannten Frequenz kalibriert wird (siehe Kapitel 8), ist dieser Fehler vollkommen kompensiert, wenn der Einkoppelwinkel nicht mehr verändert wird.

4.2 Phasenfehler

Bei der Überlagerung der beiden Teilstrahlen im Michelson-Interferometer treten Phasenfehler auf, die mit dem Modell der ebenen Wellen nicht beschrieben werden können. Deshalb soll hier das realistischere Modell der Gaußschen Strahlen eingeführt werden. Im Gegensatz zu den ebenen Wellen sind die Wellenfronten gekrümmt, die Phase hängt also von den Strahlparametern ab. Dies führt zu zusätzlichen Fehlern. Die gesamte Ableitung zu den Gaußschen Strahlen ist in [14] gut beschrieben.

Die Gaußschen Strahlen sind eine Lösung der Paraxialen Wellengleichung:

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = A \frac{w_0}{w(z)} e^{-(x^2+y^2)/w^2(z)} e^{-i(kz+k(x^2+y^2)/2R(z)-\arctan(z/z_0))} \quad (4.3)$$

Die Phase φ beträgt also

$$\varphi = kz + k(x^2 + y^2)/2R(z) - \arctan(z/z_0) \quad (4.4)$$

mit der Strahltaile w_0 und

$$A = \text{const}, \quad z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad R(z) = z(1 + z_0^2/z^2), \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2} \quad (4.5)$$

Die Strahlparameter bei der Auskopplung aus der Faser wurden durch eine Messung experimentell bestimmt. Die Beschreibung der Messung befindet sich im Anhang.

Für die Strahltaile w_0 und deren Abstand zum Kollimator z_{off} ergaben sich folgende Werte für zwei Wellenlängen:

$$\begin{array}{llll} \lambda & = & 633 \text{ nm} & \lambda & = & 852 \text{ nm} \\ w_0 & = & 1,29 \text{ mm} & w_0 & = & 0,62 \text{ mm} \\ z_{off} & = & 1,69 \text{ m} & z_{off} & = & -1,07 \text{ m} \end{array}$$

Aus dem Datenblatt des Herstellers des Referenzlasers läßt sich der Öffnungswinkel entnehmen, der in Beziehung zur Strahltaile steht

$$\Theta \simeq \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.6)$$

Daraus läßt sich die Strahltaile $w_0=0.165$ mm bestimmen. Deren Position liegt im Resonator, wie es bei Lasern dieser Bauart üblich ist.

Mit den Strahlparametern und den geometrischen Abständen kann man nun Phasenfehler im Vergleich zum idealisierten Interferometer mit ebenen Wellen berechnen. Eine analytische Behandlung befindet sich in [18]. Da die nähernde Einschränkung auf die Umgebung der Strahltaile hier nicht

zutritt, wurde die Interferenz numerisch simuliert und daraus die Phasenverschiebungen gewonnen.

Für die Bestimmung der Phasenabweichung relativ zu den ebenen Wellen wurden in das Programm die Strahltaile w_0 und die geometrischen Abstände für beide Teilstrahlen eingegeben. Für den veränderlichen Teilstrahl gibt es 4 Meßpunkte in regelmäßigen Abständen von $z=0.166$ m.

Die Gaußstrahlen sind radialsymmetrisch. In Abbildung 4.1 ist eine Momentaufnahme des Interferenzsignals der 2 Teilstrahlen des HeNe-Lasers zu sehen. Der Radius ist der Abstand von der z-Achse. Der Abstand auf der z-Achse der Maximas entspricht einer Wellenlänge λ . Das Bild ist eine 2-dimensionale Darstellung der Intensität des Interferenzsignals in Abhängigkeit vom Radius und der z-Achse. Die Phasenverschiebung wird besonders an der vorderen Kante des Bildes sichtbar. Die Intensität weist bei $R=0$ ein Minimum auf, bei $R=-3$ mm ein Maximum. Die Phase des Signals hängt also vom Radius ab, das heißt die Fläche der Photodiode hat einen Einfluß auf die Phase.

Mit dem im Anhang angegebenen Programm wurden die Phasenabweichungen relativ zu ebenen Wellen für den Referenzlaser bei 633 nm und für die Fasereinkopplung mit Lasern bei 633 und 852 nm ausgerechnet. Diese Phasenabweichungen stehen mit dem relativen Fehler des Lambdameters in folgender Beziehung:

$$\partial N = \frac{\Phi - \Phi'}{2\pi} \quad (4.7)$$

$$\partial \lambda_x = \lambda_{ref} \frac{\partial N_{ref}}{N_x} - \lambda_{ref} \frac{\partial N_x}{N_x^2} \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial \lambda_x}{\lambda_x} = \frac{\partial N_{ref}}{\Delta N_{ref}} - \frac{\partial N_x}{\Delta N_x} \quad (4.9)$$

Es ergeben sich folgende Zahlenwerte:

$$\lambda_x = 633nm, \quad \frac{\partial \lambda_x}{\lambda_x} = +5.8 * 10^{-9} \quad (4.10)$$

$$\lambda_x = 852nm, \quad \frac{\partial \lambda_x}{\lambda_x} = -2.9 * 10^{-9} \quad (4.11)$$

Obwohl die Größe der Fehler für das Lambdameter nicht begrenzend ist, kann man auch in diesem Punkt Verbesserungen durchführen. Wie aus der Formel für die Phase φ ersichtlich ist, verkleinert sich der Phasenfehler, wenn die Strahltaile w_0 vergrößert wird.

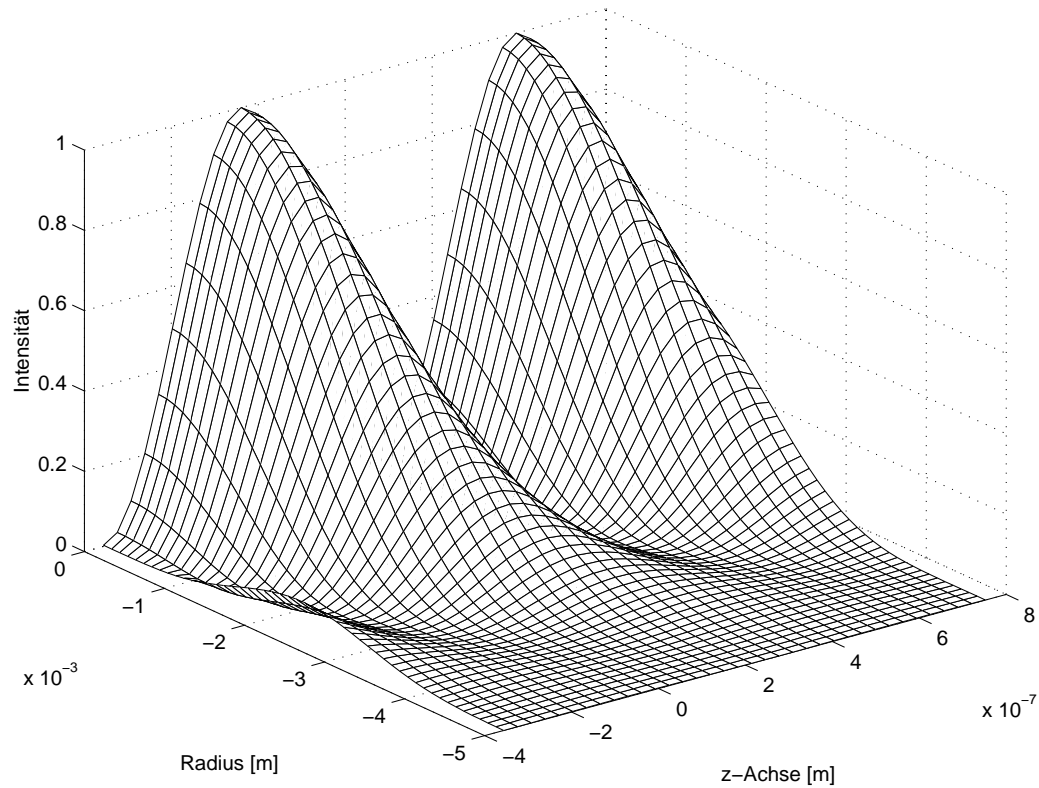


Abbildung 4.1: Intensität der interferierenden Teilstrahlen des HeNe-Strahls in Abhängigkeit von z-Achse und Radius

4.3 Brechungsindex der Luft

In den bisherigen Betrachtungen blieb der Brechungsindex der Luft unberücksichtigt. Dieser ist nicht konstant, sondern hängt von Wellenlänge, Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit abhängig. Die Abhängigkeiten sind aus der Literatur bekannt [20]:

$$\begin{aligned}
 (n - 1)_s * 10^8 &= 8342,13 + 2406030(130 - \sigma^2)^{-1} + 15997(38,9 - \sigma^2)^{-1} \\
 (n - 1)_{tp} &= (n - 1)_s * 0,00138823p / (1 + 0,003671t) \\
 n_{tpf} - n_{tp} &= -f(5,722 - 0,0457\sigma^2) * 10^{-8}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Als Wellenlängenangabe haben sich zwei verschiedene Methoden eingebürgert. Zum einen die Vakuumwellenlänge und die Wellenlänge bei Normalbedingungen (Standard air). der Zusammenhang ist über

$$\lambda_{Vakuum} = n_s \lambda_s \tag{4.13}$$

gegeben. Die Wellenlänge bei Normalbedingungen ist durch die Messung im nicht evakuierten Lambdameter direkt zugänglich. Die physikalisch fundamentalere Vakuumwellenlänge muß entweder errechnet oder kann mit evakuierten Lambdameter direkt gemessen werden. Als Normalbedingung gilt trockene Luft bei einem Druck von 760 Torr und einer Temperatur von 15° C. Diese Festlegung ist historisch bedingt. In den Anfängen dieses Jahrhunderts, als die ersten Wellenlängenstandards eingeführt wurden, galt eine Temperatur von 15° C als Jahresmittel für die Laboratorien! Diese Normalbedingungen gelten für unser Labor nicht. Die Klimaanlage hält die Temperatur auf 21° C ± 1.5° C konstant. Die Luftfeuchtigkeit hat eine Schwankungsbreite von 40% bis 80% relativer Luftfeuchtigkeit, was bei dieser Temperatur einem Dampfdruck von 8 bis 16 Torr entspricht [26]. Da sich das Labor auf 580 Meter Meereshöhe befindet, ist der mittlere Luftdruck niedriger als 760 Torr. Der Luftdruck nimmt mit der Höhe exponentiell ab [26].

$$p(h) = p_0 \exp(-1.251 * 10^{-4}h) \quad (4.14)$$

Der mittlere Luftdruck beträgt $p(h)=707$ Torr Für Standardbedingungen gilt:

$$\lambda_{Soll} = n_s(\lambda_x)\lambda_x = \left[\frac{N_{HeNe}}{N_x} \right]_s n_s(\lambda_{HeNe})\lambda_{HeNe} \quad (4.15)$$

Für Laborbedingungen gilt :

$$n_{tpf}(\lambda_x)\lambda_x = \left[\frac{N_{HeNe}}{N_x} \right]_{tpf} n_{tpf}(\lambda_{HeNe})\lambda_{HeNe} \quad (4.16)$$

Das Lambdameter gibt folgenden Wert aus :

$$\lambda_{Anzeige} = \left[\frac{N_{HeNe}}{N_x} \right]_{tpf} n_s(\lambda_{HeNe})\lambda_{HeNe} \quad (4.17)$$

Mit diesen Beziehungen kann man den Fehler angeben :

$$\lambda_{Soll} - \lambda_{Anzeige} = n_s(\lambda_x)\lambda_x - \frac{n_{tpf}(\lambda_x)\lambda_x}{n_{tpf}(\lambda_{HeNe})\lambda_{HeNe}} n_s(\lambda_{HeNe})\lambda_{HeNe} = \quad (4.18)$$

$$= \lambda_x \left[n_s(\lambda_x) - \frac{n_{tpf}(\lambda_x)n_s(\lambda_{HeNe})}{n_{tpf}(\lambda_{HeNe})} \right] \quad (4.19)$$

Dieser Fehler läßt sich auf zwei verschiedene Arten stark verkleinern. Die eine Möglichkeit besteht im Evakuieren des Lambdameters, wodurch der Einfluß der Umgebungsbedingungen vollkommen verschwindet. Dies ist jedoch mit beträchtlichem Aufwand verbunden.

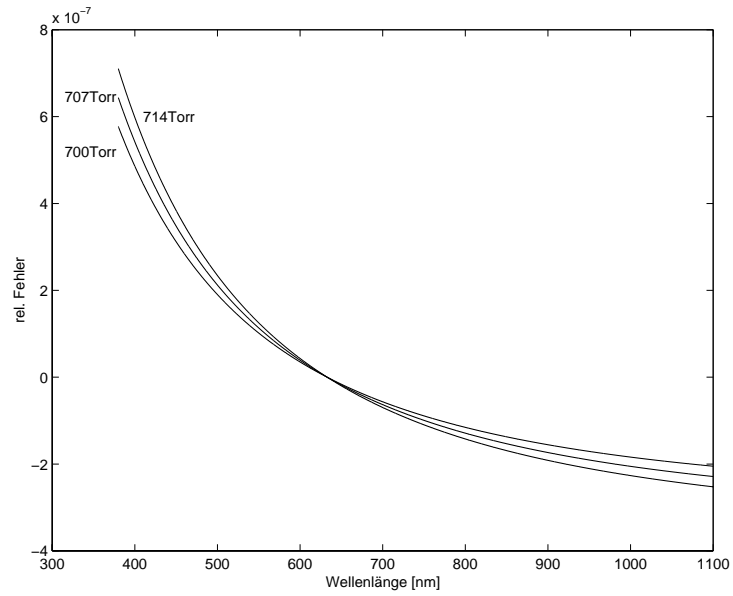


Abbildung 4.2: Relativer Fehler in Abhängigkeit von Druck und Wellenlänge

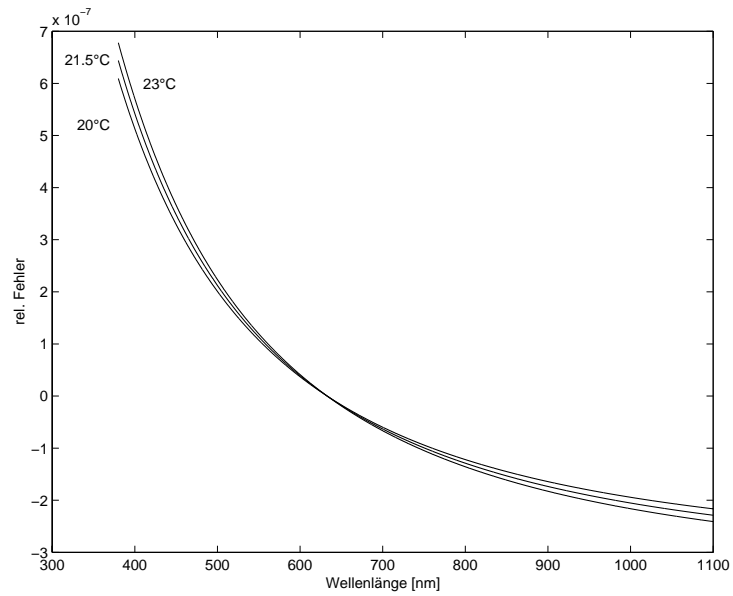


Abbildung 4.3: Relativer Fehler in Abhängigkeit von Temperatur und Wellenlänge

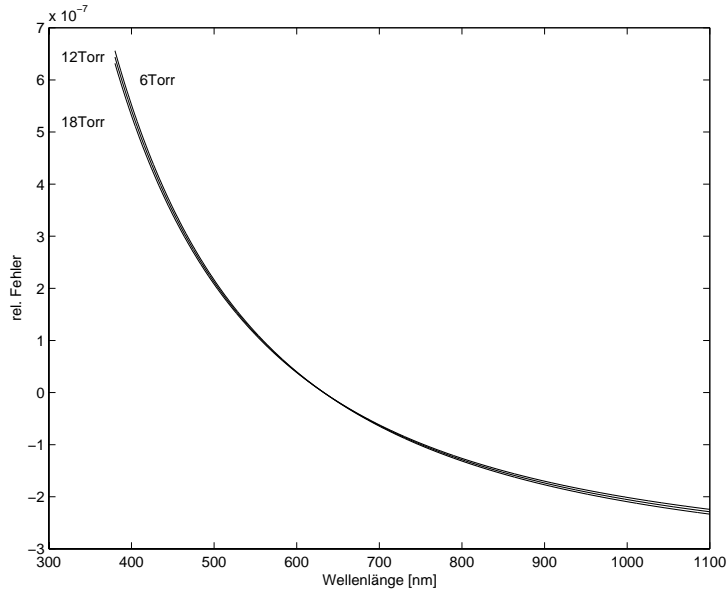


Abbildung 4.4: Relativer Fehler in Abhängigkeit von Luftfeuchtigkeit und Wellenlänge

Wenn man Druck und Temperatur mißt, kann man den Fehler auch herausrechnen, mit der geplanten Datenübertragung auf den PC kann dieser Vorgang auch automatisiert werden.

Da in unserem Labor nur wenige Wellenlängen genau bestimmt werden müssen, kann auch eine Korrekturtabelle erstellt werden.

Kapitel 5

Referenzlaser

5.1 Aufbau

Da es sich beim Michelson-Lambdameter um ein vergleichendes Meßgerät handelt, kommt dem Referenzlaser eine entscheidende Bedeutung zu. Für diesen Einsatz bieten sich z.B. HeNe-Laser bei 633 nm an. Diese haben eine konstante, ausreichende Leistung im mW-Bereich und eine sehr gute Strahlqualität. Als strahlender atomarer Übergang wird Neon $3s_2 \rightarrow 2p_4$ benutzt[14]. In der Gasentladung liegt eine Dopplerverbreiterung von etwa 1,5 GHz vor, was die Breite des Verstärkungsprofils bestimmt. Optische Resonatormoden innerhalb dieser Breite tragen zur Laseremission bei.

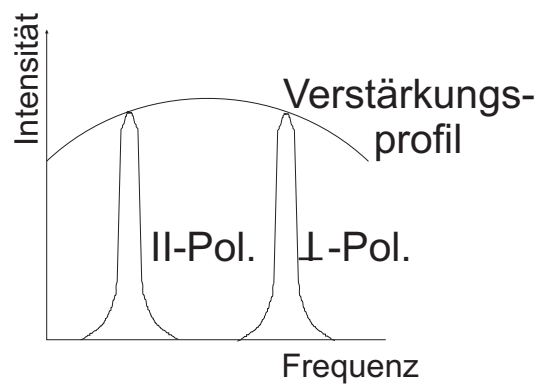


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Moden

In diesem Aufbau wurde ein linearer Laserresonator mit etwa 20 cm Länge verwendet, d.h. der longitudinale Modenabstand beträgt 670 MHz. Bei diesem Modenabstand schwingen 2 Moden an, die zueinander senkrecht polarisiert sind. Die Mitte des Verstärkungsprofils ist durch den Neonübergang

$3s_2 \rightarrow 2p_4$ festgelegt. In Abbildung 5.1 wird dies schematisch dargestellt. Die Länge des Resonators legt die exakte Frequenz der Moden fest. Wenn sich die Länge des Resonators ändert, wandern die Moden durch das Verstärkungsprofil, wobei sich auch die Intensität der Moden abhängig vom Verstärkungsprofil ändert. In Abbildung 5.2 ist dieser Vorgang dargestellt. Das Fehlersignal ist proportional zur Differenz der Intensität der senkrechten Moden, die Länge des Resonators ändert sich während des Aufheizens durch die thermische Ausdehnung. Die Maxima und Minima entstehen dadurch, daß nur eine Mode im Verstärkungsprofil liegt. Dieses Fehlersignal wird nun dazu benutzt, die Länge des Resonators und damit die Frequenz der Moden zu regeln. Wenn das Fehlersignal Null wird, liegen die Moden symmetrisch zum Verstärkungsmaximum, wie es in Abbildung 5.1 dargestellt ist.

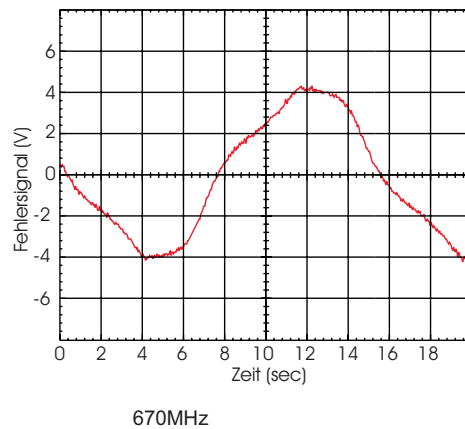


Abbildung 5.2: Fehlersignal beim Aufheizvorgang des Resonators

In Abbildung 5.3 ist der Aufbau der Polarisations-Stabilisierung zu sehen. Dazu werden die orthogonalen Moden durch einen Polarisations-Strahlteiler räumlich getrennt und mit 2 großflächigen Silizium-Photodioden wird die jeweilige Intensität gemessen. Die Signale der beiden darauffolgenden Strom-Spannungs-Wandler werden an einen Differenzverstärker gelegt, so erhält man das Fehlersignal.

Ein Regelkreis verändert die Frequenz der Moden so, daß das Fehlersignal Null wird. Dazu wird die Länge des Laserresonators und damit auch der Moden durch thermische Ausdehnung verändert. Als Stellglied dient ein Heizdraht, der um den Glaskolben des Resonators gewickelt ist.

Von einem Maximum zum nächsten haben also 2 zueinander senkrecht polarisierte Moden das Maximum des Verstärkungsprofils durchlaufen, dies entspricht 2 freien Spektralbereichen. Die dafür notwendige Temperatur-

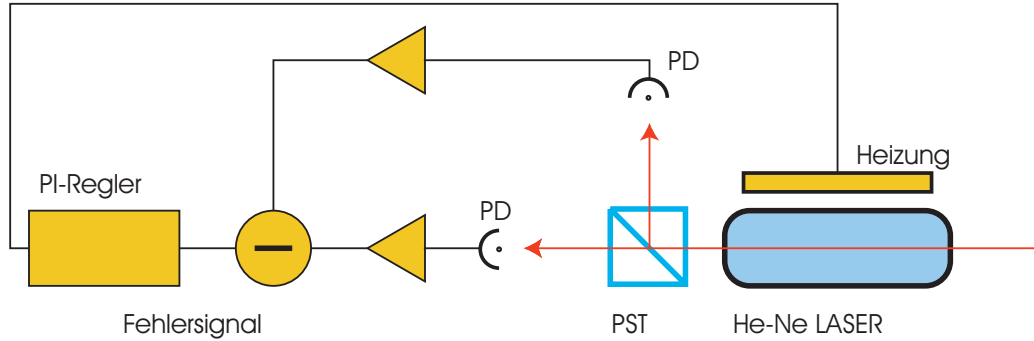


Abbildung 5.3: Aufbau der Polarisationsstabilisierung

änderung des Resonatorkolbens beträgt 0,5 K. Das Fehlersignal hat also eine periodische Struktur, es gibt folglich mehrere Nullpunkte. Damit die Regelung funktioniert, wird die Heizleistung beim Einschalten des Geräts manuell auf etwa halbe Maximalleistung eingestellt, damit die Auslenkung der Stellgröße Heizleistung in beide Richtungen maximal ist. Wenn die Regelung eingeschaltet wird, wird auf den nächsten Nullpunkt des Fehlersignals geregelt und dieser auch gehalten.

Die Heizung wird von einem PI-Regler angesteuert. Die Zeitkonstante des Integralanteils beträgt 2 s. In Abbildung 5.4 ist der Einschwingvorgang der Regelung dargestellt. Dazu wurde der Regelkreis kurz unterbrochen und das Fehlersignal aufgezeichnet. Der Grund für das stark gedämpfte Einschwingen liegt in der kurzen Zeitverzögerung von wenigen μs zwischen Längenänderung und Änderung des Fehlersignals. Diese Zeit wird von der Elektronik bestimmt und ist, im Vergleich zur Zeitkonstanten der thermischen Trägheit von Heizung und Glaskolben, um Größenordnungen kleiner.

Im Gegensatz zu anderen Temperaturstabilisierungen kann man dieses System nicht einfach thermisch isolieren um äußere Störeinflüsse zu minimieren, da im HeNe-Laser Wärme produziert wird und diese abgeführt werden muß. Die Abschirmung gegen direkte Luftströmungen verbessert die Frequenzstabilität jedoch erheblich.

5.2 Frequenzeigenschaften

Das Fehlersignal in Abbildung 5.2 kann man im Nullpunkt linearisieren und der Amplitude des Fehlersignals eine Frequenzabweichung zuordnen, der Wert beträgt 55 MHz/V. Dieser Zusammenhang wurde mit einem konfokalen Resonator überprüft. In dieser Messung entsprach eine Frequenzänderung von

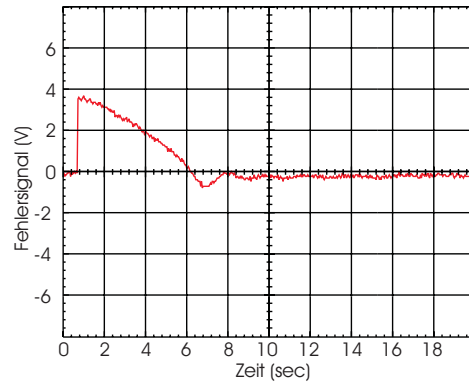


Abbildung 5.4: Einschwingvorgang der Regelung

60 MHz einem Fehlersignal von 1 V.

Aus der Amplitude des Fehlersignals im Regelbetrieb kann direkt auf die Frequenzabweichungen geschlossen werden. In Abbildung 5.5 ist ein typisches Fehlersignal während einer Messung zu sehen. Die Kurzzeitstabilität beträgt etwa 3 MHz rms oder weniger als $1 \cdot 10^{-8}$ relativen Fehler. Dies entspricht einer Regelgenauigkeit der Temperatur von 2,5 mK!

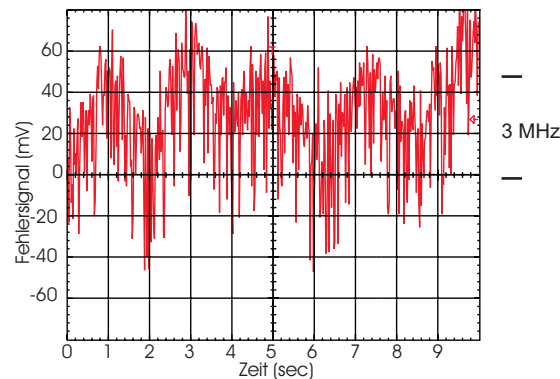


Abbildung 5.5: Fehlersignal im Regelbetrieb

Weitere Einflüsse auf die Frequenz der Polarisationsstabilisierung sind in [19] ausführlich behandelt. Für die Gesamtgenauigkeit des Lambdameters ist nur die Langzeitdrift des Lasers relevant. In der zitierten Arbeit wurde die Drift des Mittelwertes der Frequenzen beider Moden auf $10^{-8}/a$ bestimmt.

Der genaue Wert der Frequenz des Referenzlasers ist nicht bekannt, dieser wird aus einer bekannten Wellenlänge bestimmt. Diese Kalibrierung wird in Kapitel 8 beschrieben.

5.3 Besonderheiten

Anfängliche Schwierigkeiten ergaben sich durch die Überdimensionierung des Netzteils für den HeNe-Laser. Der für 5 mA Strom spezifizierte Laser wurde mit 6,2 mA betrieben. Es traten hohe Intensitätsschwankungen auf. Nachdem der Netzteil ersetzt und der Laser mit 3,2 mA betrieben wird, treten kleine Intensitätsschwankungen von ca. 2 % auf.

Die Länge des Laserresonators wird durch die Regelung auf Bruchteile einer Wellenlänge konstant gehalten. Damit die Regelung arbeiten kann, ist es wichtig, den Resonator vor sich ändernden mechanischen Spannungen zu entkoppeln. Diese können zum Beispiel beim Schlittenantrieb auftreten.

Nicht restlos unterdrücken lassen sich Störungen aufgrund von Rückreflexen. Diese Rückreflexe treten an der Glasfaser auf, der HeNe-Strahl durchläuft das Lambdameter also zweimal. Dies wird im nächsten Kapitel ersichtlich. Dabei weitet sich der Strahl auf und wird zusätzlich durch ein Interferenzfilter, das zweimal durchlaufen wird, abgeschwächt. Da an der Faser ein Ende herstellerseitig abgeschrägt ist, soll dieses an der dem Lambdameter zugewandten Seite liegen. Durch alle diese Maßnahmen sind die Störungen aufgrund von Rückreflexionen gleich groß wie die thermischen Störungen. Ein optischer Isolator würde eine wesentliche Verbesserung bringen, allerdings müßte auf eine Mode verzichtet werden, und die Vorteile der Lösung mit beiden Moden müßten aufgegeben werden.

Kapitel 6

Optik

6.1 Michelson-Interferometer

Das in Kapitel 2 vorgestellte Michelson-Interferometer enthält nur die zur Funktion notwendigen Bauteile. Das hier verwendete Michelson-Interferometer enthält einige Verbesserungen, die anhand von Abbildung 6.1 vorgestellt werden sollen. Der Strahlteiler ST ist unverändert geblieben, die beiden Spiegel S1 und S2 sind durch die beiden Retroreflektoren („Katzenaugen“) RR1 und RR2 ersetzt.

Dies sind drei jeweils im rechten Winkel angeordnete Spiegel, anschaulich entsprechen sie der Innenecke eines Würfels. Unabhängig vom Einfallswinkel wird jeder Strahl im selben Winkel wieder zurückgeworfen. Die maximale Winkelabweichung zwischen dem ein- und austretendem Strahl beträgt 30 Bogensekunden. Es entsteht jedoch ein Strahlversatz, dieser kann durch den Abstand des Strahls vom Eckpunkt frei gewählt werden. Dies wird nun im Lambdameter ausgenutzt. Durch die Retroreflektoren entfällt das Einstellen des Kippwinkels der Endspiegel. Durch den absichtlichen Strahlversatz sind die Teilstrahlen in Abhängigkeit von der Richtung räumlich getrennt.

Die Spiegel S1-S5 dienen zum Umlenken und justieren der Strahlen. Die Einkopplung des zu bestimmenden Lasers erfolgt hier mit einer Glasfaser.

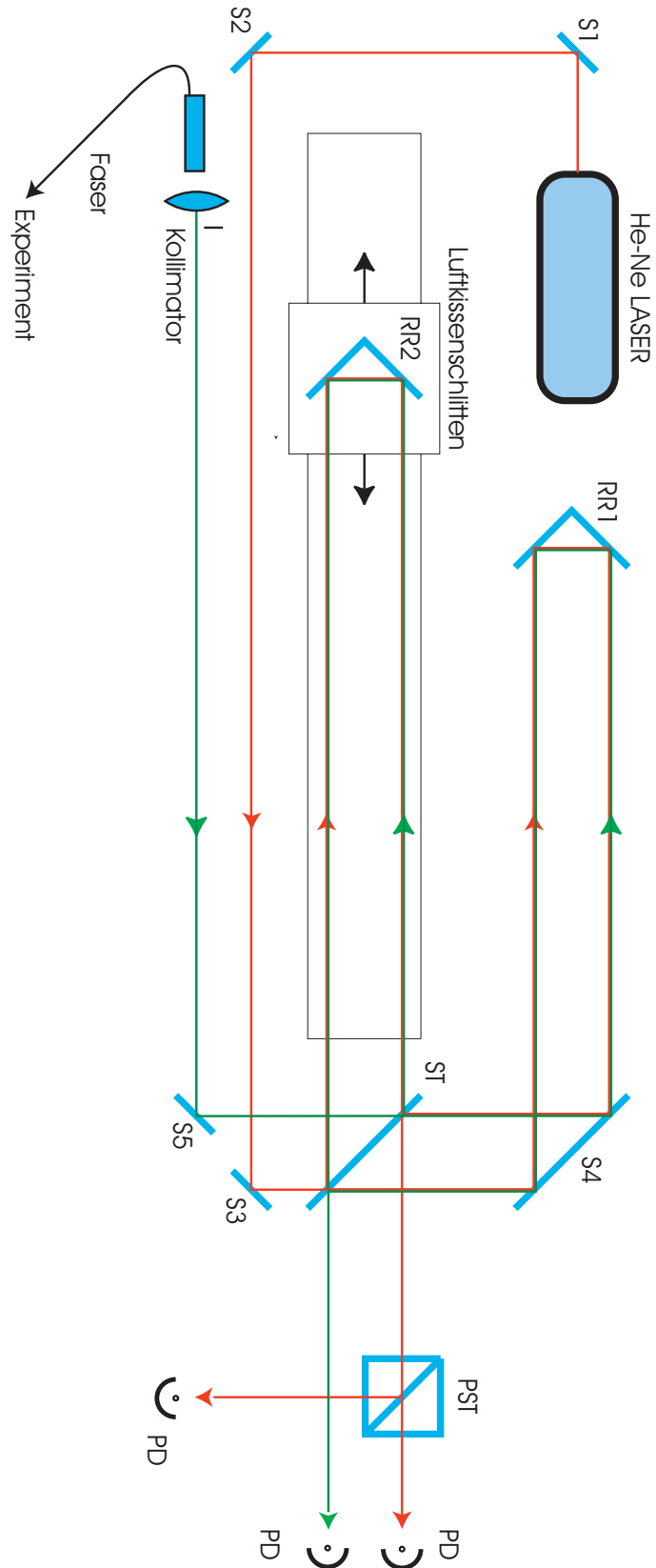


Abbildung 6.1: Optischer Aufbau des Michelsoninterferometers

6.2 Strahlteiler

Im optischen Aufbau kommt dem Strahlteiler eine dominierende Rolle zu. Er soll den Strahl in zwei Teile mit gleicher Intensität aufteilen. Realisiert ist dieser durch eine Glasplatte, die auf einer Seite entsprechend beschichtet ist. Die unbeschichtete Seite ist eine Glas-Luft-Grenzschicht, an der störende Reflexe auftreten. Wenn diese Reflexe mit dem Hauptstrahl interferieren, entstehen Signale, die von der Elektronik falsch gezählt werden.

Ist der Phasenfehler infolge des Strahldurchmessers noch nicht dominierend, gibt es für diese Schwierigkeit eine einfache Lösung. Wenn der Strahldurchmesser so groß gewählt wird, daß sich der Hauptstrahl und der störende Reflex der Glas-Luft-Grenzschicht wegen dem Strahlversatz nicht überlappen, so gibt es auch keine störenden Interferenzen. Der Strahlversatz entsteht aufgrund der Dicke des Strahlteilers und dem schrägem Einfall des Laserstrahls.

6.3 Schlitten

An die beweglichen Retroreflektor werden hohe Anforderungen in Bezug auf ruckfreie Bewegung gestellt. Verwendet wurde in diesem Aufbau ein Luftkissenschlitten, auf dem der bewegliche Retroreflektor montiert wurde. Durch die kleine Reibung treten nur sehr wenig mechanische Schwingungen auf, diese sind durch die schwache mechanische Kopplung durch das Luftkissenbett noch dazu niederfrequent und so für die verarbeitende Elektronik unproblematisch. Durch die kleine Reibung reicht es aus, wenn der Schlitten nur am Ende der Schiene durch einen Elektromagneten beschleunigt wird. Die dadurch auftretenden Schaukel- und Kippbewegungen klingen nach dem Richtungswechsel des Schlittens innerhalb weniger cm ab. Der gesamte Verschiebeweg des Schlittens beträgt 60 cm.

6.4 Fasereinkopplung

Eine Fasereinkopplung in des Lambdameter bringt den in Kapitel 4 erwähnten Vorteil, daß der Winkel zwischen den gegenläufigen Lasern im Michelson-Interferometer konstant bleibt.

Wenn die Glasfaser, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, justiert ist, so sind die beiden gegenläufigen Strahlen deckungsgleich.

Wichtig ist die Eigenschaft der Single-Mode-Fasern, daß der Auskoppelwinkel unabhängig vom Einkoppelwinkel ist. Für den geforderten Single-

Mode- Betrieb der Faser gibt es eine Bedingung:

$$V = 2\pi(a/\lambda_0)NA < 2.405 \quad (6.1)$$

Diese ergibt sich aus der Helmholtz-Gleichung

$$\nabla^2 u + n^2 k_0^2 u = 0 \quad (6.2)$$

für zylinderförmige Geometrie und den Stetigkeitsbedingungen zwischen Kern und Mantel [21]. Für die verwendete Faser vom Typ FS-PM-4621 des Herstellers Thorlabs gibt dieser eine Grenze der Wellenlänge von 780nm an. Für Licht mit größerer Wellenlänge ist die Faser damit sicher einmodig. Für schwach führende Fasern, das heißt $n_1 \approx n_2$ sind die Wellen näherungsweise paraxial [21], der k-Vektor ist also stets parallel zur Faser. Daraus folgt der für das Lambdameter wichtige Umstand, daß der Auskoppelwinkel unabhängig vom Einkoppelwinkel ist. Für zu kleine Faserkerndurchmesser wird die Einkopplung schwierig, zum einen muß die Einkoppelwinkel genau eingestellt werden und zum anderen muß die Anpassung der Strahlform an die Faser sorgfältig durchgeführt werden, da es sonst vermehrt zu Einkoppelverlusten kommt [22]. Bei der gewählten Faser handelt es sich um eine polarisationserhaltende Faser, um zusätzliche Effekte durch zufällige Polarisationsdrehungen zu vermeiden.

6.5 Justage

Für die Justage des Lambdameter reichen zwei Spiegel für jeden Strahl. Der zusätzliche Spiegel S1 dient zur Grobjustage. Die Druckluft wird abgestellt und der bewegliche Retroreflektor so nahe an den Strahlteiler wie möglich gebracht. Mit Hilfe der Spiegel S1, S2, S3, S4 werden nun die HeNe-Strahlen in eine Ebene gebracht und anschließend am Ausgang überlagert. Für die Feinjustage werden nur mehr die Spiegel S3 und S4 benützt. Mit S3 werden die beiden Teilstrahlen so überlagert, daß konzentrische Ringe entstehen. Anschließend wird der Retroreflektor an das andere Ende der Schiene geschoben und mit dem Spiegel S4 wird wieder so justiert, daß konzentrische Ringe entstehen. Dieser Vorgang wird abwechselnd vorgenommen, bis die Teilstrahlen an beiden Enden gut überlagert sind, das heißt, daß konzentrische Ringe zu sehen sind. Der Vorgang konvergiert schneller, wenn man nach dem Verschieben nicht die gesamte Abweichung mit dem jeweiligen Spiegel ausgleicht, sondern mit beiden Spiegeln jeweils zu gleichen Teilen korrigiert. Nun wird die Druckluft angestellt, der Schlitten wird dadurch leicht angehoben und die Justage leicht verändert. Der Schlitten wird mit Klötzen blockiert und derselbe Justagevorgang mit kleinen Korrekturen durchgeführt.

Wenn der Strahl an beiden Enden der Schiene gut justiert ist, kann man davon ausgehen, daß dies auch für die gesamte Schiene gilt, wenn die Schiene gerade ist. Mit dieser Justage ist der HeNe-Strahl parallel zur Luftkissenschiene ausgerichtet. Mit dem Spiegel S5 wird der Teil des HeNe-Strahls, der nicht mit der Photodiode gemessen wird, in die Glasfaser eingekoppelt und dient somit als Leitstrahl für den zu bestimmenden Laser. Dazu wird der Strahl mit dem Spiegel S5 so auf den Kollimator justiert, daß dieser im Zentrum der konzentrischen Kreise liegt. Nun wird der Winkel des Kollimators so lange verändert, bis das Licht eingekoppelt wird. Folgende Vorgangsweise ist dabei hilfreich. Der Ausgang der Faser wird gegen weißes Papier gehalten, so daß man das Licht ohne Gefahr für das Auge beobachten kann. Nun wird eine Achse verändert und dabei die maximale Intensität gesucht. Diese Einstellung wird beibehalten und mit der anderen Achse der Vorgang wiederholt. Nach öfterem Wiederholen des Gesamtvorgangs nähert man sich recht schnell dem eigentlichen Einkoppelwinkel.

Nun muß der Strahl noch zentrisch auf die Photodiode justiert werden. Man beginnt mit dem beweglichen Polarisations-Strahlteiler um den abgelenkten HeNe-Strahl auf die entsprechende Photodiode zu justieren. Die Photodiode soll dabei im Zentrum der konzentrischen Kreise liegen. Bei guter Justage entspricht diese Einstellung auch dem maximalem Signal und Kontrast des Photodiodensignals. Als nächstes wird mit derselben Vorschrift auch der durchgehende Strahl mit dem entsprechendem Spiegel justiert. Da die verwendete Faser für den HeNe-Laser nicht einmodig ist, treten am Ausgang verschiedene Moden in Abhängigkeit vom Einkoppelwinkel auf. Der Winkel der Faser wird so eingestellt, daß am Ausgang die annähernd gaußförmige Grundmode auftritt. Dieser HeNe-Strahl dient nun als Leitstrahl für die Einkopplung des zu bestimmenden Lasers. Nachdem ein Laser mit einer Wellenlänge größer als 780nm in die dem Lambdame-ter abgewandten Seite der Faser eingekoppelt wurde, kann der Spiegel für die dritte Photodiode ebenfalls wie die anderen justiert werden. Damit ist die Justage abgeschlossen. Durch die Mode des aus der Faser austretenden HeNe-Laserlichts kann man Rückschlüsse auf die Justage des Lambdameters ziehen. Tritt eine höhere Mode oder überhaupt kein Licht aus der Faser, ist eine Nachjustierung notwendig.

Kapitel 7

Elektronik und Programm

7.1 Prinzip

Die Elektronik des Lambdameters übernimmt das Zählen und Auswerten der Interferenzsignale des Michelson- Interferometers nach der Vernier-Zählmethode. Im folgenden werden die dafür notwendigen Schritte erklärt und gleichzeitig die entsprechenden elektronischen Bauteile in der Skizze von Abbildug 7.1 vorgestellt.

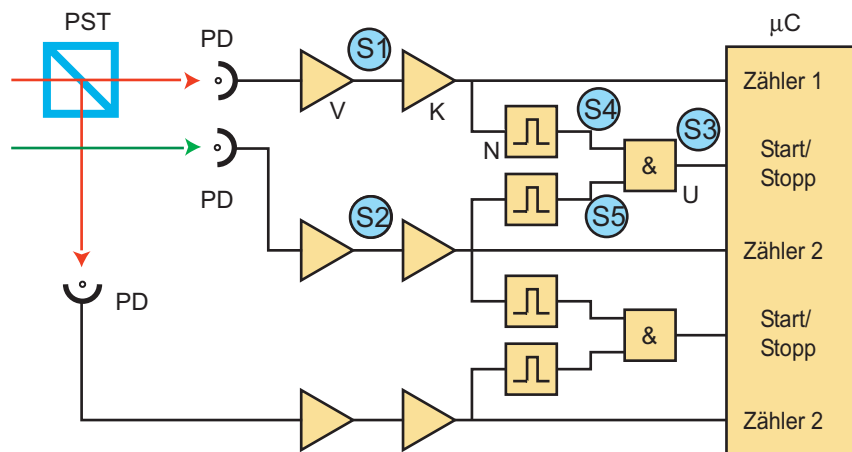


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau der Digitalelektronik

Die Schnittstelle zwischen Optik und Elektronik bilden die Photodioden PD, die die optischen Interferenzsignale in elektrische Signale umwandeln. Am Ausgang des Verstärkers V erhält man eine der Intensität des Interferenzsignals proportionale Spannung. Wenn sich der Schlitten mit dem Retroreflektor bewegt, erhält man ein sinusförmiges Signal mit einem Offset, da

die Intensität nur positive Werte haben kann. Ein Kondensator trennt den Gleichspannungsteil ab, wodurch am Eingang des Komparators K ein symmetrischer Sinus anliegt. In Abbildung {koin sind Oszilloskopbilder für diese mit S1 und S2 bezeichneten Signale zu sehen. Am Ausgang liefert der Komparator ein Rechtecksignal mit Logikpegel. Zur Realisierung der Vernier-Zählmethode muß noch das gleichzeitige Auftreten der Nulldurchgänge (Koinzidenzen) festgestellt werden. Dazu werden bei der ansteigenden Flanke des Rechtecksignals am Ausgang des Komparators Nadelimpulse erzeugt und mit einem Und-Gatter registriert, wenn diese gleichzeitig auftreten. Die Nadelimpulse S3 und S4 sowie das Koinzidenzsignal S5 sind in Abbildung 7.4 ebenfalls dargestellt. Wenn die Nulldurchgänge beider Interferenzsignale zwischen zwei Koinzidenzen gezählt werden, so ist ihr Verhältnis umgekehrt proportional zu den Wellenlängen beider Laser. Für das Zählen und Auswerten lassen sich Mikrocontroller μC vorteilhaft einsetzen, weil man dadurch nur wenige Bauteile benötigt. Da der polarisationsstabilisierte He-Ne-Laser 2 Referenz-Wellenlängen zur Verfügung stellt, war es naheliegend, diese für die Messung auch zu verwenden. Bis auf den Teil, der für das Zählen des zu bestimmenden Lasers vorgesehen ist, ist die gesamte Elektronik doppelt vorhanden. Damit können parallel 2 Messungen gemacht werden, die sich auf den selben zu bestimmenden Laser beziehen.

7.2 Photodioden und Verstärker

Als Photodioden werden Silizium-Dioden vom Typ BPX65 verwendet. Die auf die Photodioden auftreffende Lichtleistung vom Referenzlaser beträgt etwa $1\mu W$.

Wenn man ein Ausgangssignal von 100 mV und nur einen einstufigen Verstärker fordert, ist ein Rückkoppelwiderstand von 50 k Ω nötig. Einen weitere Anforderung an den Verstärker ist eine möglichst geringer Phasenfehler.

Realisiert wurde ein diskret aufgebauter Operationsverstärker, dessen Schaltbild in Abbildung B.1 zu sehen ist. Das besondere ist dabei, daß es nur eine Verstärkerstufe gibt. Die beiden J-FET-Transistoren Q1 und Q2 bilden den Eingangsdifferenzverstärker. Die Transistoren Q4 und Q5 bilden die aktive Last (Stromspiegel) mit hohem dynamischen Innenwiderstand.

Für die im Interferometer auftretenden Frequenzen von maximal 600 kHz wird die Phasenverschiebung des Verstärkers durch das RC-Glied R4 und C3 bestimmt.

$$\varphi = \arctan(\omega RC) \quad (7.1)$$

Wenn sich die Geschwindigkeit des Schlittens mit dem beweglichen Spiegel

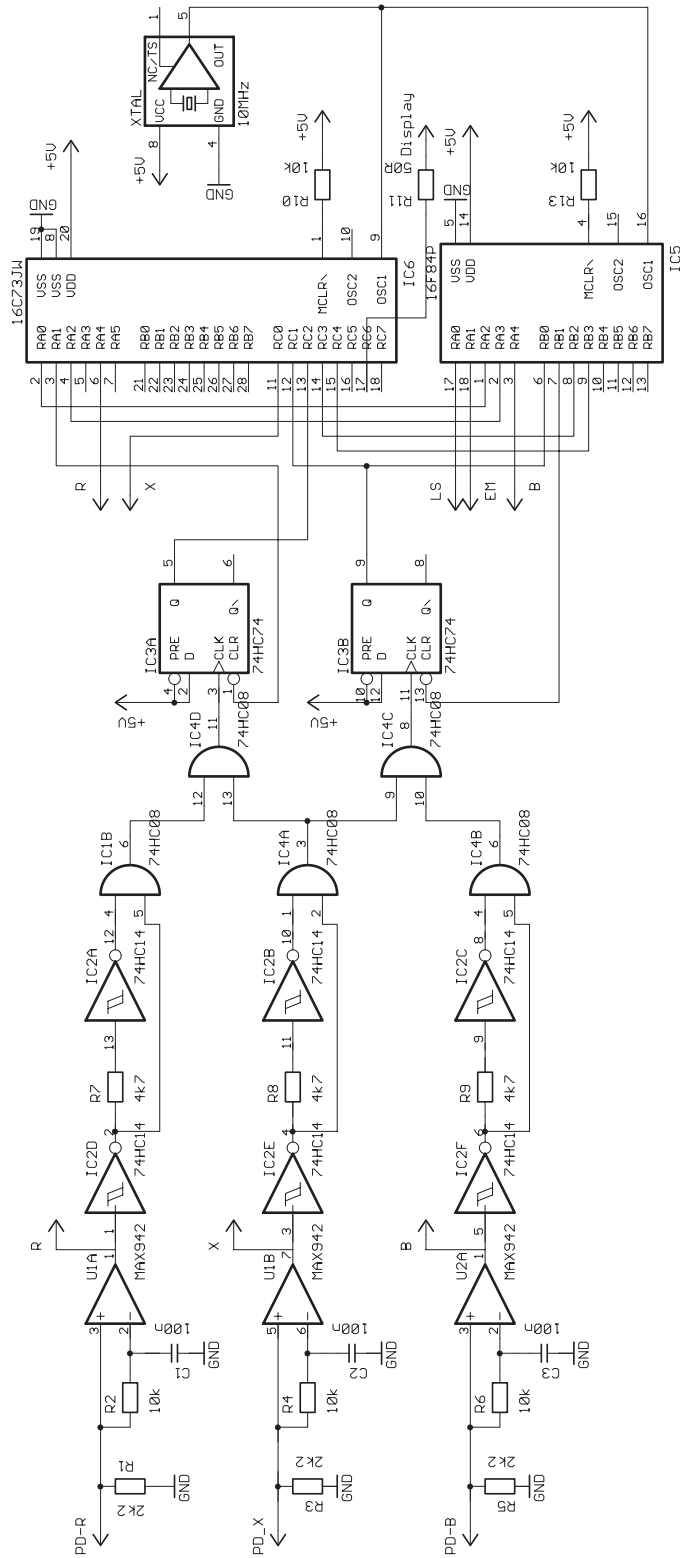


Abbildung 7.3: Schaltbild Digitalelektronik

7.3 Komparator

Die Komparatoren wandeln das Sinussignal aus den Photodiodenverstärkern in Rechtecksignale mit Logikpegel um. Der Komparator soll eine kurze Zeitverzögerung aufweisen. Die Wahl fiel auf dem MAX942 der Firma Maxim. Die typische Zeitverzögerung beträgt 80 ns. In einem 8-poligem Gehäuse sind 2 Komparatoren untergebracht, die mit einer einfachen Versorgungsspannung auskommen. Der Schaltungsaufwand ist minimal.

Im Schaltbild der Digitalelektronik von Abbildung B.2 sind die Komparatoren mit U1A, U1B und U2A bezeichnet. Auf Schutzdioden am Eingang wurde verzichtet, weil die Photodiodenverstärker nur positive Signale liefern. Das RC-Glied am negativen Eingang trennt den Gleichspannungsanteil und niederfrequente Störanteile vom Interferenzsignal.

Die Polarität des Komparators ist im Prinzip frei wählbar. Wenn gewählte Polarität nicht eingehalten wird, kommt es zu kapazitivem Übersprechen des Ausgangs auf den räumlich benachbarten negativen Eingang, wodurch die Empfindlichkeit von 10 mV auf 100 mV verschlechtert wird.

Der Komparator hat aus Stabilitätsgründen herstellerseitig eine Hysterese eingebaut. Diese ist temperaturabhängig und beträgt laut Hersteller weniger als 1 mV. Diese Hysterese bewirkt Phasenverschiebungen. Wenn sich die Amplitude des Photodiodensignals ändert, entstehen daraus Phasenfehler, die um so größer sind, je kleiner die Signalamplitude ist. Die Phasenverschiebung beträgt

$$\Delta\varphi = \arcsin\left(\frac{U_{Hyst}}{U_x}\right) \quad (7.6)$$

Der Phasenfehler beträgt

$$\Delta\varphi = \arcsin\left(\frac{U_{Hyst}}{U_x}\right) - \arcsin\left(\frac{U_{Hyst}}{U'_x}\right) \quad (7.7)$$

was einem Zählfehler von

$$\partial N = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \quad (7.8)$$

entspricht. Der relative Fehler beträgt

$$\frac{\partial\lambda_x}{\lambda_x} = \frac{\partial N_{Ref}}{\Delta N_{Ref}} - \frac{\partial N_x}{\Delta N_x} \quad (7.9)$$

Dazu ein Zahlenbeispiel:

$$U_x = 20mV, U'_x = 16mV, U_{Ref} = 120mV, U_{Ref} = 120mV, \\ \lambda = 800nm$$

$$\frac{\Delta\lambda_x}{\lambda_x} < 2 * 10^{-9}. \quad (7.10)$$

7.4 Koinzidenz

Hier soll nun die Elektronik, die die Start- und Stoppsignale für die Vernier-Zählmethode erzeugt, genauer vorgestellt werden.

Die Nadelimpulse an den ansteigenden Flanken des Rechtecksignals werden durch die Bauteile IC 2A und IC 1B in Abbildung B.2 geformt. Am Eingang 4 des Und-Gatters IC 1B liegt des Rechtecksignal vom Komparator. Dasselbe Signal wird von IC 2A invertiert und gelangt so mit einer Zeitverzögerung von etwa 20 ns an den anderen Eingang des Und-Gatters. Am Ausgang entstehen folglich an jeder ansteigenden Flanke des Rechtecksignals ein Nadelimpuls mit der Länge der Zeitverzögerung. Durch den Wert des Widerstandes R7, der mit der Eingangskapazität von IC 2A ein RC-Glied bildet, kann die Zeitverzögerung variiert werden.

Das Und-Gatter IC 4D detektiert nun das gleichzeitige Auftreten von 2 Nadelimpulsen. Da die Länge des Pulses am Ausgang nur etwa 20 ns beträgt, muß dieser gespeichert werden. Dazu dienen IC 3A und 3B. Die Pulsbreite am Eingang des Speichers muß laut Hersteller länger als 18 ns sein. Dies begrenzt die minimale Länge des Nadelimpulses. und dadurch die Verbesserung der Vernier-Zählmethode.

Genau festgelegt wird die Verbesserung der Vernier-Zählmethode durch die Zeitspanne dT , innerhalb der ein gleichzeitiges Auftreten der Nulldurchgänge als Koinzidenz registriert wird. Zur Messung dieser Zeitspanne dT wurde anstatt der Photodiodensignale 2 gleich synchronisierte Sinussignale in die Elektronik eingespeist. Die Frequenz betrug 300 kHz und die Phasenbeziehung war frei wählbar. Wenn die Phasenbeziehung zwischen $1,2^\circ$ und $4,0^\circ$ lag, wurde eine Koinzidenz festgestellt. Daraus ergibt sich eine Zeitspanne $dT = 26$ ns.

Für die Berechnung des Fehlers ist es gleichwertig, welches der beiden Interferenzsignale exakt und welches mit einer Phasenunsicherheit angesehen wird. Die Unsicherheit der Wellenlänge beträgt

$$\frac{\partial \lambda_x}{\lambda_x} = \pm \frac{\partial N_{Ref}}{\Delta N_{Ref}} = \pm \frac{dT}{T \Delta N_{Ref}} \quad (7.11)$$

Die Periodendauer T_{Ref} beträgt $3,3 \mu s$. Für die Messung beträgt die Unsicherheit

$$\frac{\Delta \lambda_x}{\lambda_x} = \pm 3 * 10^{-8}. \quad (7.12)$$

Da die Zähler während der Messungen nicht unterbrochen werden, kann man alle Messungen über den gesamten Verschiebeweg des beweglichen Spiegels als eine Messung auffassen. Dadurch sinkt die Unsicherheit der Messung auf weniger als 10^{-8} .

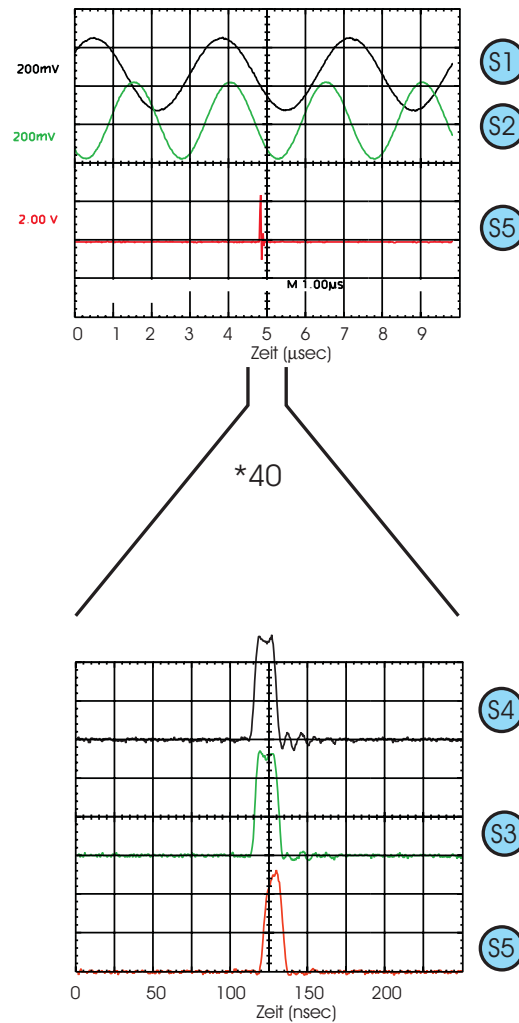


Abbildung 7.4: Koinzidenzsignale

7.5 Controller

Der Mikrocontroller μC soll das Zählen und Auswerten der 3 Interferenzsignale übernehmen. Dabei werden folgende Anforderungen gestellt. Die Geschwindigkeit des Schlittens wird so geregelt, daß die Frequenz der beiden Referenzsignale 300 kHz beträgt. Die Frequenz des Interferenzsignals des zu bestimmenden Lasers beträgt abhängig von dessen Wellenlänge 150-600 kHz. Der Mikrocontroller muß also 3 Signale mit Frequenzen zwischen 150 und 600 kHz gleichzeitig zählen können. Wenn eine Koinzidenz auftritt, muß der Microcontroller die Werte von 2 Zählern zwischenspeichern können, vor

sich der Zählerstand erhöht hat, diese Zeit beträgt bei 600 kHz weniger als 2 μ s. Die Wahl fiel auf Mikrocontroller der Firma Microchip. Alle Controller dieser Firma haben die gesamte Hardware auf dem Baustein integriert, um ohne zusätzliche Bausteine funktionieren zu können. Da kein Baustein mit 3 Zählern zur Verfügung stand, wurde die Aufgabenstellung auf 2 Controller aufgeteilt. Der Controller PIC 16C84 verfügt über einen Zähler und ein EEPROM als Speicher. Die Aufgabe dieses Controllers ist das Zählen eines Referenzsignals, dessen Wert wird über eine serielle Schnittstelle an den zweiten Controller geschickt. Der Controller PIC16C73A enthält 2 Zähler, 2 unabhängige von außen ansteuerbare Zwischenspeicher für einen der beiden Zähler. Ein UV-EPROM dient als Speicher. Die Taktfrequenz für beide Controller beträgt 10 MHz. Das Programm dieses Controllers verarbeitet alle Zählerstände und berechnet daraus die Wellenlänge. Über eine serielle Schnittstelle wird das Ergebnis an eine handelsübliche LCD-Anzeige geschickt. Das Entwicklungssystem PICStart Plus der Herstellerfirma enthält eine ausführliche Beschreibung beider Mikrocontroller und deren Programmierung. Die Programme können bequem auf einem Computer entwickelt werden. Das Entwicklungssystem enthält eine Programmbibliothek mit verschiedenen Rechenroutinen und anderen Beispielprogrammen. Bei der Fehlersuche leistet ein Simulationsprogramm wertvolle Dienste. Wenn das Programm auf dem Computer übersetzt (compiliert) ist, wird es an das ebenfalls vorhandene Programmiergerät geschickt. Obwohl die Software des Programmiergeräts sowohl mit Windows 3.11, Windows 95 als auch Windows NT arbeitet, ließ sich das Programmiergerät nur mit Windows 95 betreiben. Das Programmiergerät ist empfindlich auf elektrostatische Entladungen. Ein Gerät wurde dadurch zerstört.

7.6 Programm

Wie weiter oben beschrieben, ist der Zählfehler umgekehrt proportional zur Anzahl der gezählten Nulldurchgänge der Interferenzsignale. Da dieser Fehler bei einer vorhandenen Schlittenlänge von 60 cm nicht begrenzend ist, ist es sinnvoll, über die Schlittenlänge mehrere Meßwerte zu ermitteln, in diesem Fall 5. Dadurch erhält man mehr Meßwerte, wodurch sich statistische Fehler besser korrigieren lassen. Da die Koinzidenzen im allgemeinen statistisch verteilt sind, kann man den Abstand zwischen zwei Koinzidenzen nicht festlegen, man kann aber Mindestabstände zwischen Start und Stopp einer Messung festlegen, es werden also nicht alle Koinzidenzen verarbeitet.

Da beide Wellenlängen des Referenzlasers zur Messung herangezogen werden, besteht der Hauptteil des Programms aus 2 gleichen Teilen, die parallel

verarbeitet werden.

Der Programmablauf soll mit Hilfe von Abbildung 7.5 erklärt werden. Man beginnt am einfachsten mit der zweiten Anweisung von oben. Nach der Anweisung „Koinzidenz freigeben“ wird die nächste darauffolgende Koinzidenz registriert. Anschließend wartet das Programm auf das Auftreten einer Koinzidenz. Ist diese erfolgt, werden weitere Koinzidenzen gesperrt und die aktuellen Zählerwerte gespeichert. Da im vorhergehenden Durchlauf der Schleife ebenfalls der Zählerstand bei einer früheren Koinzidenz gespeichert wurde, kann nun aus der Differenz der Zählerstände die Wellenlänge des unbekanntes Lasers berechnet werden. Dieser Wert wird über eine serielle Schnittstelle zur Anzeige geschickt. Das Programm wird mit der ersten Anweisung ganz oben im Flußdiagramm fortgeführt. Hier wartet das Programm bis der erforderliche Mindestabstand zur nächsten Messung erreicht ist. Damit wird die Koinzidenz wieder freigegeben und die Programmschleife ist geschlossen.

Die Rechenschritte zum Errechnen der Wellenlänge sind teilweise mit Rundungsfehlern behaftet. Das Zählen und Subtrahieren der Zählerstände ist fehlerfrei, bei der Division tauchen jedoch Rundungsfehler auf, da nur mit 32 bit gerechnet wird und der Rest nicht weiterverwendet wird. Im schlimmsten Fall ist das Argument nur 30 bit lang. Der Rundungsfehler beträgt 2^{30+1}_0 . Für die 32 bit Multiplikation gilt dasselbe mit dem gleich großen Fehler. Die anschließende Umwandlung in eine Dezimalzahl ist dagegen ohne Rundungsfehler. Der Gesamtfehler beträgt also im schlimmsten Fall $2^{30} \pm 1$ oder weniger als 10^{-9} .

Da der Schlitten mit dem beweglichen Spiegel am Ende der Schiene die Richtung ändert und außerdem durch einen Elektromagneten beschleunigt wird, ist es sinnvoll die Messung an den Umkehrpunkten zu unterbrechen, da sonst falsche Werte angezeigt würden. Alle Zähler werden am Umkehrpunkt auf Null gesetzt. Der Zählerstand der Referenzlaser ist proportional zum Abstand vom Umkehrpunkt. Damit kann bestimmt werden, wenn der Schlitten nur mehr 5 cm vom Ende der Schiene entfernt ist. Damit wird die Messung unterbrochen und der Elektromagnet eingeschaltet. Aus dem Zählerstand des Referenzlasers und der Taktfrequenz des Mikrocontrollers wird die Momentangeschwindigkeit des Schlittens gemessen und der Elektromagnet bei Erreichen der Sollgeschwindigkeit ausgeschaltet. Wenn der Schlitten am Umkehrpunkt eine Lichtschranke unterbricht, werden alle Zähler auf Null gestellt. Da der Schlitten nach dem Richtungswechsel schaukelt, wird die Hauptschleife erst fortgesetzt, wenn das Schaukeln nach 5 cm abgeklungen ist. Damit werden wieder 5 Messungen bis zum anderen Ende der Schiene gemacht.

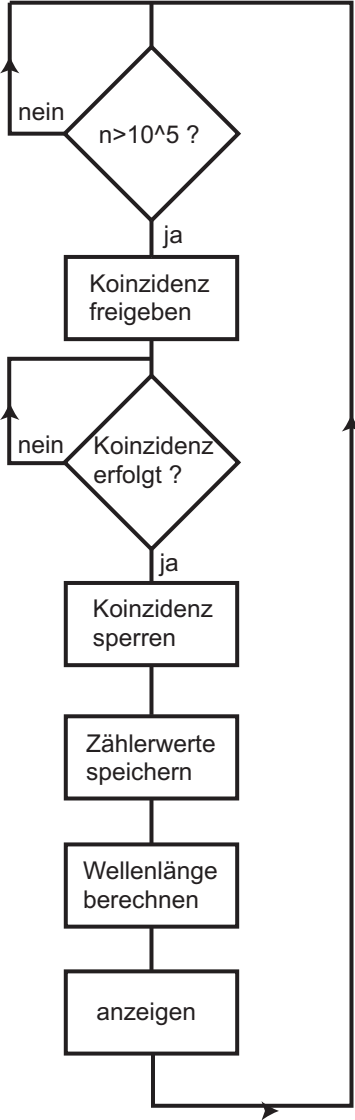


Abbildung 7.5: Schematischer Programmablauf

Kapitel 8

Messungen

8.1 Eichung

Wie schon öfters erwähnt, handelt es sich beim Lambdameter um ein vergleichendes Meßgerät. Die Wellenlänge des polarisationsstabilisierten HeNe-Lasers ist jedoch nicht mit der Genauigkeit des Lambdameters bekannt. Es ist also eine Kalibration mit einer ausreichend genau bekannten Wellenlänge nötig. Eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie an einer Cäsium-Gaszelle liefert Referenzfrequenzen mit einer Unsicherheit von 100 kHz [12]. Diese Unsicherheit ist um mehr als eine Größenordnung kleiner als die Fehler des Lambdameters und fällt daher nicht ins Gewicht. Die Cs-Zelle befand sich auf Raumtemperatur, es wurde kein zusätzliches Magnetfeld angelegt. Eine genaue Beschreibung der Messung mit dem experimentellen Aufbau findet man in [15].

In Abbildung 8.1 und Abbildung 8.2 sind die Sättigungs-Spektroskopie-signale dargestellt. Man kann die verschiedenen Übergänge erkennen und mit Hilfe des Termschemas von Abbildung 8.3 auch identifizieren. Aus den Sättigungssignalen generiert ein Lock-In Verstärker das Fehlersignal. Die Modulationsfrequenz des Lock-In Verstärkers betrug 20 kHz, die Integrationszeit 30 msec. Die Laserdiodenfrequenz wurde mit einem Regelkreis so frequenzstabilisiert, daß das Fehlersignal zu Null geregelt wurde. Damit war die Laserfrequenz auf eine bestimmte ausgewählte Hyperfein-Komponente stabilisiert. Mit diesem Aufbau wurden nun mit dem Lambdameter für 6 verschiedene Übergänge mit den ausgeprägtesten Fehlersignalen jeweils 48 Messungen der Wellenlänge festgehalten. Kreuzresonanzen sind mit *co* abgekürzt (crossover resonance). Dazu wurden auch eine Temperatur und Luftdruckmessung zur späteren Verarbeitung durchgeführt.

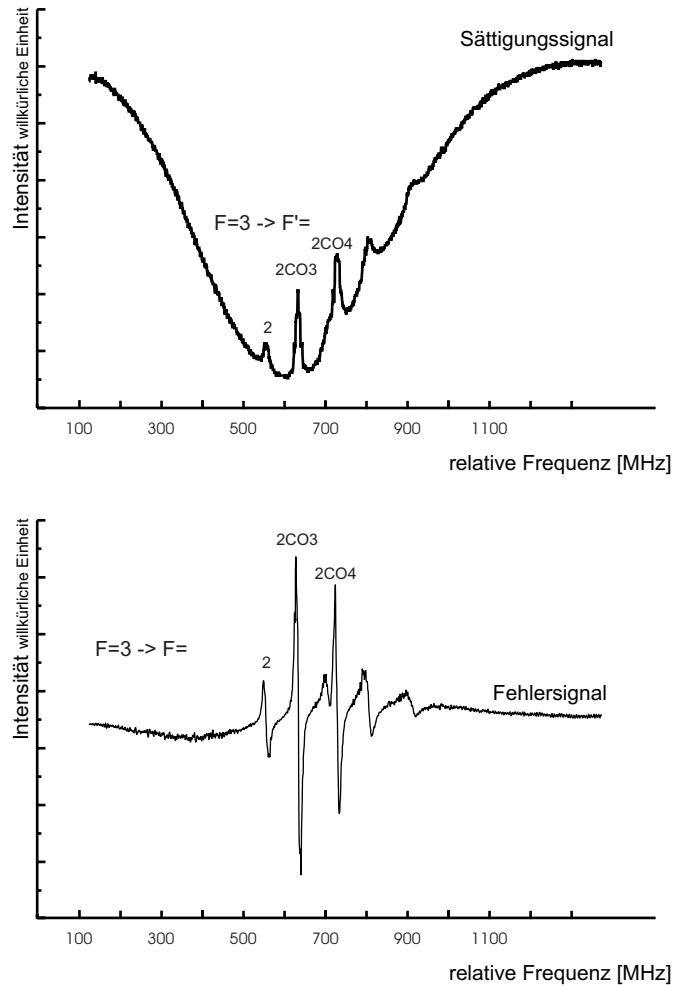


Abbildung 8.1: Sättigungs-Spektroskopiesignale

Tabelle Messung an Cs

Übergang $F \rightarrow F'$	Anzeige Mittelwert	Standard- abweichung	theoretischer Wert	Differenz
$3 \rightarrow 4$			852,100 599	
$3 \rightarrow 3co4$			852,100 843	
$3 \rightarrow 2co4$	852,100 <u>900</u>	43	852,101 026	126
$3 \rightarrow 3$			852,101 087	
$3 \rightarrow 2co3$	852,101 <u>144</u>	40	852,101 271	127
$3 \rightarrow 2$	852,101 <u>323</u>	42	852,101 454	131
$4 \rightarrow 5$	852,122 <u>128</u>	42	852,122 263	135
$4 \rightarrow 4co5$	852,122 <u>438</u>	44	852,122 567	129
$4 \rightarrow 3co5$	852,122 <u>683</u>	47	852,122 811	128
$4 \rightarrow 4$			852,122 872	
$4 \rightarrow 3co4$			852,123 116	
$4 \rightarrow 3$			852,123 360	

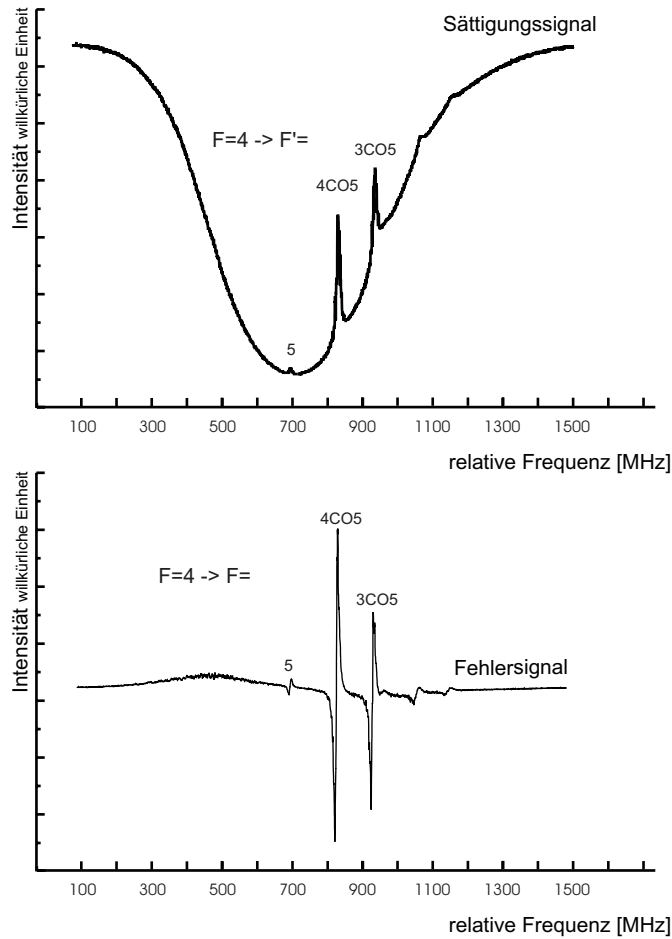


Abbildung 8.2: Sättigungs-Spektroskopiesignale

Die theoretischen Werte wurden aus den beiden bekannten Übergängen [12] und den Frequenzabständen zwischen den Übergängen berechnet, die Dispersion der Luft bei den jeweiligen Wetterwerten wurde berücksichtigt. Die Korrektur infolge der Wetterwerte wie in Kapitel 5 beschrieben, ergibt bei 852.1 nm den Wert von $12.6 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$. Dies entspricht deshalb genau der Differenz zwischen theoretischem Wert und dem tatsächlichen Wert, weil diese Messung zur Kalibrierung des Lambdameters verwendet wurde. Die Werte für den Referenz-HeNe-Laser wurden genau so festgelegt, daß sich diese Werte ergeben. Eine Kontrollmessung am folgenden Tag ließ erkennen, daß die Reproduzierbarkeit über einen Zeitraum von einem Tag und der Fehler der Differenz zweier benachbarter Wellenlängen kleiner als 10^{-8} ist. Dies schließt alle Fehler der Elektronik und Fluktuationen der Wellenlänge

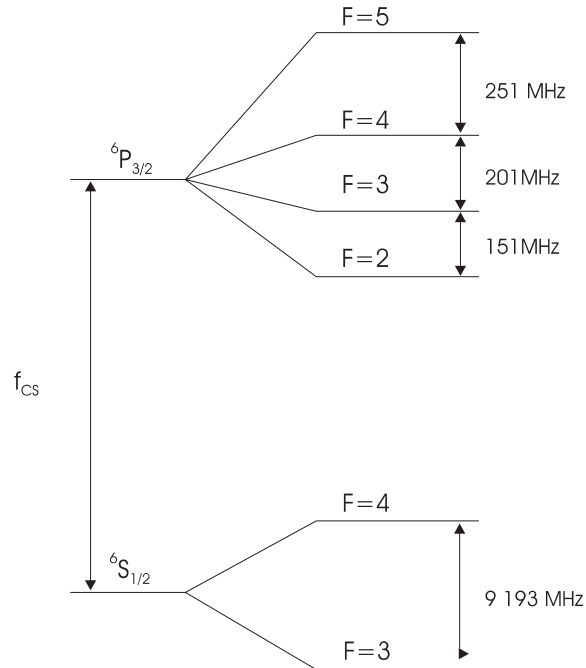


Abbildung 8.3: Cäsium-Termschema

des HeNe-Referenzlasers über die Länge eines Tages ein.

8.2 Fehlerbestimmung

Zur Bestimmung der Meßunsicherheit des Lambdameters wäre neben der Cs D2 Linie mindestens noch eine weitere genügend genau bekannte Wellenlänge notwendig. Da jedoch kein weiterer Übergang zur Verfügung stand, wurde eine andere Methode gewählt. In unserem Labor werden Laser im UV-Bereich durch Frequenzverdopplung erzeugt. Die frequenzverdoppelte Strahlung entsteht durch nichtlineare Effekte in Kristallen. Dadurch ist das Verhältnis der Frequenz der verdoppelten und der Grundwelle exakt 2.

Dieser Umstand wird nun ausgenutzt. Die Wellenlängen beider Laserstrahlen werden mit dem Lambdameter bestimmt. Anschließend wird der Fehler durch die Dispersion der Luft korrigiert.

In unserem Labor wird Laserlicht mit 397nm auf diese Art erzeugt. Das Lasersystem ist auf einen externen Resonator stabilisiert, dessen Frequenzdrift 20 MHz/h beträgt. Zur zusätzlichen Manipulation der Frequenz durchläuft das UV-Licht einen akusto-optischen Modulator, dessen Antriebsfrequenz 80MHz beträgt. Mit dem Lambdameter wurde die Wellenlänge der

ersten Ordnung gemessen. Zwischen der Messung der Grundwelle und der verdoppelten Welle verstrichen weniger als 10 Minuten, der Fehler durch die Frequenzdrift ist vernachlässigbar.

Ergebnis: Jede Messung besteht aus 14 Einzelmessungen.

	Wellenlänge	Standardabweichung
λ_{1s}	793,696 <u>31</u>	2,3
λ_{2s}	396,845 <u>32</u>	3,0

Für die Berechnung des Fehlers wurde aus den angezeigten Werten die Vakuumwellenlänge berechnet und die Frequenz den akusto-optischen Modulators berücksichtigt. Der relative Fehler beträgt:

$$\frac{\lambda_{1v} - 2\lambda_{2v}}{\lambda_{1v}} = 8 * 10^{-8} \quad (8.1)$$

Durch mehrere Einschränkungen des Lambdameters litt die Genauigkeit dieser Messung. Für das UV-Licht bei 397nm war die Transmission der Faser des Lambdameters nicht ausreichend. Es mußte eine zweite, für diese Wellenlänge besser geeignete Faser verwendet werden. Da die Messungen kurz aufeinander folgen sollten, war ein genaues Justieren nicht möglich. Da der Strahlteiler offensichtlich nicht für UV-Licht ausgelegt ist, wurde das Signal stark abgeschwächt, wodurch die Signalamplitude an den Photodioden gerade noch zum Messen reichte. Dadurch gehen die Hysteresefehler und Rauschen in die Messung ein. Eine Fehlerangabe der Einzelmessungen kann aus den oben genannten Einschränkungen nicht gemacht werden.

In dieser Messung sind Phasenfehler, Fehler der Elektronik und des Referenzlasers enthalten, da zusätzliche Fehler auftraten, kann dieser Fehler als obere Grenze für die Gesamtmeßunsicherheit angesehen werden.

8.3 Messung eines Uhrenübergangs

Als Anwendung des Lambdameters wurde der Quadrupol-Übergang $S_{1/2} - D_{5/2}$ von $^{40}\text{Ca}^+$ ausgemessen. Durch einen hochstabilen externen Resonator, auf den ein Ti-Sa-Laser stabilisiert ist, kann eine Linienbreite von 1 kHz realisiert werden. Die Langzeitstabilität des Lasers wird durch das Abfragen des Uhrenübergangs sichergestellt. Zur genauen Bestimmung der Frequenz wäre natürlich eine Frequenzmessung mit einer Frequenzkette notwendig.

Ergebnis:

Wellenlänge	Standardabweichung
729,146 <u>273</u>	13

Aus diesem Wert und der Korrektur der Wetterwerte läßt sich die Vakuumwellenlänge und die Wellenzahl angeben:

729,347 118 nm
13710,8926 cm^{-1}

In der Literatur sind folgende Werte der Wellenzahl zu finden:
13710,88 cm^{-1} [25]
13710,901 cm^{-1} [24]

Folgende Fehler gehen in die Wellenlängenmessung ein:

Ausgehend vom Ergebnis der Messung der Cs-Linien und der Fehlerbehandlung in Kapitel 5 wird der Fehler der Elektronik und des Referenzlasers mit $1 \cdot 10^{-8}$ angesetzt. Bei 729 nm und einer Ungenauigkeit der Druck- und Temperaturmessung von 2 Torr und $0.5^\circ C$ beträgt der relative Fehler infolge der Dispersion der Luft $1 \cdot 10^{-8}$. Aus den Messungen in Kapitel 5 wird der Phasenfehler mit $1 \cdot 10^{-8}$ abgeschätzt. Der Gesamtfehler beträgt damit weniger als $2 \cdot 10^{-8}$ oder 8 MHz.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ergebnis dieser Diplomarbeit ist ein genaues Wellenlängenmeßgerät für den täglichen Laborgebrauch. Im vorliegenden Fall wird das Lambdameter zur Identifizierung der Mode eines hochstabilen Resonators mit 700 MHz Modenabstand benutzt. Die Reproduzierbarkeit des Lambdameters soll dafür eine Größenordnung besser sein. Bei der Wellenlänge von 852 nm konnte sogar eine Meßunsicherheit von 8 MHz erreicht werden und die Anforderungen damit übertroffen werden.

Durch die Kombination der Vernier-Zählmethode mit Mikrocontrollern und dem polarisationsstabilisierten HeNe-Laser konnte das Lambdameter kompakt und kostengünstig gebaut werden. Durch verschiedene Verbesserungen kann man das Meßgerät noch etwas genauer, besonders aber kompakter machen. Durch die vorbereitete Schnittstelle zum Computer ergeben sich weitere Möglichkeiten zur Weiterverarbeitung der Meßwerte.

Anhang A

Messung Gaußstrahlen

Die Strahltaile w_0 und deren Abstand zum Kollimator z_{off} wurden durch folgende Messung bestimmt.

Die Faser mit dem zum Interferometer zeigenden Kollimator wurde auf ein Leistungsmeßgerät gerichtet. In die Faser wurden zwei Laser mit unterschiedlicher Wellenlänge eingekoppelt. Der Strahl wurde nun in 3 definierten Abständen vom Kollimator mit einem senkrecht zum Strahl stehenden Rasierklinge unterbrochen. Die Rasierklinge wurde mit einem Verschiebetisch mit μ m-Schraube in den Strahl geschoben und die ankommende Leistung in Bezug auf den Verschiebeweg aufgenommen. Welche Beziehung zwischen Verschiebeweg und optischer Leistung erwartet man?

Für die Leistung gilt die Beziehung

$$I(\vec{r}) = \frac{c\varepsilon_0}{2} |\varepsilon(\vec{r})|^2 \quad (\text{A.1})$$

$$I(\vec{r}) = \alpha \frac{1}{1 + z^2/z_0^2} \exp(-2(x^2 + y^2)/w^2(z)) \quad (\text{A.2})$$

Die Rasierklinge entspricht folgendem Integral

$$I'(y) = \int_{-\infty}^y dy \int_{-\infty}^{\infty} dx I(\vec{r}) \quad (\text{A.3})$$

$$I'(y) = \alpha \int_{-\infty}^y \exp(-2y^2/w^2) dy \quad (\text{A.4})$$

mit α einem Proportionalitätsfaktor.

Dies entspricht mit einer kleinen Modifikation der Fehlerfunktion

$$\text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt \quad (\text{A.5})$$

Die Meßwerte werden also an folgende Kurve angepaßt

$$I' = a + b * erf(c * y + d) \quad (\text{A.6})$$

Für den Wert $y = w$ muß die Intensität auf e^{-2} des Maximums abgesunken sein, für die Kurve gilt $c * w = 2$.

Mit dem Parameter c ist die Strahltaile eindeutig bestimmt.

Tabelle der Meßwerte

$$\lambda = 633 \text{ nm} \qquad \lambda = 852 \text{ nm}$$

$$w(0, 1m) = 1,63 \text{ mm} \quad w(0, 1m) = 1,63 \text{ mm}$$

$$w(0, 7m) = 1,44 \text{ mm} \quad w(0, 7m) = 2,39 \text{ mm}$$

$$w(1, 5m) = 1,30 \text{ mm} \quad w(1, 5m) = 3,39 \text{ mm}$$

Mit den Beziehungen für $w(z)$, z_0 läßt sich w_0 und dessen Position auf der z -Achse eindeutig festlegen.

$$\lambda = 633 \text{ nm} \qquad \lambda = 852 \text{ nm}$$

$$w_0 = 1,29 \text{ mm} \quad w_0 = 1,29 \text{ mm}$$

$$z_{off} = 1,69 \text{ m} \quad z_{off} = - 1,07 \text{ m}$$

Das folgendem Mat-Lab Programm liefert eine Phasenabweichung relativ zu ebenen Wellen, wobei die Wellenparameter vorgegeben werden müssen.

```
% gaussok.m
% 2-dim.
% Zeilenindex: z-Koordinate
% Spaltenindex: r-Koordinate
% Matrizen sind also M(r,z)

clear
lam=633e-9; % Wellenlaenge
k=2*pi/lam;
w0=0.165e-3; % Waist
z0=pi*w0^2/lam; % Rayleigh-Länge

dr=1e-5; % Abstand rv
rv=(0:dr:0.6e-3)';
zv=(-lam/2:lam/1e3:lam/2-lam/1e3);

% Ringflächen
Av=(rv+dr).^2*pi-rv.^2*pi;

rm=rv*ones(size(zv));
zm=ones(size(rv))*zv;
r2=rm.^2;
```

```

% Signal Gausstrahl in z-Richtung

zoff=2.15-0.1656*3/2; % Abstand Waist
z=zm+zoff;
R=z+z0^2 ./z;
w=w0*(1+(z/z0).^2).^0.5;
phiz=k*z-atan(z/z0);
Esig=(w0./w).*exp(-r2./w.^2).*exp(i*k*r2/2 ./R).*exp(i*phiz);
Eeb1=exp(i*k*z);
% Isig=abs(Esig).^2;

% Referenz Gausstrahl in z-Richtung

zoff=-2.15; % Abstand Waist
z=ones(size(zm))*zoff;
R=z+z0^2 ./z;
w=w0*(1+(z/z0).^2).^0.5;
phiz=k*z-atan(z/z0);
Eref=(w0./w).*exp(-r2./w.^2).*exp(i*k*r2/2 ./R).*exp(i*phiz);
Eeb2=exp(i*k*z);
% Iref=abs(Eref).^2;

% Interferenz der beiden Gausstrahlen

Iint=abs(Esig+Eref).^2;
Ieb=abs(Eeb1+Eeb2).^2;

% Interferenz gewichtet über rv aufsummiert
Iintsum=(Av'*Iint);
a1=max(Iintsum);
b1=min(Iintsum);
Iebsum=(Av'*Ieb);
a2=max(Iebsum);
b2=min(Iebsum);

% Wellen skalieren
Iintsum=(Iintsum-(a1+b1)/2)/(a1-b1)*2;
Iebsum=(Iebsum-a2/2)/a2*2;
phi=acos(2*sum(Iintsum.*Iebsum)/length(zv))

%plot(zv,Iintsum,'k',zv,Eeb1,'r',zv,Eeb2,'g',zv,Eeb3,'b');
plot(zv/lam,Iebsum,'g',zv/lam,Iintsum,'k',zv/lam,Iintsum.*Iebsum,'b');
grid
%plot(rv,Iintsum,'r',zv,Iint*1e4);

```

Anhang B

Schaltbilder

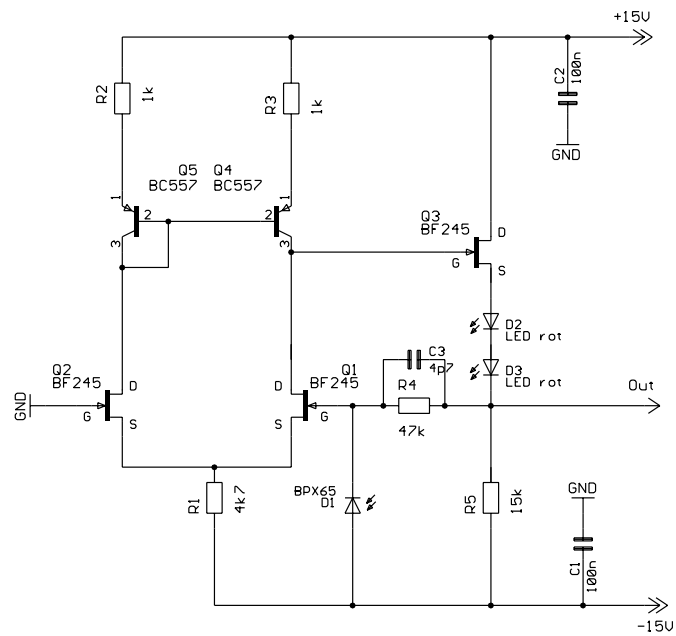


Abbildung B.1: Photodioden-Verstärker

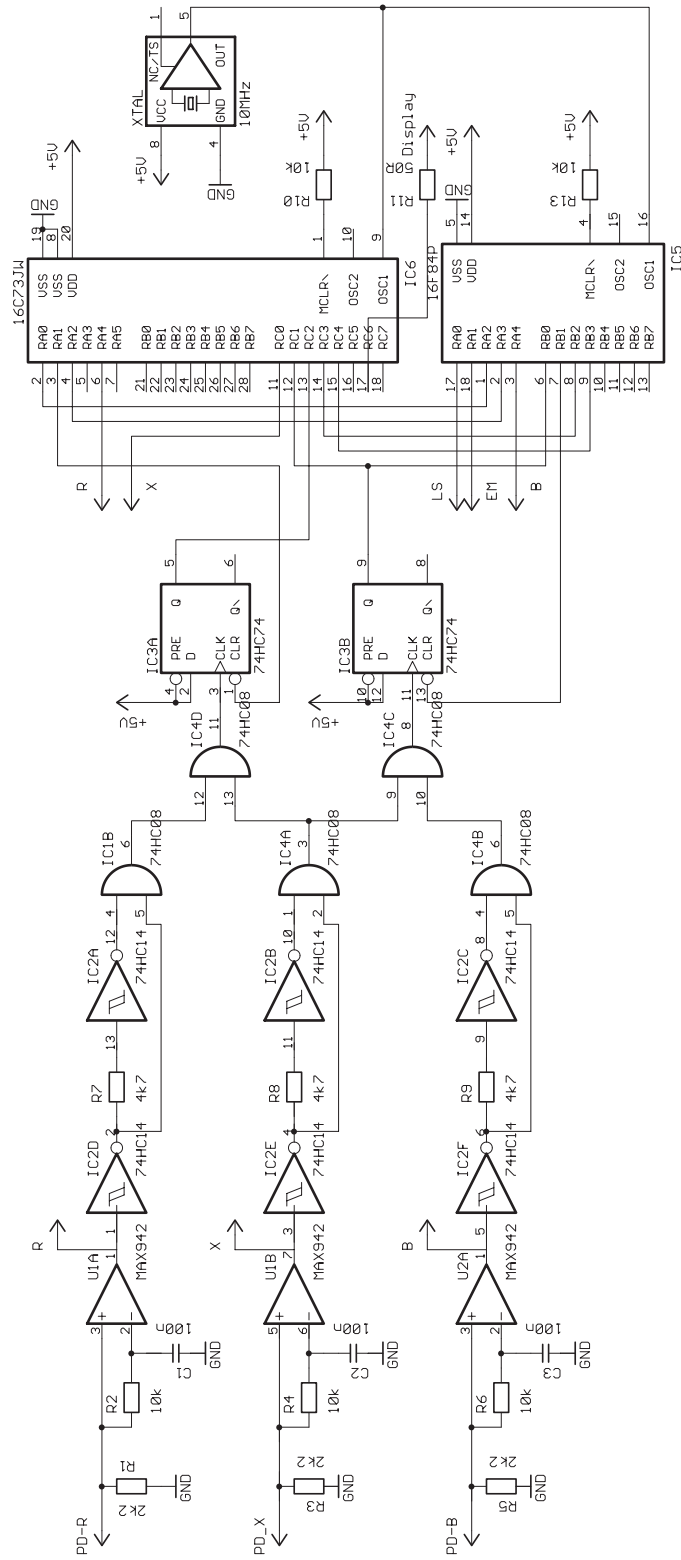


Abbildung B.2: Schaltbild Digitalelektronik

Anhang C

Programme

```
*****
;
;          LIST    p=16C84 ; PIC16C84

FALSE equ 0
TRUE  equ 1

include<p16c84.inc>
include<dev_fam.inc>
; include<p16cxx.inc>
; include<math16.inc>

; file
W_TEMP equ 0ch ; Zwischenspeicher für W der Interruptroutine
ST_TEMP equ 0dh ; Zwischenspeicher für STATUS der Interruptroutine
count equ 0eh ;
dat equ 0fh ;
FLAG equ PORTB ; Flaggen für die Schleife des Hauptprogramms

; alle Timer sind 24bit Timer, wobei jene
; in Klammern in den SFR enthalten sind
; Struktur :
;
; (TMRO)          CCP02L
;  TMROH  > (INT) CCP02H
;  TMROT           CCP02T

; laufende timer
TMROH equ 20h ;
TMROT equ 21h ;
TMROHO equ 22h ; Duplikat von TMROH, wird bei Überlauf von Interruptroutine verwendet
TMROTO equ 23h ; Duplikat von TMROT, wird bei Überlauf von Interruptroutine verwendet

; capture timer
CCP02L equ 24h ;
CCP02H equ 25h ;
CCP02T equ 26h ;
```

```

; bit
clk equ 02h ; portb
sdo equ 03h ; portb
ready equ 03h ; porta
dff equ 01h ; portb

; reg wird von 16C84 vorgegeben
; es begrenzt den gültigen Bereich
; auf der Luftkissenschiene, low=gültig

reg equ 02h ; porta

em equ 01h ; porta  Elektromagnet 1=ein
ls equ 00h ; porta  Lichtschranke 1=unterbrochen
;

org 0x000
goto start ; Hauptprogramm

; interrupt TMRO auslesen und speichern in CCP02
; wenn TOIF=1 und CCP02L>80h ist der Überlauf während des Interrupts aufgetreten,
; die Zähler TMR0H und TMR0T sind aktuell
; wenn TOIF=1 und CCP02L<80h ist der Überlauf vor dem Interrupt aufgetreten,
; der Zähler TMR0H0 wird um 1 erhöht und abgespeichert

org 0x004
int bcf PORTB,dff ; int sperren
movwf W_TEMP ; w sichern
swapf TMR0,W ; capture tmr0
movwf CCP02L
swapf CCP02L,F ; in CCP02L speichern
movf STATUS,W
movwf ST_TEMP ; status sichern
btfss INTCON,TOIF ; overflow ?
goto no_of ; nein
btfsc CCP02L,7 ;
goto no_of ; overflow ?
incfsz TMR0H0,W ;
decf TMR0T0,F ;
movwf CCP02H ; kopiere (TMR0X0)+1 nach CCP02X
incf TMR0T0,W ;
movwf CCP02T ;
goto endint
no_of movf TMR0H,W ;
movwf CCP02H ;
movf TMR0T,W ; kopiere TMR0X nach CCP02X
movwf CCP02T ;
endint bcf INTCON,INTF ; Interrupt-Aufforderung rücksetzen
movf ST_TEMP,W ;
movwf STATUS ; STATUS rücksetzen
movf W_TEMP,W ; W rücksetzen
retfie

; Hauptprogramm

start clrf PORTA
movlw 0x02c ; Flag für job_1 setzen
movwf PORTB ; D-FF rücksetzen, clk=1, sdo=1
clrf TMR0T
clrf TMR0T0

```



```

clrf TMR0H
clrf TMR0HO
bsf STATUS,RPO
movlw 0x07f ; prescaler 1:128 is assigned to WDT, TMR0 external clock falling edge RA4
movwf OPTION_REG ; PortB pullups enabled, Interrupt on rising edge RBO
movlw 0x019
movwf TRISA ; RA0,3,4 input,RA1,2 output
movlw 0x001
movwf TRISB ; RBO input,RB1-7 output
bcf STATUS,RPO
movlw 0x090
movwf INTCON ; GIE,INTE gesetzt
bsf PORTB,dff ; Interrupt freigeben

; Schleife des Hauptprogramms

loop btfsc FLAG,4
call job_0
btfsc FLAG,5
call job_1
btfsc FLAG,6
call job_2
    call job_3
call t0_akt
clrwdt
goto loop

; t0 aktualisieren
; ist ein Überlauf (TOIF) erfolgt, wird TMR0H und eventuell TMR0T
; aktualisiert, anschließend wird der Überlauf gelöscht und die
; veränderten Werte nach TMR0HO und TMR0TO kopiert
; die Interrupt-Routine
; wenn TOIF gesetzt greift INT-Routine
; auf TMR0x0 zu

t0_akt btfss INTCON,TOIF ; Überlauf TMR0 erfolgt ?
goto endt0 ; nein, dann zurück
incf TMR0H,F ; TMR0H erhöhen
skpnc ; wenn Überlauf
incf TMR0T,F ; TMR0T erhöhen
bcf INTCON,TOIF ; Überlauf löschen
movf TMR0H,W ; TMR0H nach
movwf TMR0HO ; TMR0HO kopieren
movf TMR0T,W ; TMR0T nach
movwf TMR0TO ; TMR0TO kopieren
endt0 return ; zurück

; job_0
; genug gezählt ? Bemerkung: Erhöhung von TMR0T um 1 entspricht 20.7mm Länge
; Interrupt freigeben

job_0 movf CCP02T,W ;
subwf TMR0T,W ; Differenz (TMR0T-CCP02T)<=7
sublw 7 ;
skpnc ;
return ; ja, dann zurück
bsf PORTB,dff ; Interrupt freigeben
movlw 0x0f ;
andwf FLAG,F ; alle FLAG löschen

```

```

bsf FLAG,5 ; Flag für job_1 setzen
return

; job_1
; interrupt schon erfolgt?
; sdo 0 setzen = Übertragungsaufforderung

job_1 btfsc PORTB,ddf ; ist PORTB,ddf von Int-Routine schon gelöscht ?
return ; nein, dann zurück
bcf PORTB,sdo ;
movlw 0x0f ;
andwf FLAG,F ; alle FLAG löschen
bsf FLAG,6 ; Flag für job_2 setzen
return

; job_2
; CCP2 senden

job_2 btfss PORTA,ready ; sendebereit ?
return
movf CCP02T,W ; ja, dann übertragen
call txt
movf CCP02H,W
call txt
movf CCP02L,W
call txt
bsf PORTB,sdo ; Übertragungsaufforderung rücksetzen
movlw 0x0f ;
andwf FLAG,F ; alle FLAG löschen
bsf FLAG,4 ; Flag für job_0 setzen
return

; job_3

job_3 movf TMR0T,W
sublw D'27'
skpnc
return

bsf PORTA,reg
bsf PORTA,em

v_mes clrwdt
btfsc PORTA,ls
goto spring
clrf TMR0
bcf INTCON,TOIF
movlw D'10'
movwf count
dec_1 decfsz count,F
goto dec_1
dec_2 decfsz count,F
goto dec_2
dec_3 decfsz count,F
goto dec_3

btfsc INTCON,TOIF
bcf PORTA,em
goto v_mes

spring clrwdt
bcf PORTA,em

```

```

btfsc PORTA,ls
goto spring

clrf TMR0T
clrf TMR0TO
clrf TMR0H
clrf TMR0HO

; Abwarten bis TMR0T>2

delay clrwdt
call t0_akt
movf TMR0T,W
sublw D'2'
skpnc
goto delay

movlw 0x02c ; Flag für job_1 setzen
movwf PORTB ; D-FF rücksetzen, clk=1, sdo=1

bcf INTCON,INTF ; Interrupt-Aufforderung rücksetzen
bsf PORTB,dff ; Interrupt freigeben
clrf PORTA
return

; Unterprogramm txt sendet 8 bit seriell synchron
; Daten sind mit ansteigender clk-Flanke gültig
; Daten in w

txt movwf dat
movlw 0x008
movwf count
goto jmp
loops bsf PORTB,clk
jmp rlf dat,F
skpc
bcf PORTB,sdo
bcf PORTB,clk
skpnc
bsf PORTB,sdo
decfsz count,F
goto loops
bsf PORTB,clk
return

END

;*****
;               slave73.ASM
LIST    p=16C73a ; PIC16C73a

FALSE equ 0
TRUE equ 1

include<p16c73a.inc>
include<dev_fam.inc>
include<math16.inc>

```

```

; file
W_TEMP equ 3ah ; Zwischenspeicher für W der Interruptroutine
ST_TEMP equ 3bh ; Zwischenspeicher für STATUS der Interruptroutine
FLAG equ PORTB ; Flaggen für die Schleife des Hauptprogramms
count equ 3dh

; alle Timer sind 24bit Timer, wobei jene
; in Klammern in den SFR enthalten sind
; Struktur :
;
;           (CCPR1L)      ST_T11L
; > (CCP1) (CCPR1H)      ST_T11H
;           CCP1T         ST_T11T
; (TMR1L)
; (TMR1H)
; TMR1T
;           (CCPR2L)      ST_T12L
; > (CCP2) (CCPR2H)      ST_T12H
;           CCP2T         ST_T12T
;
; (TMR0)           CCP01L      ST_T01L
; TMR0H > (INT)    CCP01H      ST_T01H
; TMR0T           CCP01T      ST_T01T
;
;
;           CCP02L        ST_T02L
; > (16C84)    CCP02H        ST_T02H
;           CCP02T        ST_T02T

; laufende timer
TMR0H equ 40h ;
TMR0T equ 41h ;
TMR0HO equ 42h ; Duplikat von TMR0H, wird bei Überlauf von Interruptroutine verwendet
TMR0TO equ 43h ; Duplikat von TMR0T, wird bei Überlauf von Interruptroutine verwendet
TMR1T equ 44h ;

; capture timer
CCP01L equ 45h ;
CCP01H equ 46h ;
CCP01T equ 47h ;
CCP02L equ 48h ;
CCP02H equ 49h ;
CCP02T equ 4ah ;
CCPR1T equ 4bh ;
CCPR2T equ 4ch ;

; store timer
ST_T01L equ 4dh ;
ST_T01H equ 4eh ;
ST_T01T equ 4fh ;
ST_T02L equ 50h ;
ST_T02H equ 51h ;
ST_T02T equ 52h ;
ST_T11L equ 53h ;
ST_T11H equ 54h ;
ST_T11T equ 55h ;
ST_T12L equ 56h ;
ST_T12H equ 57h ;
ST_T12T equ 58h ;

```

```

TEMP0 equ 59h ;
TEMP1 equ 5ah ;
TEMP2 equ 5bh ;
TEMP3 equ 5ch ;
TEMP4 equ 5dh ;

; reg wird von 16C84 vorgegeben
; es begrenzt den gültigen Bereich
; auf der Luftkissenschiene, low=gültig
reg equ 00h ; porta

; dff steuert Reset-Eingang des D-FF 74HC74 an low=Reset
dff equ 01h ; porta

; ready gibt an ob empfangsbereit, high=bereit
ready equ 02h ; porta

org 0x000
goto start ; Hauptprogramm

; interrupt TMR0 auslesen und speichern in CCP01
; wenn TOIF=1 und CCP01L>80h ist der Überlauf während des Interrupts aufgetreten,
; die Zähler TMR0H und TMR0T sind aktuell
; wenn TOIF=1 und CCP01L<80h ist der Überlauf vor dem Interrupt aufgetreten,
; der Zähler TMR0H0 wird um 1 erhöht und abgespeichert

org 0x004
int bcf PORTA,dff ; int sperren
movwf W_TEMP ; w sichern
swapf TMR0,W ; capture tmr0
movwf CCP01L
swapf CCP01L,F ; in CCP01L speichern
movf STATUS,W
movwf ST_TEMP ; status sichern
btfss INTCON,TOIF ; overflow ?
goto no_of ; nein
btfsc CCP01L,7 ;
goto no_of ; overflow ?
incfsz TMR0H0,W ;
decf TMR0T,F ;
movwf CCP01H ; kopiere (TMR0X0)+1 nach CCP01X
incf TMR0T,W ;
movwf CCP01T ;
goto endint
no_of movf TMR0H,W ;
movwf CCP01H ;
movf TMR0T,W ; kopiere TMR0X nach CCP01X
movwf CCP01T ;
endint bcf PIR1,CCP1IF ; Interrupt-Aufforderung rücksetzen
movf ST_TEMP,W ;
movwf STATUS ; STATUS rücksetzen
movf W_TEMP,W ; W rücksetzen
retfie

; Hauptprogramm

start movlw 0x003

```

```

movwf T1CON ; external clock rising edge RCO
movlw 0x005
movwf CCP1CON ; capture mode every rising edge
movlw 0x005
movwf CCP2CON ; capture mode every rising edge
movlw 0x015 ;
movwf SSPCON ; disabled, SPI slave mode SS disabled, receive on rising edge
clrf PORTB
clrf PORTC
clrf TMR0T
clrf TMR0TO
clrf TMR1T
bcf PORTA,dff ; D-FF rücksetzen, Interrupt unterdrückt
bsf STATUS,RPO
movlw 0x0bf ; prescaler 1:128 is assigned to WDT
movwf OPTION_REG ; TMR0 external clock falling edge RA4, PortB pullups disabled
movlw 0x007
movwf ADCON1 ; RA0-5 Digital i/o
movlw 0x004
movwf PIE1 ; enables CCP1 interrupt
movlw 0x031
movwf TRISA ; RA1-RA3 output
movlw 0x000
movwf TRISB ; Portb output
movlw 0x0ff
movwf TRISC ; RC0-7 input
movlw 0x007
movwf SPBRG ; Baud Rate Generator 19,2 kBaud
movlw 0x022
movwf TXSTA ; 8-bit transmission enabled, low speed
bcf STATUS,RPO
bsf RCSTA,SPEN ; Serial port enable
movlw 0x0c0
movwf INTCON ; GIE,PEIE gesetzt
movlw 0x011 ; Flag für job_a0 setzen
movwf FLAG ; Flag für job_b0 setzen
bsf PORTA,dff ; Interrupt freigeben

; Schleife des Hauptprogramms
; die Verschiedenen Programmabschnitte werden für jeden Kanal abwechselnd bearbeitet

loop call t_akt
clrwdt
btfsc FLAG,0
call job_a0
btfsc FLAG,4
call job_b0
btfsc FLAG,1
call job_a1
btfsc FLAG,5
call job_b1
btfsc FLAG,2
call job_a2
btfsc FLAG,6
call job_b2
btfsc FLAG,3
call job_a3
btfsc FLAG,7
call job_b3
btfsc PORTA,reg ; Meßbereich noch gültig?
call wait
goto loop

```

```

; t0 aktualisieren
; ist ein Überlauf (TOIF) erfolgt, wird TMR0H und eventuell TMR0T
; aktualisiert, anschließend wird der Überlauf gelöscht und die
; veränderten Werte nach TMR0HO und TMR0TO kopiert
; die Interrupt-Routine
; wenn TOIF gesetzt greift INT-Routine
; auf TMR0x0 zu

t_akt btfss INTCON,TOIF ; Überlauf TMR0 erfolgt ?
goto endt0 ; nein, dann zurück
incf TMR0H,F ; TMR0H erhöhen
skpnz ; wenn Überlauf
incf TMR0T,F ; TMR0T erhöhen
bcf INTCON,TOIF ; Überlauf löschen
movf TMR0H,W ; TMR0H nach
movwf TMR0HO ; TMR0HO kopieren
movf TMR0T,W ; TMR0T nach
movwf TMR0TO ; TMR0TO kopieren

; t1 aktualisieren
; die aufwendige Bearbeitung des Überlaufs kann hier entfallen, da
; bis zur Bearbeitung weniger als Zählerstand TMR1H=80h erreicht wird
; siehe dazu job_a0

endt0 btfss PIR1,TMR1IF ; Überlauf TMR1 erfolgt ?
goto endt1 ; nein, dann zurück
incf TMR1T,F ; TMR1T erhöhen
bcf PIR1,TMR1IF ; Überlauf löschen
clrwdt ; Watchdogtimer rücksetzen
endt1 return ; zurück

wait clrwdt
btfsc PORTA,reg
goto wait

clrf PORTA
clrf TMR0T
clrf TMR0TO
clrf TMR1T
bcf PIR1,CCP1IF
movlw 0x11
movwf FLAG
bsf PORTA,dff
return

; job_a0
; interrupt schon erfolgt?
; CCPR1 nach ST_T11 kopieren
; CCP01 nach ST_T01 kopieren
; ist Wert von CCPR1H>80h und der Wert von TMR1H<80h und TMR1IF=0 wurde der Überlauf
; in der Zwischenzeit bearbeitet und der Wert von TMR1T muß um 1 erniedrigt werden

job_a0 btfsc PORTA,dff ; ist PORTA,dff von Int-Routine schon gelöscht ?
return ; nein, dann zurück

```

```

movf TMR1T,W ; kopiere TMR1T nach W
btfss CCPR1H,7 ;
goto a0nc ;
btfsc TMR1H,7 ; korrigiere W ( siehe oben )
goto a0nc ;
btfss PIR1,TMR1IF ;
decf TMR1T,W ;
a0nc movwf ST_T11T ; kopiere
movf CCPR1L,W ;
movwf ST_T11L ; CCPR1 nach
movf CCPR1H,W ;
movwf ST_T11H ; ST_T11
movf CCP01L,W ; kopiere
movwf ST_T01L ;
movf CCP01H,W ; CCP01 nach
movwf ST_T01H ;
movf CCP01T,W ; ST_T01
movwf ST_T01T ;
movlw 0xf0 ;
andwf FLAG,F ; die vier unteren Bits löschen
bsf FLAG,1 ; Flag für job_a1 setzen
return

; job_a1
; genug gezählt ? Bemerkung: Erhöhung von TMR0T um 1 entspricht 20.7mm Länge
; Interrupt freigeben

job_a1 movf ST_T01T,W ;
subwf TMR0T,W ; Differenz (TMR0T-ST_T01T)<=7
sublw 07 ;
skpnc ;
return ; ja, dann zurück
bsf PORTA,dff ; Interrupt freigeben
movlw 0xf0 ;
andwf FLAG,F ; die vier unteren Bits löschen
bsf FLAG,2 ; Flag für job_a2 setzen
return

; job_a2
; interrupt schon erfolgt?
; TMR1T nach CCPR1T kopieren
; ist Wert von CCPR1H>80h und der Wert von TMR1H<80h und TMR1IF=0 wurde der Überlauf
; in der Zwischenzeit bearbeitet und der Wert von TMR1T muß um 1 erniedrigt werden

job_a2 btfsc PORTA,dff ; ist PORTA,dff von Int-Routine schon gelöscht ?
return ; nein, dann zurück
movf TMR1T,W ; kopiere TMR1T nach W
btfss CCPR1H,7 ;
goto a2nc ;
btfsc TMR1H,7 ; korrigiere W ( siehe oben )
goto a2nc ;
btfss PIR1,TMR1IF ;
decf TMR1T,W ;
a2nc movwf CCPR1T ; kopiere W nach CCPR1T
movlw 0xf0 ;
andwf FLAG,F ; die vier unteren Bits löschen
bsf FLAG,3 ; Flag für job_a3 setzen
return

; job_a3

```



```

; ausrechnen und anzeigen

job_a3 btfscc PORTA,reg ; Meßbereich noch gültig?
return

movlw 0xfe ; Zeile 0
movwf TXREG ; senden

movf ST_T01L,W ; CCP01-ST_T01
subwf CCP01L,W
movwf AARGB2
movf ST_T01H,W
btfscc _C
incf ST_T01H,W
subwf CCP01H,W
movwf AARGB1
movf ST_T01T,W
btfscc _C
incf ST_T01T,W
subwf CCP01T,W
movwf AARGB0

movf ST_T11L,W ; CCP11-ST_T11
subwf CCP11L,W
movwf BARGB2
movf ST_T11H,W
btfscc _C
incf ST_T11H,W
subwf CCP11H,W
movwf BARGB1
movf ST_T11T,W
btfscc _C
incf ST_T11T,W
subwf CCP11T,W
movwf BARGB0

clrc ; 2*BARG
rlf BARGB2,F
rlf BARGB1,F
rlf BARGB0,F

clrf AARGB3 ; HeNe/2x

call div ; AARGB/BARGB=>AARGB 32bit Ergebnis

; BARG=2*63281589

movlw 0x6a
movwf BARGB3
movlw 0x33
movwf BARGB2
movlw 0x8b
movwf BARGB1
movlw 0x07
movwf BARGB0

call FXM3232U

call t_akt

call conv ; hex>bcd Umwandlung + senden an LCD

```

```

movf CCP1L,W
movwf ST_T11L
movf CCP1H,W
movwf ST_T11H
movf CCP1T,W
movwf ST_T11T
movf CCP0L,W
movwf ST_T01L
movf CCP0H,W
movwf ST_T01H
movf CCP0T,W
movwf ST_T01T

```

```

movlw 0xf0 ;
andwf FLAG,F ; die vier unteren Bits löschen
bsf FLAG,1
return

```

```

; job_b0
; RC4/SDI schon 0 ?
; CCP2 nach ST_T12 kopieren
; CCP2 empfangen und nach ST_T02 kopieren
; ist Wert von CCP2H>80h und der Wert von TMR1H<80h und TMR1IF=0 wurde der Überlauf
; in der Zwischenzeit bearbeitet und der Wert von TMR1T muß um 1 erniedrigt werden
; CCP2 empfangen und speichern

```

```

job_b0 btfsc PORTC,4 ; RC4/SDI schon 0 ?
return ; nein, dann zurück
movf TMR1T,W ; kopiere TMR1T nach W
btfss CCP2H,7 ;
goto b0nc ;
btfsc TMR1H,7 ; korrigiere W ( siehe oben )
goto b0nc ;
btfss PIR1,TMR1IF ;
decf TMR1T,W ;
b0nc movwf ST_T12T ; kopiere
movf CCP2H,W ;
movwf ST_T12H ; CCP2 nach
movf CCP2L,W ;
movwf ST_T12L ; ST_T12
bsf SSPCON,SSPEN ; SPI konfigurieren
bsf PORTA,ready ; empfangsbereit
call rxd ; ST_T02T empfangen
movwf ST_T02T ;
call rxd ; ST_T02H empfangen
movwf ST_T02H ;
call rxd ; ST_T02L empfangen
movwf ST_T02L ;
bcf PORTA,ready ; nicht mehr empfangsbereit
bcf SSPCON,SSPEN ; SPI ausschalten
movlw 0xf ;
andwf FLAG,F ; die vier oberen Bits löschen
bsf FLAG,5 ; Flag für job_b1 setzen
return

```

```

; job_b1

```

```

; RC4/SDI=1 ? Rücksetzen der Übertragungsaufforderung abwarten
;

job_b1 movlw 0x03
movwf count
loopb1 btfss PORTC,4 ; RC4/SDI=1 ?
return ; nein, dann zurück
decfsz count,F
goto loopb1
movlw 0x0f ;
andwf FLAG,F ; die vier oberen Bits löschen
bsf FLAG,6 ; Flag für job_b2 setzen
return

; job_b2
; RC4/SDI=0 ?
; TMR1T nach CCPR2T kopieren
; ist Wert von CCPR2H>80h und der Wert von TMR1H<80h und TMR1IF=0 wurde der Überlauf
; in der Zwischenzeit bearbeitet und der Wert von TMR1T muß um 1 erniedrigt werden
; CCP02 empfangen und speichern

job_b2 btfsc PORTC,4 ; RC4/SDI=0 ?
return ; nein, dann zurück
movf TMR1T,W ; kopiere TMR1T nach W
btfss CCPR2H,7 ;
goto b2nc ;
btfsc TMR1H,7 ; korrigiere W ( siehe oben )
goto b2nc ;
btfss PIR1,TMR1IF ;
decf TMR1T,W ;
b2nc movwf CCPR2T ; kopiere W nach CCPR2T
bsf SSPCON,SSPEN ; SPI konfigurieren
bsf PORTA,ready ; empfangsbereit
call rxd ; CCP02T empfangen
movwf CCP02T ; und speichern
call rxd ; CCP02H empfangen
movwf CCP02H ;
call rxd ; CCP02L empfangen
movwf CCP02L ;
xxx bcf PORTA,ready ; nicht mehr empfangsbereit
bcf SSPCON,SSPEN ; SPI ausschalten
movlw 0x0f ;
andwf FLAG,F ; die vier oberen Bits löschen
bsf FLAG,7 ; Flag für job_b3 setzen
return

; rxd Empfangsroutine Byte wird in W zurückgegeben

rxd clrf count
bcf INTCON,GIE
looprxd bsf STATUS,RPO
btfsc SSPSTAT,BF ; warte auf Empfang
goto rx
bcf STATUS,RPO
decfsz count,F
goto looprxd
rx bcf STATUS,RPO
bsf PORTA,3 ; Test
bcf PORTA,3 ; Test
bsf INTCON,GIE
movf SSPBUF,W ; auslesen

```

```
return

; job_b3
; ausrechnen und anzeigen

job_b3 btfs PORTA,reg ; Meßbereich noch gültig?
return

movlw 0xff ; Zeile 1
movwf TXREG ; senden

movf ST_T02L,W ; CCP02-ST_T02
subwf CCP02L,W
movwf AARGB2
movf ST_T02H,W
btfs _C
incf ST_T02H,W
subwf CCP02H,W
movwf AARGB1
movf ST_T02T,W
btfs _C
incf ST_T02T,W
subwf CCP02T,W
movwf AARGB0

movf ST_T12L,W ; CCPR2-ST_T12
subwf CCPR2L,W
movwf BARGB2
movf ST_T12H,W
btfs _C
incf ST_T12H,W
subwf CCPR2H,W
movwf BARGB1
movf ST_T12T,W
btfs _C
incf ST_T12T,W
subwf CCPR2T,W
movwf BARGB0

clrc ; 2*BARG
rlf BARGB2,F
rlf BARGB1,F
rlf BARGB0,F

clrf AARGB3 ; HeNe/2x

call div

; BARG=2*63281678

movlw 0x1c
movwf BARGB3
movlw 0x34
movwf BARGB2
movlw 0x8b
movwf BARGB1
movlw 0x07
movwf BARGB0

call FXM3232U
```

```

call t_akt

call conv

movf CCPR2L,W
movwf ST_T12L
movf CCPR2H,W
movwf ST_T12H
movf CCP2T,W
movwf ST_T12T
movf CCP02L,W
movwf ST_T02L
movf CCP02H,W
movwf ST_T02H
movf CCP02T,W
movwf ST_T02T

movlw 0x0f ;
andwf FLAG,F ; die vier oberen Bits löschen
bsf FLAG,5
return

; Division von AARGB/BARGB
; 32bit Ergebnis in TEMPO-TEMP3

div movlw TEMPO
movwf FSR

div32 call FXD3224U

call t_akt

movf AARGB3,W
movwf INDF
clrf AARGB3
movf REMB2,W
movwf AARGB2
movf REMB1,W
movwf AARGB1
movf REMB0,W
movwf AARGB0
incf FSR,W
incf FSR,F
sublw TEMP4
skpz
goto div32

; TEMP > AARGB

movf TEMPO,W
movwf AARGB0
movf TEMP1,W
movwf AARGB1
movf TEMP2,W
movwf AARGB2
movf TEMP3,W
movwf AARGB3
return

```

```
; Umwandlung Hex>Dezimal

conv movlw 0x0a
movwf BARGB2
clrf BARGB1
clrf BARGB0

clrf count
div10 call FXD3224U
akt call t_akt
btfss PIR1, TXIF ; TXREG leer ?
goto akt
swapf count, W
addwf REMB2, W
movwf TXREG ; senden
incf count, F
movf count, W
sublw 0x08 ; 0-8 Stellen senden
skpnc
goto div10
return

include<fxm22.asm>
include<fxd24.asm>

END
```

Literaturverzeichnis

- [1] J.J. Bollinger, D.J. Heinzen, W.M. Itano, D.J. Wineland;
Phys.Rev.Lett. **63**, 1031 (1989)
- [2] L. O. Hocker, J. G. Small, and A. Javan;
Phys. Lett. A **29**, 321 (1969)
- [3] V. Daneu, L. O. Hocker, A. Javan, D. Ramachandra Rao, A. Szöke, and
F. Zernike; Phys. Lett. A **29**, 319 (1969)
- [4] J.-P. Monchalin, M. J. Kelly, J. E. Thomas, N. A. Kurnit, A. Szöke,
A. Javan, F. Zernike, and P. H. Lee; Opt. Lett. **1**, 5 (1977)
- [5] R.L. Barger and J.L. Hall;
Appl. Phys. Lett. **22**, 196 (1973)
- [6] W. G. Schweitzer, Jr., E. G. Kessler, Jr., R. D. Deslattes, H. P. Layer,
and J. R. Whetstone; Appl. Opt. **12**, 2927 (1973)
- [7] J.L. Hall and S.A. Lee; Appl. Phys. Lett. **29**, 367 (1976)
- [8] F. Kowalski, R.E. Teets, W. Demtröder, A.L. Schawlow;
J. Opt. Soc. Am. **68**, 1611 (1978)
- [9] P. Juncar, J. Pinard; Rev. Sci. Instrum. **53**, 939 (1982)
- [10] R.L. Byer, J. Paul, M.D. Duncan: *A wavelength meter*
Laser Spectroscopy III; Springer, Berlin, Heidelberg 1977
- [11] J.J. Snyder; SPIE **288**, 258 (1981)
- [12] T. Udem: *Phasenkohärente optische Frequenzmessungen am Wasser-*
stoffatom
Dissertation Universität München, 1997
- [13] T.L. Gardner; *Compact Fizeau wavemeter*
Applied Optics **24**, 3570 (1985)

- [14] Milonni, Eberly; *Lasers*;
Wiley, 1988
- [15] O. Schmidt, K.-M. Knaak, R. Wynands; *Appl. Phys. B* **59**, 167 (1994)
- [16] W. Demtröder; *Laserspektroskopie*;
Springer-Verlag, 1993
- [17] A. Kahane, M.S. O'Sullivan, N.M. Sanford, and B.P. Stoicheff;
Rev.Sci.Instrum. **54**, 1138 (1984)
- [18] J.-P. Monchalin, M.J. Kelly, J.E. Thomas, A. Szöke, F. Zernike,
P.H. Lee, and A. Javan; *Applied Optics* **20**, 736 (1981)
- [19] T.M. Niebauer, James E. Faller, H.M. Godwin, John L. Hall, and
R.L. Barger; *Applied Optics* **27**, 1285 (1988)
- [20] Bengt Edlén; *Metrologia* **2**, 71 (1965)
- [21] Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich; *Fundamentals of Photonics*;
John Wiley & Sons, 1991
- [22] John A. Buck; *Fundamentals of Optical Fibers*;
John Wiley & Sons, 1995
- [23] Anthony E. Siegman; *Lasers*;
University Science Books, 1986
- [24] C. E. Moore; *ATOMIC ENERGY LEVELS*;
Nat. Stand. Ref. Data Ser., 35/V.I, 1971
- [25] <http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main-asd>
- [26] Bergmann, Schaefer; *Mechanik, Akustik, Wärme*;
Walter de Gruyter, 1990
- [27] E. Hecht; *Optik*;
Addison-Wesley, 1992

Herrn Prof. Blatt danke ich für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe, die Themenstellung und die Betreuung.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die angenehme Atmosphäre. Ich danke allen, die mit viel Geduld auf meine Fragen eingegangen sind.

Besonders möchte ich mich bei meinen Eltern für die Ermutigung bedanken. Großer Dank gebührt meiner Frau Isabelle, die mir eine große Unterstützung auch in den schwierigen Zeiten des Studiums war.