

Diplomarbeit

Aufbau und Test einer phasensensitiven Laserfrequenz-Langzeitstabilisierung an COLLAPS

angefertigt am
europäischen Kernforschungszentrum CERN
in Genf, Schweiz
von

Michael Schug

Institut für Physik
Johannes Gutenberg–Universität Mainz
Januar 2009

**Aufbau und Test
einer phasensensitiven
Laserfrequenz-
Langzeitstabilisierung
an COLLAPS**

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	4
Tabellenverzeichnis	5
1 Einführung	6
2 Motivation für eine Laserfrequenzstabilisierung	8
2.1 Laserspektroskopie bei COLLAPS	8
3 Theoretische und experimentelle Grundlagen	20
3.1 Der Frequenzkamm	20
3.1.1 Pulse von modengelockten Lasern	21
3.1.2 Der Frequenzkamm FC1500	25
3.2 Das Fabry-Perot-Interferometer	28
3.2.1 Theorie zum Fabry-Perot-Interferometer	28
3.2.2 Die Komponenten des Fabry-Perot-Interferometers	34
3.2.3 Aufbau des Fabry-Perot-Interferometers	37
3.2.4 Bestimmung der Eigenschaften des FPI's	39
4 Aufbau der Frequenzstabilisierung	43
4.1 Aufbau der optischen Elemente zur Frequenzstabilisierung des Farbstofflasers	43
4.1.1 Die Erzeugung zweier Airy-Funktionen	45
4.2 Aufbau der Elektronik und Erzeugung der Stabilisierungssignale	46
4.2.1 Die Grundlage der Stabilisierungsmethode	46
4.2.2 Aufbau und Funktionsweise der Leiterplatten	49
4.2.3 Erzeugung der beiden Stabilisierungssignale	58
4.3 Aufbau der Vakuumkammer um das FPI	62
5 Charakterisierung der Frequenzstabilisierung	65
5.1 Überprüfung der Langzeitstabilität des HeNe-Lasers	66

5.2	Langzeitmessungen	67
5.2.1	Testmessung des Stabilisierungsverfahrens	67
5.2.2	Langzeitmessung 1	69
5.2.3	Langzeitmessung 2	71
5.2.4	Langzeitmessung 3	71
5.2.5	Langzeitmessung 3.1	73
5.2.6	Langzeitmessung 3.2	74
5.3	Die Statistik der Langzeitmessungen	76
5.4	Die Bestimmung der Allan-Abweichung	78
5.5	Charakterisierung der Stabilisierung	83
5.5.1	Überprüfung des Stabilisierungspunkts	83
5.5.2	Messung unter Änderung der Spiegelpositionen	84
5.5.3	Verhalten der Schwebungsfrequenz unter Temperaturänderung	85
5.6	Bestimmung des freien Spektralbereichs	87
5.6.1	Methode 1	87
5.6.2	Methode 2	87
5.7	Abschließende Diskussion	89
6	Zusammenfassung und Ausblick	90
A	Technische Zeichnungen	92
	Literatur	105

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema der ISOLDE Halle	9
2.2	Schema der COLLAPS Strahlführung	10
2.3	Fluoreszenzspektrum von ^{27}Mg	13
2.4	Optisches Pumpen	15
2.5	Spektrum der Hyperfeinstruktur von ^{33}Mg	16
2.6	Isotopieverschiebung zwischen $^{24,25,26}\text{Mg}$	18
3.1	Pulse eines modengelockten Lasers	21
3.2	Frequenzspektrum von Abb.3.1	24
3.3	Elektronenmikroskopaufnahme einer Glasfaser	24
3.4	Der Frequenzkamm FC1500	25
3.5	Bestimmung der Phasenschlupffrequenz	27
3.6	Vielstrahlinterferenz	28
3.7	Transmissionskurven des FPI's	31
3.8	Schnittzeichnung durch das FPI	33
3.9	Bild des FPI's	33
3.10	Verlauf des Reflexionskoeffizienten	35
3.11	Weg-Spannungs-Diagramm des Piezo	36
3.12	Aufbau zum Ausrichten der FPI-Spiegel	38
3.13	Airy-Funktion für ein planares FPI vom HeNe-Laser	39
4.1	Schema des optischen Aufbaus	44
4.2	Aufbau der optischen Komponenten	44
4.3	Oszillierendes Transmissionssignal	48
4.4	Transmissionssignale für drei Fälle	49
4.5	Schaltplan zur Steuerung des Piezos	51
4.6	Platine zur Steuerung des Piezos	52
4.7	Multiplizierte Transmissionssignale	54
4.8	Ausgangssignal des DAC	56
4.9	Schaltplan zur Stabilisierung des Farbstofflasers	59
4.10	Platine zur Stabilisierung des Farbstofflasers	60

4.11	Stabilisierungssignale von beiden Lasern	61
4.12	Schnittzeichnung der Vakuumkammer	64
5.1	Langzeitmessung des HeNe-Lasers	66
5.2	Testmessung	69
5.3	Langzeitmessung 1	70
5.4	Langzeitmessung 2	72
5.5	Langzeitmessung 3	72
5.6	Langzeitmessung 3.1	73
5.7	Langzeitmessung 3.2	75
5.8	Bestimmung der Drift	78
5.9	Allan-Abweichung der Langzeitmessung 1	80
5.10	Allan-Abweichung Langzeitmessung 2	80
5.11	Allan-Abweichung der Langzeitmessung 3	82
5.12	Allan-Abweichung der Langzeitmessung 3.1	82
5.13	Test zum Halten des Stabilisierungspunkts	84
5.14	Verhalten der Schwebungsfrequenz unter veränderten Spiegel- positionen	85
5.15	Verhalten der Schwebungsfrequenz unter Änderung der Lab- ortemperatur	86
A.1	Technische Zeichnung des Abstandshalters aus Zerodur.	93
A.2	Technische Zeichnung des Spiegelhalters.	94
A.3	Technische Zeichnung des Spiegelhalters auf der Piezo-Seite.	95
A.4	Technische Zeichnung der FPI-Halterung	96
A.5	Technische Zeichnung der Schnitte	97
A.6	Technische Zeichnung Blindflansch und Klemme	98
A.7	Technische Zeichnung Blindflansch	99
A.8	Technische Zeichnung der Halterungen	100

Tabellenverzeichnis

5.1	Übersicht der eingestellten Parameter.	68
5.2	Statistik der Langzeitmessungen	77
5.3	Allan-Abweichungen der Langzeitmessungen	83

Kapitel 1

Einführung

Aus der Entwicklung des Lasers und den damit neu entstandenen Messmethoden entwickelte sich ein Zweig der Physik, die Laserspektroskopie, der nach wie vor große Beiträge aus der Grundlagenforschung zum fundamentalen Verständnis von Prozessen der Atom- und Kernphysik beiträgt. Insbesondere das Gebiet der kollinearen Laserspektroskopie spielt seit Ende der siebziger Jahre eine bedeutende Rolle bei der Bestimmung von Grundzustandseigenschaften von kurzlebigen Isotopen fernab der Stabilität [Ant78]. Hier nimmt das COLLAPS-Experiment am on-line Isotopenseparator ISOLDE am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf (Schweiz) seit vielen Jahren eine führende Rolle ein. Dabei werden radioaktive Kerne durch Beschuss eines dicken Targets mit hochenergetischen Protonen produziert, anschließend beschleunigt, massensepariert und mit einem Laserstrahl kollinear überlagert. Durch die Beschleunigung der Ionen kann die Dopplerverbreiterung des atomaren Übergangs bis zur natürlichen Linienbreite hin reduziert werden. Über eine Nachbeschleunigung oder Abbremsung lässt sich der atomare Übergang in der Elektronenhülle in Resonanz mit der festgehaltenen Laserfrequenz bringen. Durch die Kopplung der Elektronenhülle mit dem Atomkern erhält man beispielsweise über die Hyperfeinstruktur Informationen zu Eigenschaften des Atomkerns. So erhält man über die resonante Laserspektroskopie Aufschluss über nukleare Größen wie den Kernspin, die Parität, den Kern-g-Faktor, das magnetische Dipolmoment sowie das elektrische Quadrupolmoment. Eine weitere fundamentale Größe wie der Kernladungsradius lässt sich aus der Messung der Isotopieverschiebung für Isotope eines bestimmten Elementes extrahieren. Die Reihe von Eigenschaften entspringt der Untersuchung der verschiedenen Isotope über die Nachweismethoden der Fluoreszenzspektroskopie sowie der Kernspinresonanz. Beide Methoden werden an der Laserspektroskopie-Anlage COLLAPS angewandt und tragen zu erfolgreichen Messungen bei, was durch aktuelle Veröffentli-

chungen gezeigt wird [Gei08, Neu08]. Daran angelehnt wurden in diesem Jahr sehr erfolgreiche Messungen an den Radionukliden der Elemente Be [Nör08], Cu [Fla05], und Ga [Bil07] durchgeführt. Aus den Resultaten der Messungen lassen sich wichtige Rückschlüsse auf kernphysikalische Modelle ziehen, die u.a. bestätigt, widerlegt oder verfeinert werden können.

Für beide Messmethoden wird eine Genauigkeit angestrebt, die gewisse Bedingungen an die zum Einsatz kommenden Lasersysteme stellt. Um eine genügend hohe Genauigkeit der zu bestimmenden Grundzustandseigenschaften anzugeben, sollte die Laserfrequenz nicht mehr als 10% der Linienbreite des zu untersuchenden Übergangs driften. Dies gilt ebenso für kurzzeitige Frequenzsprünge. Die Linienbreite beispielsweise von Magnesium liegt beim Übergang vom Grundzustand $3s^2S_{1/2}$ in die beiden niedrigsten angeregten Zustände $3p^2P_{1/2, 3/2}$ bei 41 MHz. Während einer Messung sollte sich also die Drift in einem Bereich von etwa 4 MHz bewegen. Die Zeitdauer innerhalb der dieser Wert nicht überschritten werden sollte wird in erster Linie durch die Art der Messung festgelegt. Spektroskopische Messungen können je nach Element und Messmethode über einen Zeitraum von bis zu 8 Stunden gehen, um genügend Ereignisse für eine effiziente Statistik zu erhalten. Die Grenze an die Drift gilt also innerhalb eines solchen Zeitraums. Herkömmliche Lasersysteme wie die bei COLLAPS zum Einsatz kommenden durchstimmbaren Farbstoff- und TiSa-Laser würden diese Grenze ohne eine Langzeitstabilisierung deutlich überschreiten.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein Stabilisierungssystem für die Lasersysteme zu entwickeln, welches über einen Zeitraum von mehreren Stunden die Laserfrequenz der zur Spektroskopie benutzten Laser nicht mehr als circa 3-4 MHz driften lässt. Damit wäre die geforderte Genauigkeit der zu untersuchenden Größen seitens der Laser erfüllt.

In Kapitel 2 wird zunächst die Entwicklung einer Langzeitstabilisierung für die an COLLAPS zum Einsatz kommenden Laser motiviert. Dabei werden Kerngrundzustandsgrößen und die damit verbundenen Nachweismethoden erläutert und die erforderliche Genauigkeit diskutiert. Kapitel 3 stellt die allgemeine Theorie und die Funktionsweise des zu den Messungen der Langzeitstabilität benötigten Frequenzkamms vor. Gleichzeitig behandelt dieses Kapitel das zur Stabilisierung entwickelte Fabry-Perot-Interferometer in Theorie, Aufbau und der Bestimmung der charakteristischen Eigenschaften. In Kapitel 4 wird der detaillierte Ablauf der Stabilisierung in Bezug auf die entwickelte Regelungselektronik vorgestellt. Abschließend werden in Kapitel 5 die durchgeführten Test- und Langzeitmessungen präsentiert und die statistische Auswertung der Messdaten diskutiert.

Kapitel 2

Motivation für eine Laserfrequenzstabilisierung

2.1 Laserspektroskopie an COLLAPS

Im folgenden Abschnitt soll präsentiert werden, wie der **Aufbau** und die daraus resultierenden **Messprinzipien** des Laserspektroskopie-Experimentes COLLAPS die Notwendigkeit einer Langzeit-Laserfrequenzstabilisierung offensichtlich werden lassen.

Aufbau

Die ISOLDE-Anlage am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf, Schweiz, produziert radioaktive Kerne verschiedenster Massenzahl durch Fragmentation, Spallation oder Spaltung von unterschiedlichen Targets (z.B. ZrO_2 , UC_X) bei Beschuss mit hochenergetischen Protonen mit einer Energie von 1-1,4 GeV [Kug00]. Die bei der Reaktion entstehenden Radionuklide werden extrahiert und nach selektiver resonanter Laserionisation, Oberflächenionisation oder Elektronenstoßionisation den einzelnen Experimentierstationen zugeführt. Die Transportenergie beträgt dabei 60 keV. Die Massenseparation erfolgt entweder über die beiden Dipolmagnete des HRS (engl. *High-Resolution Separator*) mit einem Massenaufklärungsvermögen $\frac{m}{\Delta m}$ von ca. 5000 oder über den Magnet des GPS (engl. *General Purpose Separator*) mit einem Massenaufklärungsvermögen von etwa 1000. Nach der Massenseparation gelangen die gewünschten Ionen mittels elektrostatischer Ionenoptik in die COLLAPS Strahlführung. Der Aufbau der ISOLDE-Anlage ist in Abb.2.1 gezeigt.

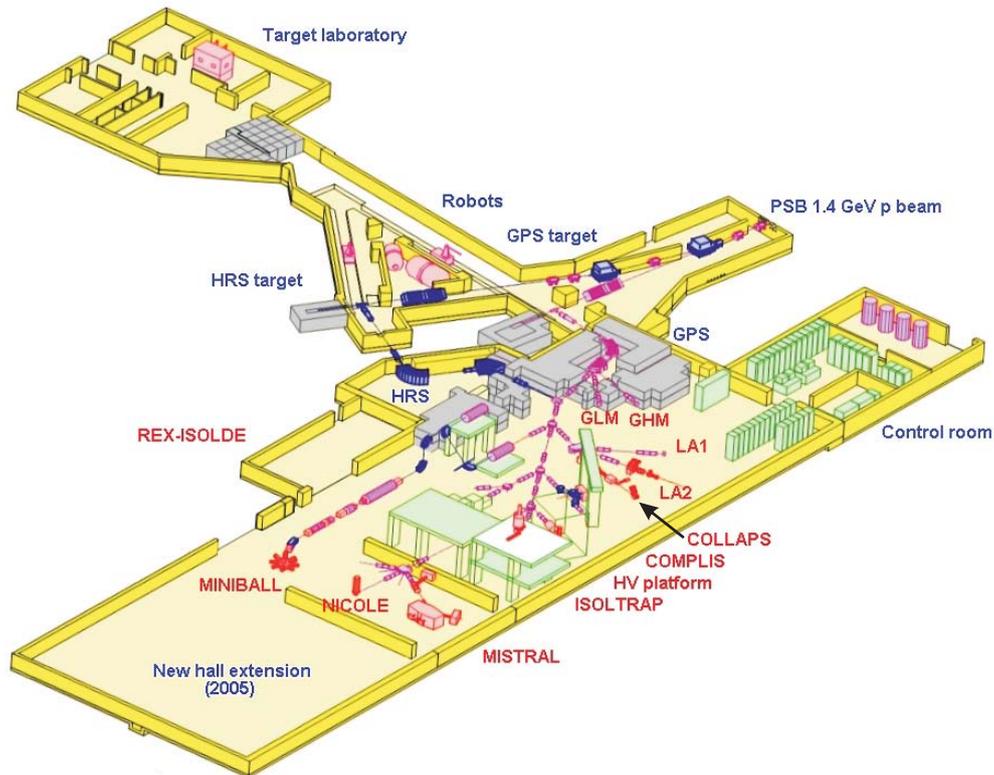


Abbildung 2.1: Schema der ISOLDE-Halle: Die Radionuklide gelangen entweder über den HRS oder den GPS zur COLLAPS-Strahlführung.

Der detaillierte Strahlverlauf in der Strahlführungslinie von COLLAPS kann Abbildung 2.2 entnommen werden. Die Ionen werden je nach Spannungsvorzeichen der elektrostatischen Linsen nachbeschleunigt oder gebremst, und dabei mit dem vom Laserlabor kommenden Laserstrahl kollinear überlagert. Je nachdem ob die Experimente an einem atomaren oder ionischen Übergang stattfinden sollen, wird eine Ladungsaustauschreaktion in der sogenannten Ladungsaustauschzelle (LAZ) durchgeführt. Dabei werden Ionen durch Aufnahme eines Elektrons bei Stößen mit Alkaliatomen (typischerweise Natrium) neutralisiert. Aufgrund der niedrigeren Bindungsenergie der Elektronen im Atom erreicht man dadurch Grundzustandsübergänge im Frequenzbereich, der von kommerziellen Lasersystemen abgedeckt werden kann. Im Anschluss werden die Atome bei der optischen Spektroskopie resonant mit der Übergangsfrequenz im Laborsystem angeregt, was der Laserfrequenz entspricht. Das Fluoreszenzlicht wird über Lichtleiter zu den Photomultipliern

geleitet, mit welchen ein Spektrum aufgenommen werden kann.

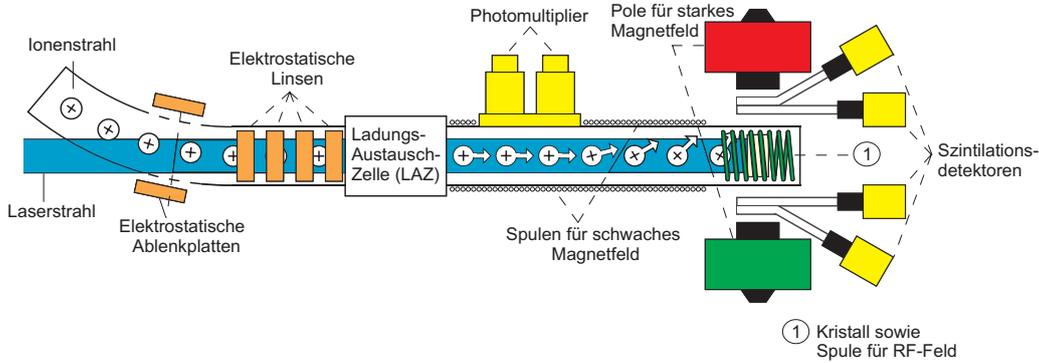


Abbildung 2.2: Aufbau des kollinearen Laserspektroskopie-Experiments (COLLAPS) [Yor07]; die Art des Aufbaus lässt sowohl Fluoreszenzspektroskopie unter Nutzung der Photomultiplier, als auch β -NMR Messungen durch Implantierung der Radionuklide in einen Kristall zu.

Der Vorteil der kollinearen Laserspektroskopie ist die Reduktion der Dopplerverbreiterung von atomaren Übergängen hin zur natürlichen Linienbreite [Ott87], um damit die Auflösung der Fluoreszenzspektren drastisch zu verbessern. Die Energieverteilung der Ionen bleibt im Beschleunigungsvorgang konstant, da alle Ionen gleiche Potentiale sehen. Dadurch wird die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung δv der Ionen verkleinert, indem ihre Geschwindigkeit v erhöht wird

$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2, \quad (2.1)$$

$$\delta E_{kin} = m v \delta v = const. \quad (2.2)$$

Diese Beziehung kann ebenfalls für die Dopplerbreite in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung hergeleitet werden.

Dazu betrachtet man die Gesamtenergie der Ionen nach [Gei02]

$$E_{tot} = eU + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2.3)$$

wobei U die Beschleunigungsspannung, m die Masse der Ionen und $\beta = \frac{v}{c}$

ist. Aufgelöst nach β ergibt sich

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{m^2 c^4}{(eU + mc^2)^2}} \approx \sqrt{\frac{2eU}{mc^2}}. \quad (2.4)$$

Aufgrund des hohen Beschleunigungspotentials U von bis zu 60 kV beschreibt man atomare Übergänge unter Berücksichtigung des relativistischen Dopplereffekts

$$\Delta\nu = \nu_0 \gamma \beta \approx \frac{v}{c} \nu_0, \quad (2.5)$$

$$\rightarrow \beta \approx \frac{\Delta\nu}{\nu_0}, \quad (2.6)$$

$$\delta\nu = \frac{\delta v}{c} \nu_0. \quad (2.7)$$

Die Dopplerverschiebung $\Delta\nu$ ist der Frequenzunterschied von der Frequenz im Ruhesystem ν_0 zur Laserfrequenz im Laborsystem ν_L . Die Dopplerverbreiterung $\delta\nu$ ist linear mit der Geschwindigkeitsbreite δv verbunden. Mit (2.5) und (2.7) lässt sich (2.2) ausdrücken durch

$$\delta E_{kin} = m \frac{c^2}{\nu_0^2} \Delta\nu \delta\nu = const. \quad (2.8)$$

Setzt man (2.6) in diese Gleichung ein und nutzt die Beziehung aus Gleichung (2.4), so erhält man für $\delta\nu$

$$\delta\nu = \nu_0 \frac{\delta E_{kin}}{\sqrt{2eU} mc^2}. \quad (2.9)$$

Hier erkennt man den Vorteil der Nachbeschleunigung der Ionen mit der Spannung U , was eine Verminderung der Dopplerbreite $\delta\nu$ zur Folge hat.

Die Laserfrequenz mit der das Atom angeregt werden soll, ist über den relativistischen Dopplereffekt mit der Übergangsfrequenz im Ruhesystem verbunden [Gei05]

$$\nu_L = \nu_0 \frac{1 \pm \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2.10)$$

Die unterschiedlichen Vorzeichen bedeuten dabei kollineare (-) oder anti-kollineare (+) Strahlüberlagerung. Gleichung (2.10) lässt zwei Möglichkeiten offen, um den Übergang ν_0 anzuregen:

(1) Entweder man fixiert die Laserfrequenz ν_L und variiert die Spannung U , oder (2) genau umgekehrt. Da Letzteres experimentell einen höheren Aufwand verlangt und zudem einen größeren Beitrag zu systematischen Fehlern

liefert, wird an COLLAPS die Laserfrequenz so konstant wie möglich gehalten und die Spannung kontinuierlich durchgeföhren. Die Frequenz des Ruhesystems ν_0 verschiebt sich mit β , also der Spannung U , hin zur Laserfrequenz im Laborsystem ν_L .

Messprinzipien

Die **Messung der Hyperfeinstruktur** stellt eine der wichtigsten Methoden zur Bestimmung von Kerngrundzustandseigenschaften dar. Bei der Betrachtung der Hyperfeinstruktur wechselwirkt das von den Hüllenelektronen am Kernort erzeugte Magnetfeld mit dem magnetischen Moment des Kerns. Die daraus resultierenden Energieniveaus der Hyperfeinstruktur sind gegeben durch [Kop58]

$$E_F = E_J + A \frac{\xi}{2} + B \frac{3\xi(\xi + 1) - 4I(I + 1)J(J + 1)}{8I(2I - 1)J(2J - 1)}, \quad (2.11)$$

$$\xi = F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1). \quad (2.12)$$

E_J ist das Energieniveau der Feinstruktur, I der Kernspin, J der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle und F der Gesamtdrehimpuls des Systems $F = I + J$.

Die beiden Parameter A und B sind wie folgt definiert

$$A = \frac{g_I \mu_N \langle B(0) \rangle}{J}, \quad B = eQ \langle V_{JJ}(0) \rangle.$$

Hierbei ist g_I der g -Faktor des Kerns, μ_N das Kernmagneton und $\langle B(0) \rangle$ die gemittelte Flussdichte des Magnetfelds am Kern. In B ist eQ das Kernquadrupolmoment und $\langle V_{JJ}(0) \rangle$ der durch die Elektronen erzeugte gemittelte Feldgradient am Kernort. Mit Hilfe des Parameters A lässt sich das magnetische Dipolmoment eines Kerns bestimmen. B gibt Aufschluss über das elektrische Quadrupolmoment, wodurch über die Messung der Energieaufspaltung eine Aussage über zwei wichtige Kerneigenschaften gemacht werden kann. Dazu bedarf es der Aufnahme eines Fluoreszenzspektrums, wie beispielsweise das in Abbildung 2.3 gezeigte Spektrum von ^{27}Mg . Die in der Abb. 2.2 gezeigten Photomultiplier erzeugen durch Detektion von Fluoreszenzphotonen das in Abb. 2.3 gezeigte Spektrum. Um zur optischen Hyperfeinstrukturmessung das Signal vom Untergrundrauschen zu unterscheiden, bedarf es einem minimalen Signal-Rausch-Verhältnis (engl. Signal-to-Noise-Ratio) $\frac{S}{N} \geq 3$ im Fluoreszenzspektrum [Kow06]. Daraus resultiert ein erster Motivationspunkt für eine Langzeit-Frequenzstabilisierung, was im Folgenden

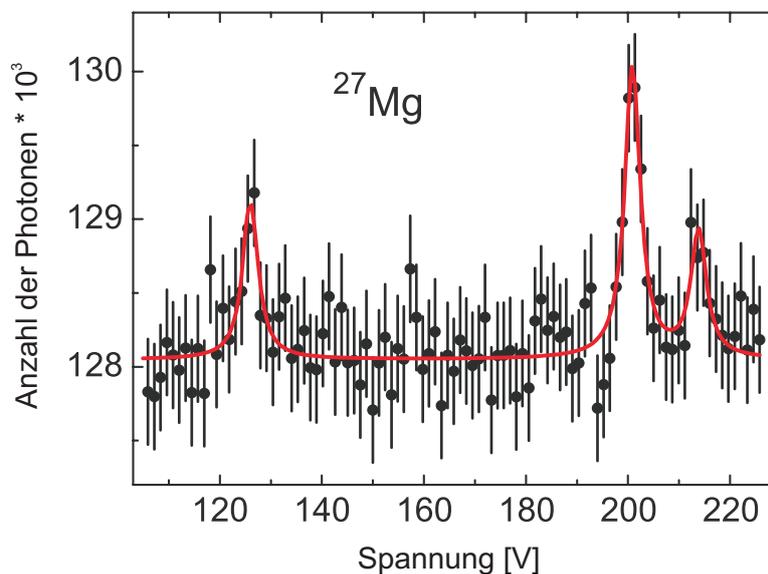


Abbildung 2.3: Fluoreszenzspektrum von ^{27}Mg ; aufgetragen ist die Anzahl der Photonen gegen die durchgefahrene Spannung [Kow08].

gezeigt werden soll.

Das Signal-Rausch-Verhältnis lässt sich folgendermaßen darstellen [Kow06]:

$$\frac{S}{N} = \frac{\nu_S t}{\sqrt{\nu_S t + \nu_H t}} = \frac{\nu_S \sqrt{t}}{\sqrt{\nu_S + \nu_H}}. \quad (2.13)$$

Das Signal S setzt sich aus dem Produkt der Signalzählrate ν_S und der Zeit t zusammen. Da der Prozess der Emission von Photonen bzw. β -Teilchen mit Poissonstatistik beschrieben wird, ist der statistische Fehler des Signals, auch Rauschen genannt, mit $N = \sqrt{\nu_S t + \nu_H t}$ definiert [Bev02]. Die Signalzählrate wird durch hohe Ausbeuten in der Ionenproduktion, durch die Effizienz der Detektoren, und einen bestmöglichen Überlapp von Laser- mit Ionenstrahl erhöht [Kow06]. Ein weiterer Beitrag zu einer hohen Signalzählrate folgt aus einer genügend hohen Laserintensität. Diese sollte hoch genug sein, um den atomaren Übergang im Regime der Sättigung anzuregen. ν_H lässt sich durch den Einsatz von Photomultipliern mit niedriger Dunkelzählrate verringern. Werte für die Effizienz der Detektoren sowie für die Hintergrundrate, die beispielsweise bei der Messung von Mg^+ auftreten, sind [Kow08]:

1. Detektionseffizienz von 1:15000,
2. $\nu_H = 3000 \frac{1}{s}$.

Bei einer Ionenausbeute, welche beispielsweise bei $10^{6\frac{1}{s}}$ liegt, erhält man damit eine Signalzählrate von $\nu_S = 67\frac{1}{s}$. Setzt man diese Werte in (2.13) ein, ergibt dies eine Mindestmesszeit von $t = 6,2$ s für einen Messkanal. Bei 300 Messkanälen im Spektrum ergibt dies eine Messzeit von 31 Minuten, in der die Laserfrequenz stabil sein muss, um die Auflösung im Spektrum aufrecht zu erhalten. Da die Ausbeute mancher Isotope noch geringer ist, oder ν_H höher sein kann, steigt die Messdauer damit leicht auf mehrere Stunden an.

Eine weitere Methode Hyperfeinspektren aufzunehmen ist der nicht-optische **Beta–Kernspinresonanznachweis** (β –NMR) [Kei00]. Die Langzeitstabilisierung der Laserfrequenz stellt eine bedeutende Rolle für sie dar. Als ein weiterer Teil der COLLAPS-Messapparatur lassen sich mit ihr Größen wie der Kern g -Faktor und dadurch das magnetische Dipolmoment von Kernen mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} bestimmen [Bor05]. Weiterhin lässt sich der Kernspin direkt bestimmen, auch für Isotope, deren Halbwertszeit $\tau \lesssim 1$ s ist, wie z.B. für ^{29}Mg und ^{31}Mg [Kow08], und deren Ausbeute für eine optische Spektroskopie zu niedrig ist. Der zur β -NMR verwendete Aufbau kann in Abbildung 2.2 eingesehen werden. Die je nach Element zu untersuchenden Ionen bzw. Atome werden dem Laserstrahl kollinear überlagert und dabei polarisiert. Dies erreicht man durch optisches Pumpen innerhalb eines schwachen Magnetfelds, welches zur Abschirmung von externen Magnetfeldern dient. Abbildung 2.4 (a) zeigt die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands $3s^2S_{1/2}$ sowie die des ersten angeregten Zustands $3p^2P_{3/2}$ von ^{33}Mg . Die Hyperfeinzustände mit der Quantenzahl F spalten in magnetische Unterzustände, sogenannte Zeeman-Niveaus der Quantenzahl m_F auf, die ohne externes Magnetfeld zunächst entartet sind (siehe Abb. 2.4 (b)). Strahlt man zirkular polarisiertes Laserlicht σ^- mit der Frequenz des Übergangs vom Grundzustand $3s^2S_{1/2}$ in den ersten angeregten Zustand $3p^2P_{3/2}$ ein, so induziert man Übergänge durch die Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$ und $\Delta m_F = -1$. Obwohl der anschließende Zerfall zurück in den Grundzustand isotrop mit $\Delta m = -1, 0, 1$ ist, pumpt man nahezu alle Elektronen durch mehrfache Wechselwirkung des Ions oder Atoms mit dem Laser in den magnetischen Unterzustand mit der niedrigsten Quantenzahl, für dieses Beispiel $m_F = -3$.

Dadurch hat man eine Vorzugsrichtung des Gesamtdrehimpuls F erreicht, der wiederum vom Spin des Kerns I und dem der Elektronen J abhängt. Das bedeutet, dass man eine atomare Polarisation des Gesamtspins erreicht hat. Anschließend werden die Ionen in einen Kristall implantiert, der sich in einem starken Magnetfeld befindet. Im Übergang zum hohen Magnetfeld wird die atomare Orientierung, hervorgerufen durch das optische Pumpen, auf den Kern übertragen. Dies wird durch den Prozess der Entkopplung des Kern-

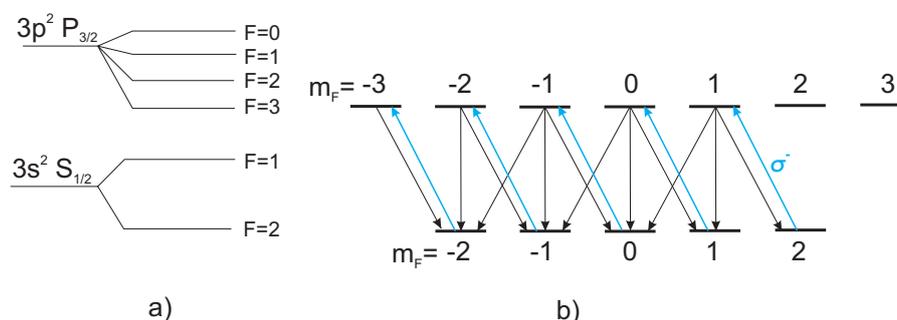


Abbildung 2.4: a) Hyperfeinstruktur von ^{33}Mg ; b) Optisches Pumpen mit zirkular-polarisiertem Licht (blau) von entarteten Zeeman-Unterkomponenten der Hyperfeinaufspaltung zur Erzeugung einer atomaren Polarisation.

spins mit dem Elektronenspin in starken Magnetfeldern beschrieben [Ott98]. Aufgrund des polarisierten Kerns beobachtet man beim anschließenden β -Zerfall eine Anisotropie, d.h. die β -Teilchen haben eine bestimmte Vorzugsrichtung bei der Emission. Die emittierten β -Teilchen werden von vier 180° gegenüberliegend aufgebauten Szintillationsdetektoren gemessen (siehe Abb. 2.2), woraus die Asymmetrie des Zerfalls verfolgt werden kann. Mit dieser Methode können Hyperfeinstrukturspektren von Ionen über die Änderung des experimentellen Asymmetrieparameters A als Funktion der optischen Anregungsfrequenz $\delta\nu$ beobachtet werden.

Aus der Abbildung 2.5 lässt sich der wichtige Schluss ziehen, dass die Laserfrequenz nicht mehr als ein Bruchteil der Linienbreite der Übergänge driften sollte. Driftet während des Frequenzscans die Laserfrequenz jedoch mehr, so werden die Halbwertsbreiten der einzelnen Übergänge größer, wodurch eine Bestimmung von elektrischen Quadrupolmomenten und magnetischen Dipolmomenten ungenauer wird.

Wie groß die Messzeiten mit dieser Methode werden können, soll im Folgenden anhand einer Beispielrechnung mit typischen experimentellen Werten präsentiert werden. Dazu werden folgende Größen definiert:

1. Gesamtanzahl der detektierten β -Teilchen: N ,
2. Anzahl der Teilchen pro Kanal für Detektor 1 und 2: N_1, N_2 ,
3. experimenteller Asymmetrieparameter $A = \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1}$ [Yor07],
4. Der Asymmetrieparameter A_β , welcher eine zustandsabhängige Größe zwischen den am β -Zerfall beteiligten Zuständen ist [Sto86],

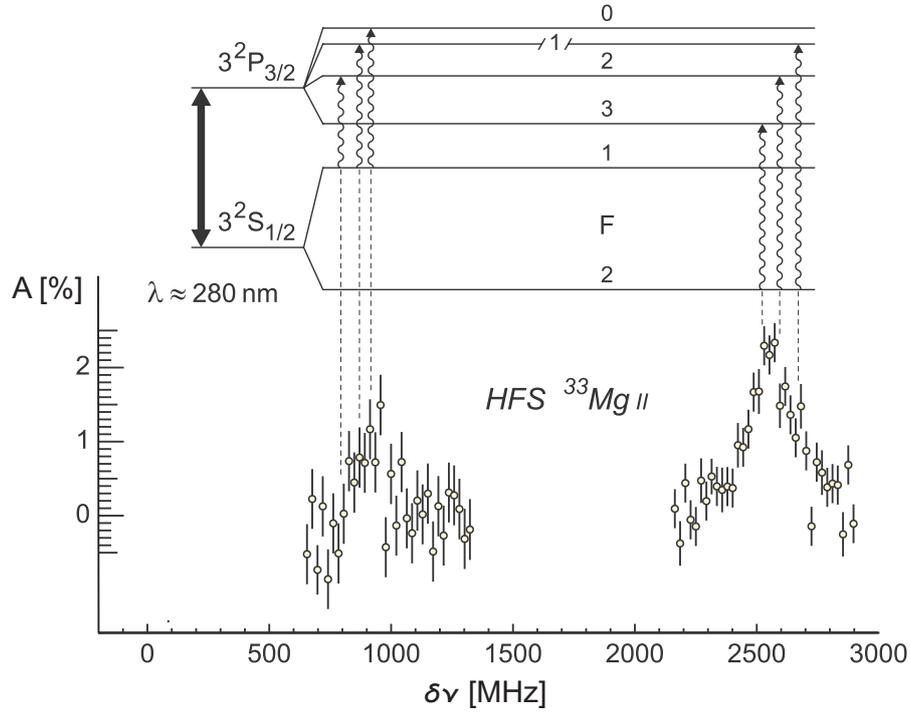


Abbildung 2.5: Spektrum der Hyperfeinstruktur von ^{33}Mg ; aufgetragen ist der experimentelle Asymmetrieparameter A gegen die optische Anregungsfrequenz $\delta\nu$ [Yor07]; anhand des Termschemas sollten sechs Übergänge im Spektrum ersichtlich werden; diese Messung wurde ohne Frequenzstabilisierung durchgeführt; eine Stabilisierung sollte bei zukünftigen Messungen von Mg [Bla08] zu einer verbesserten Auflösung beitragen.

5. Kernpolarisationsparameter P .

Mit der Beziehung

$$N_1 = N(1 - PA_\beta), \quad (2.14)$$

$$N_2 = N(1 + PA_\beta) \quad (2.15)$$

ergibt sich $A = PA_\beta$.

Für den Fehler des Asymmetrieparameters A ergibt sich nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung und $\Delta N_{1,2} = \sqrt{N_{1,2}}$

$$\sigma A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial N_1} \Delta N_1\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N_2} \Delta N_2\right)^2}. \quad (2.16)$$

Setzt man die Definitionen für N_1 und N_2 ein, so erhält man

$$\sigma A = \frac{1}{\sqrt{2N}}. \quad (2.17)$$

Geht man von einem Signal zu Rauschverhältnis von $\frac{S}{N} \geq 5$ aus, so entspricht das Signal in diesem Fall A und das Rauschen σA_β . Aufgelöst nach N ergibt dies

$$N \geq \frac{25}{2 \cdot P^2 \cdot A_\beta^2}. \quad (2.18)$$

Mit typischen Werten einer Polarisation P von 20% und einer Asymmetrie A_β von 10% ergibt sich $N > 31250$, d.h. man muss mit diesen Werten circa $3 \cdot 10^4$ β -Teilchen pro Kanal detektieren.

Da mit der Anordnung der Detektoren nur ein zehntel aller β -Teilchen detektiert wird, benötigt es eine Anzahl an implantierten Ionen von $3 \cdot 10^5$.

Die Ausbeute bei ^{33}Mg liegt bei $\approx 10^4$ Ionen pro Protonenpuls auf das Target, d.h. man benötigt 30 Scans, um entsprechend viele Ereignisse zu akkumulieren. Bei einem zeitlichen Abstand der Datenaufnahme von vier Sekunden dauert es bei 100 Messkanälen

$$30 \cdot 100 \cdot 4s = 12000s, \quad (2.19)$$

oder ca. 3,5 Stunden, um ein vollständiges Spektrum aufzunehmen. Bei diesem Wert für die Messdauer liegt es auf der Hand, dass man eine Langzeitstabilisierung für die Laserfrequenz benötigt. Drifts von einigen MHz würden in dieser Art der Messung die Auflösung vermindern und g-Faktor Bestimmungen nicht mehr möglich machen.

Eine weitere fundamentale Größe, welche bei COLLAPS bestimmt werden kann, ist die **Isotopieverschiebung**. Diese gibt die Frequenzänderung $\nu^{A,A'} = \nu^{A'} - \nu^A$ von atomaren Übergängen zwischen Isotop A der Masse M_A und Isotop A' der Masse $M_{A'}$ eines Elementes an [Kin84]. Je nach Element kann sie im Bereich von einigen 10 MHz liegen. Die Formel für die Isotopieverschiebung

$$\delta\nu^{A,A'} = \delta\nu_{MS}^{A,A'} + \delta\nu_{FS}^{A,A'} \quad (2.20)$$

teilt sich auf in einen Anteil des Masseneffekts $\delta\nu_{MS}$ (engl. *Mass Shift*), sowie in einen Anteil der Feldverschiebung $\delta\nu_{FS}$ (engl. *Field Shift*). Nach [Fri95] lässt sich (2.20) auch darstellen als

$$\delta\nu_i^{A,A'} = K_i \frac{m_A - m_{A'}}{m_A m_{A'}} + F_i \delta\langle r^2 \rangle^{A,A'}. \quad (2.21)$$

Hierbei ist K_i der Masseneffekt-Koeffizient, $m_{A,A'}$ die auf die atomare Masseneinheit u normierte Größe ($m_{A,A'} = \frac{M_{A,A'}}{u}$), F_i der elektronische Faktor und $\delta\langle r^2 \rangle^{A,A'}$ der mittlere quadratische Kernladungsradius. Über den Verlauf der Isotopieverschiebung innerhalb einer Isotopenreihe können damit Aussagen auf die Änderung des Kernladungsradius getroffen und damit wichtige theoretische Kernmodelle getestet werden [Bla08].

Bei Kernen mit einer kleinen Ordnungszahl Z geht der größte Beitrag vom Masseneffekt aus. Der Beitrag der Feldverschiebung ist damit so gering, dass man für die Messung eine hohe Genauigkeit benötigt. Die entscheidenden Faktoren bei dieser Genauigkeit sind die präzise Kenntnis der Beschleunigungsspannung der in der Ionenquelle erzeugten Ionen und eine konstante Laserfrequenz über die Messdauer. Mit einer Laserstabilisierung und der präzisen Kenntnis der Spannung lassen sich systematische Fehler bei der Bestimmung der Isotopieverschiebung unter 1 MHz halten [Bla05]. Ein typisches Spektrum, in welchem die Isotopieverschiebung für verschiedene Isotope ersichtlich wird, zeigt Abb. 2.6. Um Isotopieverschiebungen zwischen Isotopen

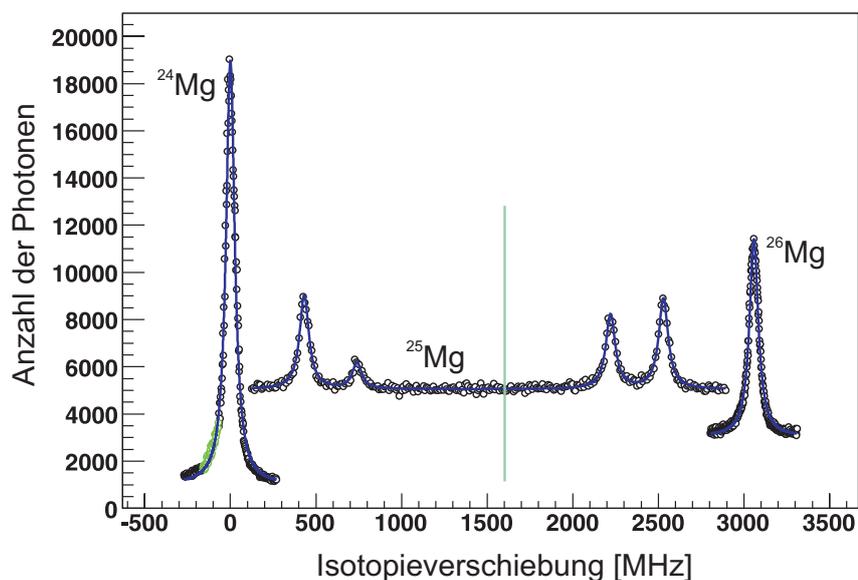


Abbildung 2.6: Isotopieverschiebung zwischen den Isotopen $^{24,25,26}\text{Mg}$; die Messung erfolgte über die Fluoreszenzspektroskopie [Kow06]. Das Zentrum des Spektrums von ^{25}Mg wird durch die bei $\sim 1,6$ GHz eingezeichnete Linie dargestellt.

zu bestimmen, werden die Spektren relativ zum Spektrum des Referenziso-

tops der Reihe aufgenommen und dazu verglichen. In Abbildung 2.6 stellt ^{24}Mg das Referenzisotop dar. Die Spektren von ^{25}Mg und ^{26}Mg wurden nacheinander aufgenommen. ^{25}Mg besitzt einen Kernspin $I \neq 0$. Daraus resultiert ein Hyperfeinstrukturspektrum mit mehreren Übergängen. Für die Zuordnung der Isotopieverschiebung bestimmt man das Zentrum des Spektrums. Dieses stellt die in Abb. 2.6 bei $\sim 1,6$ GHz eingezeichnete Linie dar. Während der Messzeit der einzelnen Spektren sollte die Laserfrequenz nicht driften, da sich andernfalls die Position des Spektrums verschiebt, und damit der Wert für die Isotopieverschiebung verfälscht wird. Je nach Isotop ist die Ausbeute bei der Produktion so gering, dass Messungen über mehrere Stunden stattfinden.

Die Stabilisierung der Laserfrequenz betrifft die zur Spektroskopie zum Einsatz kommenden Lasersysteme. Je nachdem wie groß die Wellenlänge des atomaren Übergangs ist, benutzt man entweder den Farbstofflaser 699-21 oder den Festkörperlaser Ti:Sa (Titan-Saphir) 899-21 von Coherent. Zusammenfassend lassen sich nun die wichtigsten Anforderungen an die Frequenzstabilisierung stellen:

Aufgrund langer Messzeiten wird eine Langzeit - Laserfrequenzstabilisierung benötigt. Die Beispielrechnungen zeigen, dass Schwankungen der Frequenz über mehrere Stunden aktiv nachreguliert werden müssen. Der dabei zugelassene Schwankungsbereich der Frequenz wird je nach Radionuklid durch die Art der Messung und die Größe der Linienbreite des atomaren Übergangs vorgegeben. Wünschenswerte Drifts sollten in einem Zeitraum von 8 Stunden nicht größer als 10% der Linienbreite, d.h. nicht größer als circa 3-4 MHz sein.

Kapitel 3

Theoretische und experimentelle Grundlagen

Das nachstehende Kapitel befasst sich mit den wichtigsten Elementen, die zum Test und zum Aufbau einer Frequenzstabilisierung der zur Spektroskopie benutzten Lasersysteme dienen. Dazu wird zunächst durch den Frequenzkamm ein hochmodernes Messverfahren vorgestellt, um Schwankungen von Laserfrequenzen bis in den Bereich von mHz sichtbar werden zu lassen. Somit fungiert der Frequenzkamm als Testverfahren, um eine effiziente Frequenzstabilisierung sichtbar werden zu lassen. Der zweite Teil des Kapitels widmet sich dem Aufbau eines Messresonators, genannt Fabry-Perot-Interferometer. Dieses dient als Überträger der Langzeitstabilität der Helium-Neon-Laserfrequenz hin zu dem Laser, dessen Frequenz stabilisiert werden soll. Es bildet demnach in Verbindung mit der Elektronik das Herzstück der Stabilisierung.

3.1 Der Frequenzkamm

Die nachfolgende Diskussion und Beschreibung eines Frequenzkamms basiert im Wesentlichen auf [Ude02] und [Not07]. Frequenzkämme haben die Messungen von Frequenzen im optischen Bereich revolutioniert und erlauben eine Vielzahl von Anwendungen in der Metrologie. Sie nutzen die heutzutage hochgenaue Bestimmung von Radiofrequenzen aus, um diese über eine Vergleichsmessung zu optischen Frequenzen zu übertragen. Solche exakten Radiofrequenzen, die von einer GPS-korrigierten Atomuhr stammen, haben eine relative Langzeitgenauigkeit von $2 \cdot 10^{-12}$ mit einer Allan-Varianz für $t = 1\text{s}$ von $2 \cdot 10^{-11}$ [Sta05], weshalb man Frequenzkämme hervorragend als absolute Frequenzreferenz für Langzeitmessungen von Laserfrequenzstabilitäten benutzen kann. Dies wurde in der vorliegenden Arbeit zur Überprüfung des

entwickelten Laserstabilisierungssystem an COLLAPS ausgenutzt. Die Genauigkeit des Frequenzkamms lässt jede Art von Drift in der Frequenz des Farbstofflasers ersichtlich werden und erlaubt eine Aussage über die Qualität der Stabilisierungsmethode. Der folgende Abschnitt behandelt die allgemeinen Grundlagen des Frequenzkamms. In Abschnitt 3.1.2 wird dann auf den im Experiment eingesetzten Frequenzkamm näher eingegangen.

3.1.1 Pulse von modengelockten Lasern

Das Funktionsprinzip eines Frequenzkamms setzt als Basis die Erzeugung von sehr kurzen Femtosekunden-Pulsen eines modengelockten Lasers voraus. Dazu betrachtet man zunächst den einfachsten Fall eines frei umlaufenden Pulses in einem Laserresonator der Länge L . Zwei dieser Pulse sind in Abb. 3.1 dargestellt. Der Laserresonator emittiert stets einen Puls wenn die volle Resonatorlänge durchlaufen wird, d.h. man erhält Pulse im zeitlichen Abstand von $\tau = \frac{L}{v_g}$, wobei v_g die Gruppengeschwindigkeit des Pulses ist, der eine Trägerfrequenz von ν_c besitzt. Die Gruppengeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit mit der die Einhüllende fortläuft.

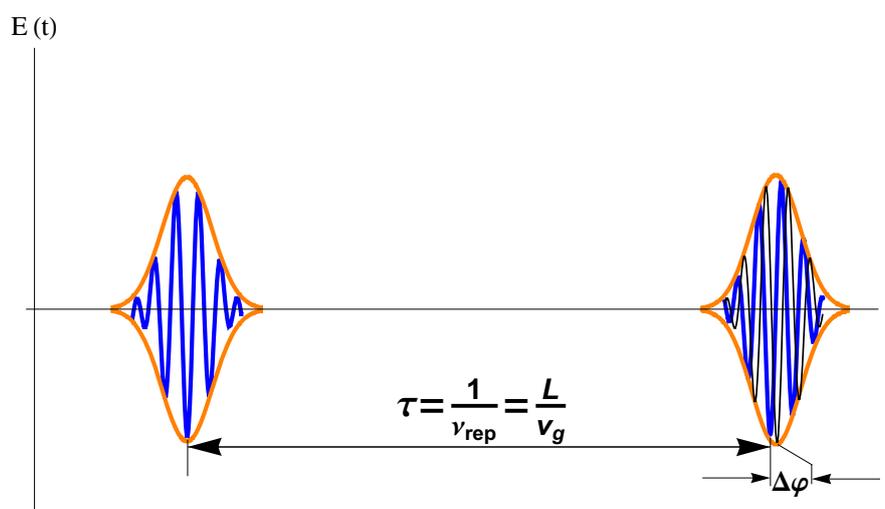


Abbildung 3.1: Pulse eines modengelockten Lasers in der Zeitdarstellung, erzeugt aus dem Realteil von Gleichung 3.3: Die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen der Einhüllenden (orange) und der Trägerfrequenz (blau) entsteht durch Dispersion.

Aufgrund der Dispersion im optischen Resonator sind die Gruppengeschwindigkeit v_g und die Phasengeschwindigkeit v_p nicht gleich, wobei die Phasenge-

schwindigkeit die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Nulldurchgangs vom elektrischen Feld ist. Dieser Unterschied in den Geschwindigkeiten führt zu einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen. Wie aus Abb. 3.1 ersichtlich wird, ist der zeitliche Abstand zweier Pulse durch die sogenannte Repetitionsrate ν_{rep} definiert.

Folgende Herleitung der Kammodenfrequenz ν beruht auf [Cun01]:

$$\Delta\varphi = \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p} \right) 2\pi\nu_c L \text{ mod } 2\pi. \quad (3.1)$$

Um diese Phasenverschiebung im Frequenzspektrum zu bestimmen, betrachtet man sich zunächst das elektrische Feld eines einzelnen Pulses

$$E_1(t) = \hat{E}(t)e^{i(2\pi\nu_c t)}. \quad (3.2)$$

$\hat{E}(t)$ ist hierbei die Einhüllende des elektrischen Feldes, während der Exponentialterm die Oszillation der Trägerfrequenz darstellt. Damit lässt sich nun das elektrische Feld eines Pulszuges mit n Pulsen beschreiben durch

$$\begin{aligned} E(t) &= \sum_n \hat{E}(t - n\tau) e^{i(2\pi\nu_c t - n2\pi\nu_c \tau + n\Delta\varphi)} \\ &= \sum_n \hat{E}(t - n\tau) e^{i(2\pi\nu_c t + n(\Delta\varphi - 2\pi\nu_c \tau))}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Ausgehend von dieser Darstellung des Pulszuges erfolgt eine Fouriertransformation in den Frequenzraum:

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\omega) &= \int \sum_n \hat{E}(t - n\tau) e^{i(2\pi\nu_c t + n(\Delta\varphi - 2\pi\nu_c \tau))} e^{-i2\pi\nu t} dt \\ &= \sum_n e^{i[n(\Delta\varphi - 2\pi\nu_c \tau)]} \int \hat{E}(t - n\tau) e^{-i[(2\pi\nu - 2\pi\nu_c)t]} dt. \end{aligned}$$

Setzt man

$$\tilde{\hat{E}}(\omega) = \int \hat{E}(t) e^{-i\omega t} dt$$

und benutzt die allgemeine Integralbeziehung

$$\int f(x - a) e^{-i\alpha x} dx = e^{-i\alpha a} \int f(x) e^{-i\alpha x} dx,$$

so resultiert

$$\begin{aligned}\tilde{E}(\omega) &= \sum_n e^{i[n(\Delta\varphi - 2\pi\nu_c\tau)]} e^{-in(2\pi\nu - 2\pi\nu_c)\tau} \tilde{E}(\omega - \omega_c) \\ &= \sum_n e^{i(n\Delta\varphi - n2\pi\nu\tau)} \tilde{E}(\omega - \omega_c).\end{aligned}\quad (3.4)$$

Die Funktion (3.4) liefert nur Beiträge ungleich 0, wenn sich die Summe im Exponentialterm kohärent addiert. Dies bedeutet, dass die Phasenbeziehung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist:

$$\Delta\varphi - \omega\tau = 2m\pi. \quad (3.5)$$

Dies kann umgeschrieben werden zu

$$\nu = \nu_m = \frac{\Delta\varphi}{2\pi\tau} - \frac{m}{\tau} \quad (3.6)$$

$$= \nu_{CEO} + m\nu_{rep}. \quad (3.7)$$

Hierbei bezeichnen $\nu_{rep} = \frac{1}{\tau}$ die Repetitionsrate, m die ganzzahlige Modenummer und ν_{CEO} die sogenannte Phasenschlupffrequenz (engl. Carrier Envelope Offset, CEO), die je nach Vorzeichen von $\Delta\varphi$ positiv oder negativ sein kann. Hat man Kenntnis über diese drei Größen, so kann man daraus die exakte Frequenz der Mode angeben. Der Übergang in den Frequenzraum ist graphisch anhand von Abb. 3.2 gezeigt. Aufgrund der Vielzahl von äquidistanten, scharfen Frequenzbeiträgen spricht man im Allgemeinen von einem „Frequenzkamm“ [Ude99].

In Abb. 3.2 ist die Breite des Frequenzspektrums mit $\Delta\nu$ angegeben, welche die direkte Verbindung zur Pulsdauer T im Zeitraum bildet

$$T = \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (3.8)$$

Dies bedeutet, je kürzer die Pulse sind, umso größer ist das Frequenzspektrum, d.h. dass ein breites Verstärkungsmedium benötigt wird, um kurze Pulse zu erzeugen.

Der Grund für eine möglichst große Bandbreite im Frequenzspektrum besteht darin, ein großes Intervall von unbekanntem Frequenzen mit dem Frequenzkamm abzudecken. Um das Spektrum noch weiter über das in Abb. 3.2 gezeigte Spektrum zu verbreitern, nutzt man eine externe Selbstphasenmodulation. Diese erreicht man in einem Medium mit einem nichtlinearen Brechungsindex, bei der neue Frequenzen durch Wellenmischen zwischen einzelnen Kammmoden generiert werden. Im Aufbau des Frequenzkamms wird dazu üblicherweise eine mikrostrukturierte Glasfaser benutzt, die einen von Luftkanälen umhüllten Quarzkern besitzt (siehe Abb. 3.3). Der genaue Ablauf der Verbreiterung kann in [Ude02] nachgelesen werden.

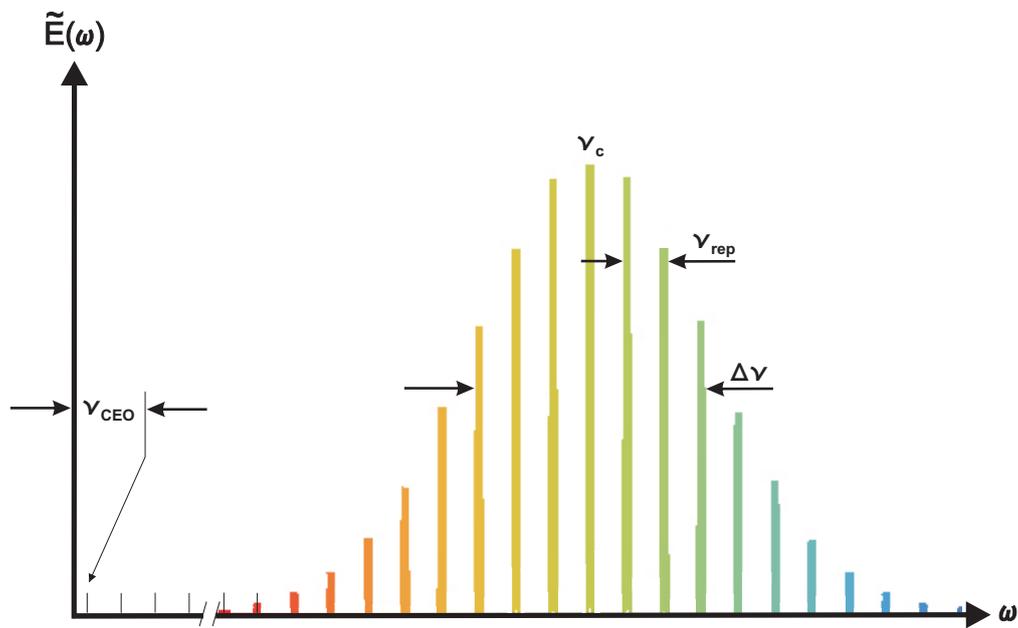


Abbildung 3.2: Laserpulse in der Zeitdarstellung erzeugen nach der Fouriertransformation von Gleichung (3.3) die Kammmoden des gesamten optischen Spektrums im Abstand von ν_{rep} .

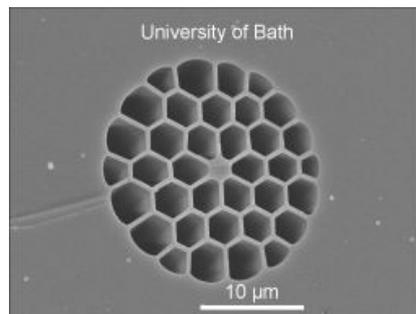


Abbildung 3.3: Elektronenmikroskopaufnahme einer mikrostrukturierten Glasfaser zur Frequenzverbreiterung.

3.1.2 Der Frequenzkamm FC1500

Zur genauen Bestimmung der Langzeitstabilität der in dieser Arbeit verwendeten und stabilisierten Laser wurde der Frequenzkamm FC1500 von Menlo Systems eingesetzt [Men05].

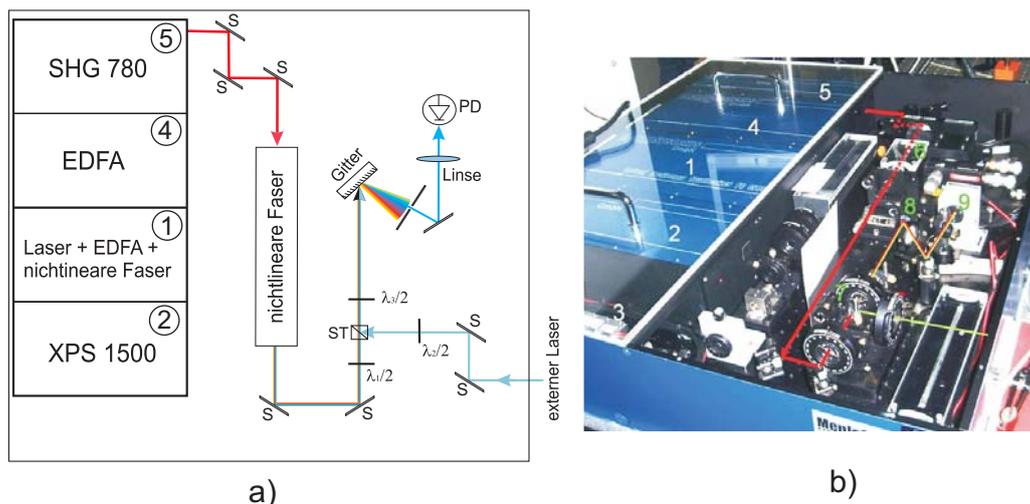


Abbildung 3.4: a) Schema des Frequenzkamms FC1500 der Firma Menlo Systems. b) Bild des Frequenzkamms mit eingezeichnetem Strahlenverlauf. Zur weiteren Erläuterung der einzelnen Komponenten siehe Text.

Abb. 3.4 (a) und (b) zeigen den Aufbau des Frequenzkamms. Die mit (1) gekennzeichnete Box beinhaltet einen Laserresonator mit einem Erbium-dotierten Faserverstärker (engl. *Erbium-Doped-Fiber-Amplifier*, EDFA). Beide Elemente werden von separaten Laserdioden gepumpt. Der Faserverstärker nimmt einen Teilstrahl aus dem Resonator, welcher über eine nicht-lineare Faser frequenzverbreitert wird. Er gelangt zur Box (2) (XPS 1500), in der die Phasenschlupffrequenz detektiert wird. Der Hauptstrahl gelangt in Box (4) zu einer erneuten Verstärkung. Er wird anschließend in die Box (5) (SHG 780) geschickt, in welcher die Pulse durch einen Kristall frequenzverdoppelt werden. Danach gelangt das Licht über Spiegel (S) zu einer nichtlinearen Faser zur Frequenzverbreiterung. Dies findet in Abb. 3.4 (b) an Punkt (6) statt. Nach der Verbreiterung läuft das Licht über eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte zu einem Polarisationsstrahlteiler (ST). Dort wird das Licht mit dem externen Laser überlagert und zu einem Gitter geschickt, Punkt (8). In Fall der Stabilitätsmessung ist der externe Laser der Farbstofflaser 699-21 von Coherent. Das Gitter spaltet das vom Kamm gelieferte Spektrum auf. Der Anteil des Spek-

trums, der ähnlich der Frequenz des externen Lasers ist, wird zusammen mit dem externen Laser auf eine Photodiode gelenkt. An dieser Photodiode wird das Schwebungssignal zwischen der Frequenzmode des externen Lasers und der dazu am nächsten gelegenen Kammmode aufgenommen.

Messung der Repetitionsrate

Die Repetitionsrate ν_{rep} wird über eine Photodiode gemessen, welche nach Verstärkung des elektrischen Signals Spannungspulse liefert. Diese Spannungspulse werden hinsichtlich eines Phasenunterschieds mit Spannungspulsen einer hochpräzisen Referenzfrequenz verglichen, in diesem Falle einer Rubidium-Uhr PRS10 von Stanford Research Systems [Sta05]. Die je nach Phasenunterschied resultierende Spannung wird über einen Proportional-Integral-Regler an den Piezokristall eines Resonatorspiegels gegeben, wodurch die Resonatorlänge geändert und damit die Repetitionsrate über $\nu_{rep} = \frac{1}{\tau} = \frac{v_g}{L}$ nachgeregelt wird. Die sehr hohe Genauigkeit der Rubidium-Uhr wird also auf die Repetitionsrate durch den Vergleich der Spannungspulse übertragen.

Messung der Phasenschlupffrequenz

Das Messprinzip der Phasenschlupffrequenz über die Methode der Schwebungssignalmessung ist in Abb. 3.5 gezeigt. Kammmoden des roten Endes mit der Frequenz $m_1\nu_{rep} + \nu_{CEO}$ werden zunächst über einen Frequenzverdoppler zur Frequenz $2(m_1\nu_{rep} + \nu_{CEO})$ erhöht, ehe sie dann mit einer Kammmode aus dem genau 1 Oktave „blauerem“ Teil des Spektrums mit der Frequenz $m_2\nu_{rep} + \nu_{CEO}$ auf einer Photodiode überlagert werden. Man bringt somit das rote mit dem blauen Ende des Spektrums zur Schwebung. Da die Schwebung zwischen vielen Moden zu verschiedenen Schwebungsfrequenzen führt, wird ein Frequenzfilter benutzt. Dieser filtert nur diejenigen Schwebungssignale aus dem Signal der Photodiode, bei denen die Beziehung $2m_1 = m_2$ gilt. Dadurch erhält man die niedrigste aller Schwebungsfrequenzen, die Phasenschlupffrequenz ν_{CEO} . Die Regelung der Phasenschlupffrequenz geschieht über einen Regelkreis, der den Strom der Pumpdioden ansteuert, was zur Folge hat, dass sich $\Delta\varphi$ in Gleichung (3.6) und damit ν_{CEO} ändert.

Messung des Schwebungssignals zur Langzeitstabilisierung

Für die Messung der Langzeitstabilisierung benutzt man den Frequenzkamm in seiner einfachsten Weise. Der Farbstofflaser wird mit dem Strahl des Frequenzkamms am Strahlteiler überlagert und zur Schwebungsfrequenzmessung

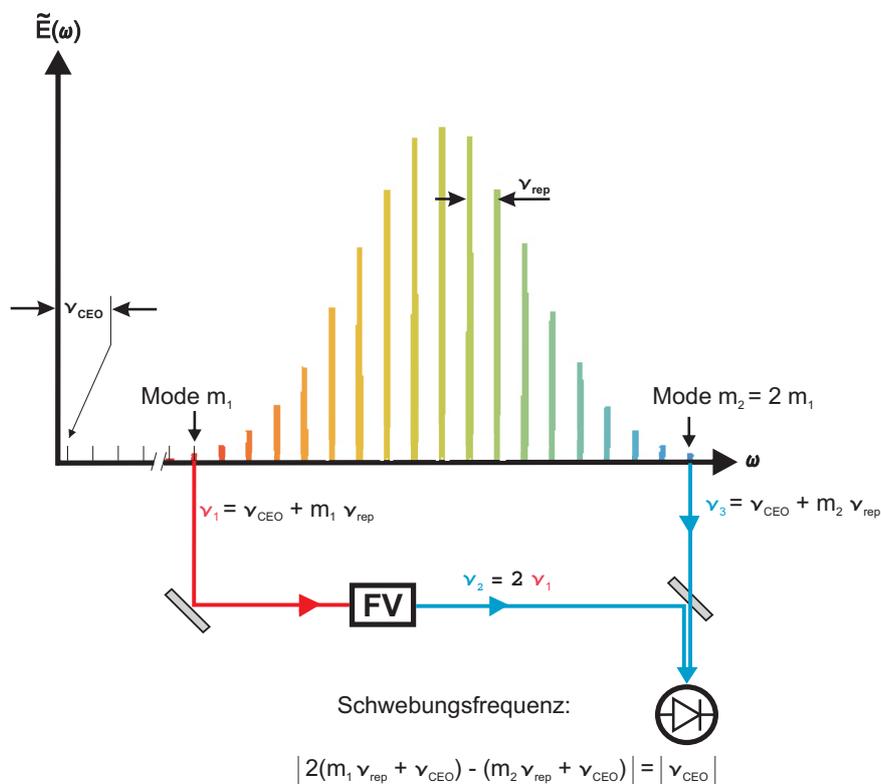


Abbildung 3.5: Rotes Licht vom Kammspektrum wird durch einen Frequenzverdoppler (FV) geschickt, um an einer Photodiode mit blauem Licht der doppelten Modenzahl zur Schwebung gebracht zu werden. Der Differenzanteil des Schwebungssignals liefert die Phasenschlupffrequenz ν_{CEO} .

auf die Photodiode gebracht. Dann wird das Schwebungssignal zwischen der Laserfrequenz des Farbstofflasers und der zur Frequenz am nächsten liegenden Kammmode mit Hilfe eines Spektrumanalysators sichtbar gemacht. Danach kann die Messung zur Untersuchung des Langzeitverhaltens der Frequenz des Farbstofflasers gestartet werden. Dabei nimmt ein elektronischer Zähler (engl. *FXM-Counter*) jede Sekunde das Schwebungssignal auf und digitalisiert dieses.

3.2 Das Fabry-Perot-Interferometer

3.2.1 Theorie zum Fabry-Perot-Interferometer

Das planparallele Fabry-Perot-Interferometer

Das von Charles Fabry und Alfred Perot um 1900 entwickelte Vielstrahlinterferometer ist auch heute noch ein wichtiges Hilfsmittel eines Spektroskops und hat weitreichende Anwendungen. Als Resonator mit einer hohen Auflösung wird es beispielsweise zur Spektroskopie von Spektrallinien benutzt [Hec02]. In der vorliegenden Arbeit stellt das Fabry-Perot-Interferometer (FPI) den wichtigsten Bestandteil der gesamten Stabilisierungseinheit dar. Welche Eigenschaften dabei von Relevanz sind, wird im folgenden Abschnitt nach [Dem08] hergeleitet. Dazu betrachten wir den einfachsten Fall der Vielstrahlinterferenz an zwei planparallelen Platten.

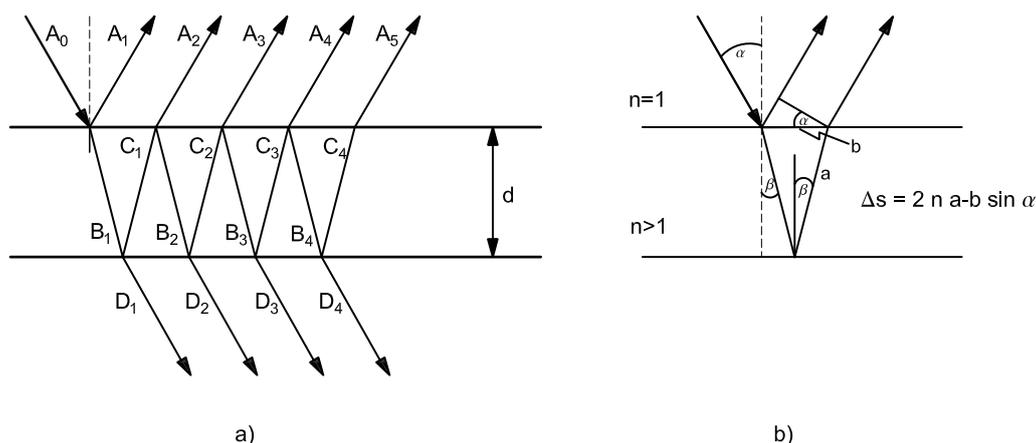


Abbildung 3.6: a) Vielstrahlinterferenz an zwei planparallelen Platten mit teilweise reflektierenden Oberflächen; b) Optischer Gangunterschied zwischen zwei Strahlen, die von den beiden Innenflächen reflektiert werden.

In Abb. 3.6 fällt eine ebene Welle $E_x = A_0 e^{i(\omega t - kx)}$ mit der Frequenz ω , der Wellenzahl k und der Amplitude A_0 in x -Richtung auf eine Grenzfläche ein. Diese stellt den Übergang zwischen einem optisch dünneren Medium mit dem Brechungsindex $n = 1$ und einem optisch dichteren Medium mit dem Brechungsindex $n > 1$ dar. Die Welle wird an einer planparallelen Platte mit zwei teilweise reflektierenden Flächen in einen reflektierenden Anteil $A_R = \sqrt{R} A_i$ sowie in einen transmittierten Anteil $A_T = A_i \sqrt{1 - R}$ aufgespalten. A_i stellt den einfallenden Anteil der Amplitude dar. Die Reflektivität

$R = \frac{I_R}{I_i}$ ist vom Einfallswinkel und der Polarisation des einfallenden Lichts abhängig. I_R ist die reflektierte Intensität und I_i die Intensität der auf die Reflexionsfläche einfallenden Teilwellen. Für die einzelnen Anteile des Lichts in Abb. 3.6 (a) lassen sich unter Vernachlässigung von Absorptionseffekten folgende Gleichungen aufstellen

$$\begin{aligned}
 |A_1| &= \sqrt{R} |A_0|, & |A_2| &= \sqrt{1-R} |C_1| \\
 & & &= (1-R)\sqrt{R} |A_0|, \\
 |B_1| &= \sqrt{1-R} |A_0|, & |B_2| &= R\sqrt{1-R} |A_0|, \\
 |C_1| &= \sqrt{R(1-R)} |A_0|, & |C_2| &= R\sqrt{R(1-R)} |A_0|, \\
 |D_1| &= (1-R) |A_0|, & |D_2| &= R(1-R) |A_0|, \\
 |A_3| &= \sqrt{1-R} |C_2| = R^{\frac{3}{2}}(1-R) |A_0|, \dots
 \end{aligned}$$

Man erhält für die reflektierten und transmittierten Amplituden die allgemeine Beziehung

$$\begin{aligned}
 |A_{i+1}| &= R |A_i|, \quad i \geq 2, \\
 |D_{i+1}| &= R |D_i|, \quad i \geq 1.
 \end{aligned}$$

Um nun die Gesamtamplitude der reflektierten Welle zu bestimmen, muss der Gangunterschied zwischen 2 Teilwellen berücksichtigt werden. Dies lässt sich anhand Abbildung 3.6 (b) ableiten zu

$$\Delta s = \frac{2nd}{\cos\beta} - 2d \tan\beta \sin\alpha. \quad (3.9)$$

Mit $\sin\alpha = n \sin\beta$ ergibt sich

$$\Delta s = 2nd \cos\beta = 2d(n^2 - \sin^2\alpha)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.10)$$

und damit eine Phasendifferenz von

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta s}{\lambda} + \Delta\phi. \quad (3.11)$$

$\Delta\phi$ beschreibt Phasensprünge des Lichts bei Reflexion am optisch dichteren Medium von $\Delta\phi = \pi$. Dadurch wird die Gesamtamplitude zu

$$A = \sum_{m=1}^p A_m e^{i(m-1)\delta} = -A_0 R^{\frac{1}{2}} \left[1 - (1-R) E^{i\delta} \sum_{m=0}^{p-2} R^m e^{im\delta} \right]. \quad (3.12)$$

Unter der Annahme von unendlichen vielen Wellen konvergiert die geometrische Reihe für $p \rightarrow \infty$ gegen

$$A = -A_0 R^{\frac{1}{2}} \frac{1 - e^{i\delta}}{1 - R e^{i\delta}}. \quad (3.13)$$

Mit (3.13) gilt für die Intensität der reflektierten Welle

$$\begin{aligned} I_R = 2c\epsilon_0 A A^* &= I_0 R \frac{2 - 2 \cos \delta}{1 + R^2 - 2 R \cos \delta}, \\ &= I_0 R \frac{4 \sin^2(\frac{\delta}{2})}{(1 - R)^2 + 4 R \sin^2(\frac{\delta}{2})}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Durch analoges Vorgehen erhält man ebenso die Intensität des transmittierten Anteils

$$I_T = I_0 \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4 R \sin^2(\frac{\delta}{2})}. \quad (3.15)$$

Wählt man die Abkürzung $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$, so stellen (3.14) und (3.15) die sogenannten Airy-Formeln dar

$$I_R = I_0 \frac{F \sin^2(\frac{\delta}{2})}{1 + F \sin^2(\frac{\delta}{2})}, \quad I_T = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2(\frac{\delta}{2})}. \quad (3.16)$$

In Abb. 3.7 ist $\frac{I_T}{I_0}$ gegen die Phasendifferenz δ von transmittierten Teilstrahlen aufgetragen. Man erkennt darin Transmissionsmaxima für die Bedingung der konstruktiven Interferenz von transmittierten Teilstrahlen $\delta = 2m\pi$. Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima nennt man den freien Spektralbereich, kurz FSR (engl. *Free Spectral Range*). Diese Transmissionsmaxima sind essentiell für das Prinzip des Stabilisierungsverfahrens, was im nächsten Kapitel erklärt wird. Zuvor sollen spezifische Größen eines Interferometers diskutiert werden.

- Die Halbwertsbreite ϵ gibt die Breite des Transmissionsmaximums an, wenn $\frac{I_T}{I_0}$ auf die Hälfte abgefallen ist.
- Um den freien Spektralbereich in Abhängigkeit vom Abstand der beiden teilverspiegelten Flächen herzuleiten, geht man mit (3.11) von der Beziehung aus

$$\begin{aligned} \delta_1 - \delta_2 &= \frac{2\pi\Delta s}{\lambda_1} - \frac{2\pi\Delta s}{\lambda_2} = 2(m+1)\pi - 2m\pi = 2\pi, \\ &\rightarrow \Delta s \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \approx \lambda^2. \end{aligned}$$

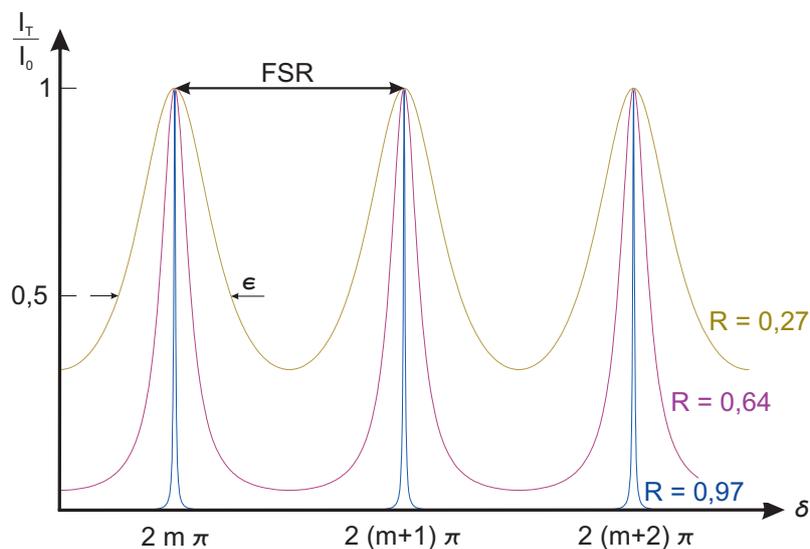


Abbildung 3.7: Transmissionskurven des FPI's bei verschiedenen Werten der Reflektivität R der teilverspiegelten Flächen. Die Maxima treten im ganzzahligen Abstand von 2π auf, was der Bedingung für konstruktive Interferenz zweier Teilwellen entspricht.

Damit kann der freien Spektralbereich $\Delta\nu$ in Abhängigkeit von Plattenabstand d wiedergegeben werden

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta s} \rightarrow \Delta\nu = \frac{c}{\Delta s}.$$

Mit (3.10) und einem senkrechten Einfall des Lichts ($\alpha=0$) gilt

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd}. \quad (3.17)$$

Da dem freien Spektralbereich $\Delta\nu$ Phasenänderungen von 2π entsprechen, lässt sich die Halbwertsbreite ϵ in Frequenzeinheiten ausdrücken

$$\delta\nu = \frac{\epsilon}{2\pi} \Delta\nu. \quad (3.18)$$

Man nennt $\delta\nu$ die Linienbreite des Interferometers.

- Mit ihr lässt sich eine weitere wichtige Eigenschaft eines FPI's, die Finesse \mathcal{F} bestimmen. Sie gibt ein Maß für die miteinander interferierenden Teilstrahlen wieder und drückt dadurch letztlich die Qualität

eines FPI aus. Sie ist gegeben über

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (3.19)$$

\mathcal{F} beschreibt die Reflexionsfinesse, da sie nur von der Reflektivität R der Flächen abhängt und Effekte wie Oberflächenungenauigkeiten und Dejustage der Spiegelflächen sowie Beugungseffekte des einlaufenden Lichts an den Grenzflächen vernachlässigt werden. Diese Effekte tragen mit der Reflexionsfinesse zur Gesamtfinesse eines FPI's bei.

Das konfokale Fabry-Perot-Interferometer

Um mit planparallelen Platten eine ausreichend hohe Finesse zu erreichen, bedarf es beim Ausrichten der Platten hin zur Parallelität einen entsprechend großen Aufwand. Eine Verkipfung resultiert in einer größeren Abweichung des Strahlenverlaufs als bei gekrümmten Oberflächen. Dies ist der wesentliche Grund dafür, warum die Entwicklung eines konfokalen FPI's im Rahmen dieser Arbeit bevorzugt wird. Der Aufbau kann der Schnittzeichnung in Abb. 3.8 sowie dem Bild in Abb. 3.9 entnommen werden.

Die einzelnen Komponenten werden im folgenden Abschnitt diskutiert. An dieser Stelle sollen die wesentlichen Unterschiede zum planparallelen FPI hervorgehoben werden.

Im Gegensatz zum planparallelen FPI hat man bei einem konfokalen FPI gekrümmte Spiegelflächen, welche weniger kritisch auszurichten sind als parallele. Der Krümmungsradius r wurde so gewählt, dass er dem Abstand d der beiden Spiegel entspricht. Damit gelangt man mit $r = -5$ cm für plan-konkave Spiegel auf eine Brennweite der Spiegel von [Hec02]

$$f = -\frac{r}{2} = 2,5 \text{ cm}. \quad (3.20)$$

Gemäß dem theoretischen Strahlenverlauf schneiden sich also alle Strahlen im Mittelpunkt der Brennebene bei $\frac{d}{2}$. Dem Strahlenverlauf aus Abb. 3.8 entnimmt man, dass der optische Wegunterschied zwischen zwei interferierenden Strahlen $\Delta s = 4d$ ist. Dadurch ändert sich der freie Spektralbereich aus (3.17) zum freien Spektralbereich des konfokalen FPI's

$$\Delta\nu = \frac{c}{4d} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{4 \cdot 0,05\text{m}} = 1,5 \text{ GHz} \quad (3.21)$$

unter Vernachlässigung von sphärischer Aberration des unter einem Winkel eintreffenden Lichts auf die Spiegel. Zur Gesamtfinesse des konfokalen FPI's

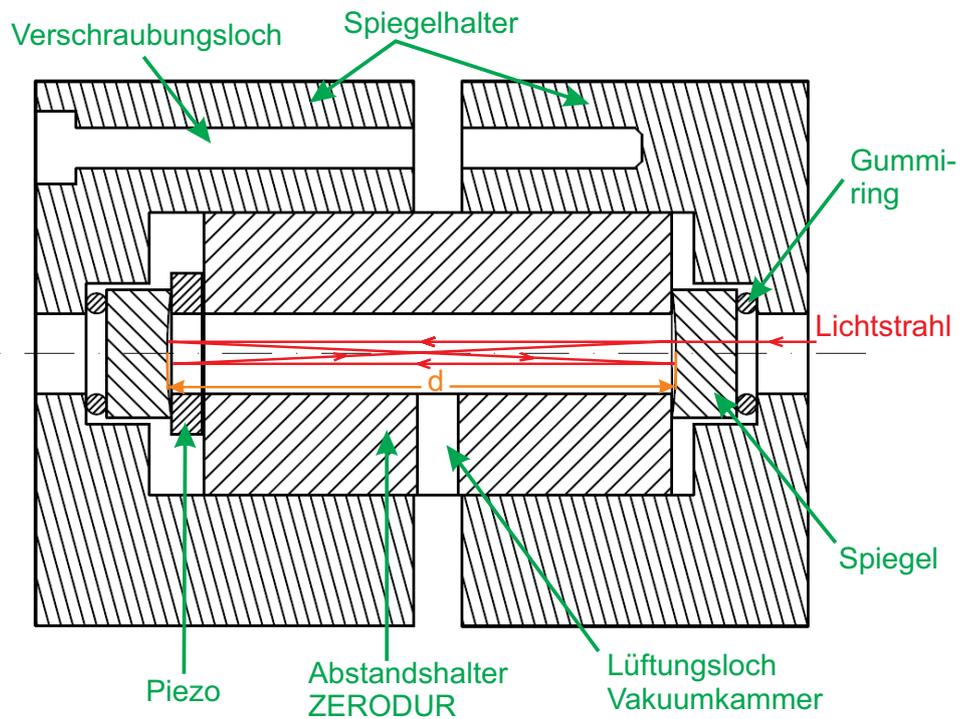


Abbildung 3.8: Schnittzeichnung durch das FPI mit konfokalem Strahlenverlauf.

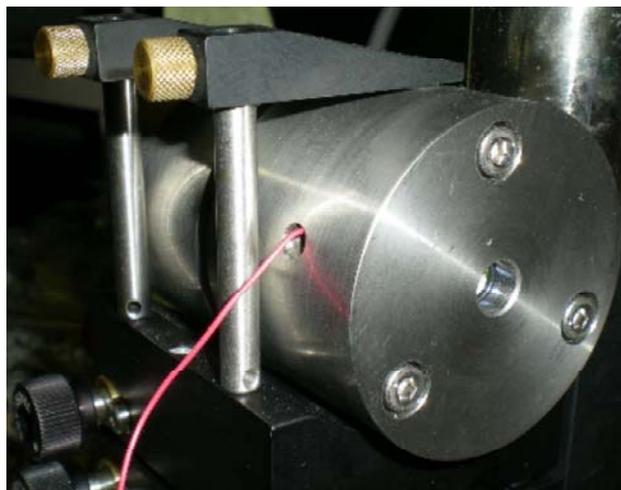


Abbildung 3.9: Bild des aufgebauten Fabry-Perot-Interferometers mit einem freien Spektralbereich von 1,5 GHz.

trägt im wesentlichen die Reflexionsfinesse bei, da sich sphärische Spiegel genauer schleifen und einfacher justieren lassen. Für die Berechnung der Finesse wird deshalb die Gleichung (3.19) benutzt.

3.2.2 Die Komponenten des Fabry-Perot-Interferometers

Die Spiegel

Die Laserspektroskopie bei COLLAPS setzt durch die Vielzahl der zu untersuchenden Elemente ein großes Spektrum an Fundamentalwellenlängen der benutzten Lasersysteme voraus. Ein Frequenzstabilisierungssystem sollte daher möglichst für den gesamten Wellenlängenbereich anwendbar sein. Aufgrund der Tatsache, dass Spiegel kommerzieller FPI's Spektralbereiche von circa 150 - 200 nm aufweisen [Tho07a], entscheidet man sich dazu die dielektrische Spiegelbeschichtung für einen gewünschten Wellenlängenbereich anfertigen zu lassen. Dies wird besonders für den Wellenlängenbereich wichtig, bei dem eine Frequenzstabilisierung mit einer Gaszelle (Iod bzw. Tellur) nicht benutzt werden kann, da nur wenige oder keine atomaren Übergänge vorhanden sind, welche zum Stabilisierungsverfahren benötigt werden. Im Stabilisierungsverfahren soll unter anderem ein Helium-Neon-Laser (HeNe) verwendet werden. Die Anforderung an die Spiegelbeschichtung ist sowohl eine hohe Reflektivität der Spiegel für die HeNe-Wellenlänge ($\lambda = 633$ nm) als auch für verschiedene spektroskopiespezifische Fundamentalwellenlängen aufzuweisen. Als obere Grenze hoher Reflektivität dient die zur Gallium-Spektroskopie [Bil07] benötigte Wellenlänge von $\lambda = 834$ nm. Durch den Wunsch ein konfokales FPI aufzubauen, wurden folgende Spezifikationen an die Firma Laseroptik GmbH gestellt:

- Plankonkavsubstrate aus dem universellen Glas BK7:
 - Durchmesser $\phi = 12,7$ mm.
 - Länge $l = 6,35$ mm.
 - Krümmungsradius $r = -50$ mm.
- Die Beschichtung an die Spiegel wird folgendermaßen vorgegeben:
 - Reflexionsschicht der Spiegelinnenseite mit einer Reflexion von $R > 95\%$ bei 633 und 834 nm.
 - Antireflexionsschicht der Spiegelaußenseite mit $R < 0,5\%$ bei 633 und 834 nm.
 - Alle Werte gelten für einen Einfall des Lichts auf die Oberflächen von 0° .

Der Verlauf des Reflexionskoeffizienten über den geforderten Wellenlängenbereich geht aus Abb. 3.10 hervor. Abbildung 3.10 zeigt in der oberen Linie den

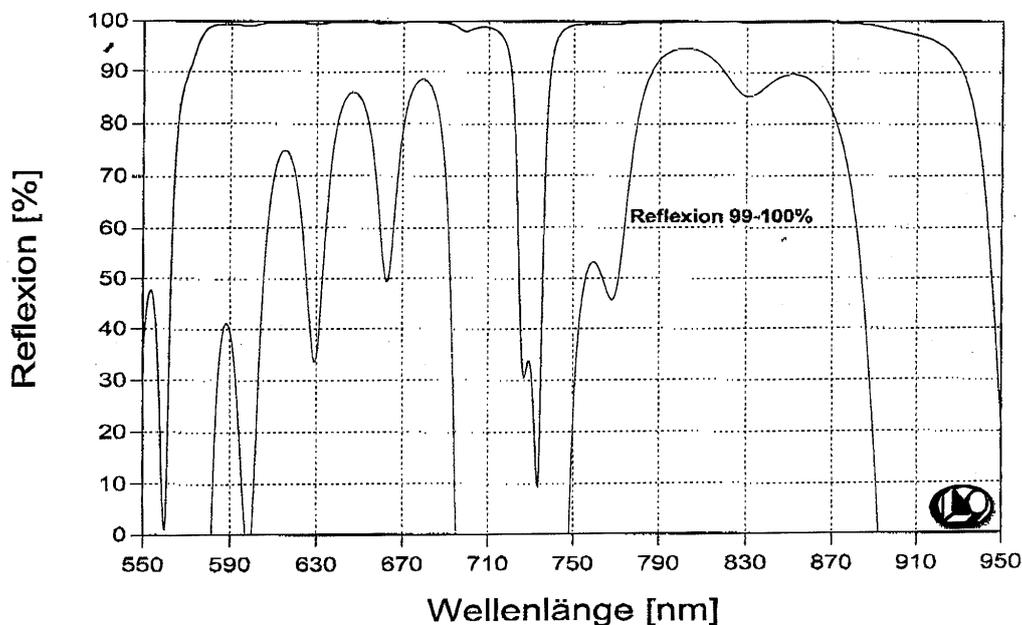


Abbildung 3.10: Verlauf des Reflexionskoeffizienten über den geforderten Wellenlängenbereich [Las08].

Verlauf der Reflexion über einen Bereich von 400 nm. Um die Reflexionswerte genauer zu bestimmen ist eine zweite Linie gezeigt, bei der die Skalierung von 0 bis 100% den Bereich von 99 bis 100% darstellt. Man liest bei der Wellenlänge des HeNe-Lasers von 633 nm eine Reflexion von 99,35%, sowie für 834 nm eine Reflexion von 99,85% ab. Die Ablesegenauigkeit beträgt dabei 0,01%. Daraus lässt sich der theoretische Wert der (Reflexions-)Finesse \mathcal{F} des FPI für beide Wellenlängen zu

$$\mathcal{F}_{633nm} = \frac{\pi \cdot 0,9967}{1 - 0,9935} = 481,7 \quad (3.22)$$

$$\mathcal{F}_{834nm} = \frac{\pi \cdot 0,9992}{1 - 0,9985} = 2092,7 \quad (3.23)$$

bestimmen.

Diese hohen Werte der Finesse werden im Experiment stark verringert durch Dejustage und einer nicht perfekten sphärischen Oberfläche der Spiegel. Ist der Laserstrahl (siehe Abb.3.8) zu den Spiegeln nicht perfekt ausgerichtet, so

tragen Streu- und Beugungsverluste des Lichtes ebenfalls zu einer Verminderung der Finesse bei.

Der Piezo

Die folgenden Daten über den Piezo sind [Pie06] entnommen. Beim Piezo-Chip HPSt 150/15-8/3 der Firma Piezomechanik GmbH handelt es sich um eine Keramikscheibe, die nach dem Piezo-Effekt beim Anlegen einer Spannung seine Ausdehnung ändert. Als Aktor wirkend können für dieses Modell Spannungen im semibipolaren Betrieb von -30 bis 150V angelegt werden, um damit einen maximalen Stellweg von 4 μm zu erreichen. Im unipolaren Betrieb erzeugen Spannungen von 0 bis 150V einen maximalen Stellweg von 3 μm . Das Verhalten kann in Abb. 3.11 nachvollzogen werden.

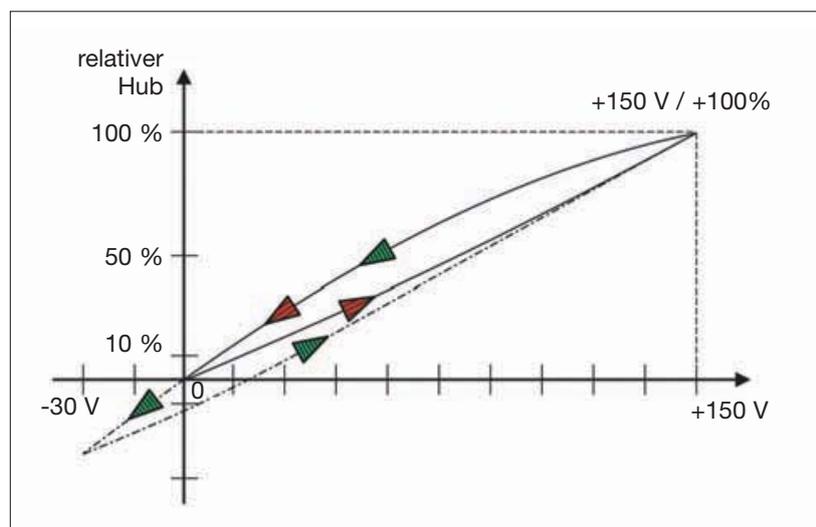


Abb. 30: Weg-Spannungs-Diagramm Piezo-Chips

- ▶ unipolar 0 V/(+)150 V
- ▶ semi-bipolar (-)30 V/(+)150 V

Abbildung 3.11: Dynamik des Piezo beim Durchfahren des gesamtzulässigen Spannungsbereichs. Entnommen aus [Pie06].

Beim Anlegen einer Spannung muss darauf geachtet werden, dass man die Maximalspannung nicht überschreitet bzw. die Minimalspannung nicht unterschreitet. Es besteht sonst die Gefahr, dass man den Piezo irreversibel schädigt bzw. eine Depolarisierung der Keramik hervorruft. Desweiteren verträgt der Piezo eine Blockierkraft von 7000 N. Dies ist ein wichtiges Kriterium, da der Piezo zusammen mit den Spiegel sich in einem verschraubtem

Stahlgehäuse befindet (siehe Abb. 3.8) und dort hohen mechanischen Beanspruchungen ausgesetzt ist.

Der Glas-Keramik-Abstandshalter

Da der Abstand der Spiegel im FPI sich nur durch das Anlegen einer Spannung an den Piezo ändern darf, muss der Spiegelabstandshalter zwischen den beiden Spiegel seine Länge so präzise wie möglich einhalten. Demzufolge muss er von Temperaturänderungen, die Materialien in ihrer Ausdehnung leicht ändern können, unbeeinflusst bleiben. Um diesem Anspruch gerecht zu werden, bedient man sich einer speziellen Glaskeramik namens Zerodur, entwickelt von der Firma Schott [Sch04]. Zerodur hat als sogenanntes Null-Ausdehnungsmaterial einen extrem niedrigen thermischen Ausdehnungskoeffizient von $\alpha = 0 \pm 0,02 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ in einem Temperaturbereich von 0° bis 50°C . Dadurch übernimmt es im FPI die Aufgabe einer passiven Temperaturstabilisierung. Die Firma Hellma Optik fertigte den hier gezeichneten Abstandshalter, dessen genaue Maße im Anhang Abb. A.1 zu sehen sind. Wie in Abb. 3.8 gezeigt, besitzt der Abstandshalter eine Bohrung zum Evakuieren des inneren Volumens, um störende Luftturbulenzen im Strahlengang zwischen den Spiegeln zu vermeiden. Dazu wird das gesamte FPI in eine Vakuumkammer eingebracht und auf $2 \cdot 10^{-3}$ mbar abgepumpt.

3.2.3 Aufbau des Fabry-Perot-Interferometers

Zunächst wurde mit Araldite Fusion Zweikomponentenkleber der Piezo auf die Seitenfläche des Abstandshalters geklebt. Dabei sollte eine Zentrierung des Piezos mit einem Fehler kleiner $\pm 0,1$ mm sichergestellt werden. Nach dem gleichen Verfahren wurde der erste der beiden Spiegel auf den Piezo aufgeklebt. Anschließend wurde der komplette Bauteilesatz in eine Halterung eingespannt, sodass zum weiteren Aufbau ein Laser verwendet werden konnte (siehe Abb. 3.12). Zur Positionierung des zweiten Spiegels wurde der HeNe-Laser verwendet, der mit einer Ausgangsleistung von $P = 1,88$ mW arbeitet, die von der optischen Diode (OD) auf $P = 1,3$ mW reduziert wurde. Diese diente zur Vermeidung von Rückreflexionen des Laserlichts vom FPI zum HeNe-Resonator. Um ein resonantes Photodiodensignal wie in Abb. 3.7 dargestellt zu sehen, wurde der zweite Spiegel in eine xyz- μm -Positioniereinheit (Modell Atos) eingespannt, mit welcher der Spiegel in allen drei Raumrichtungen, sowie in drei verschiedenen Kippwinkeln eingestellt werden konnte. Das Signal der Photodiode ging in den Eingang der Tropel Kontrollbox „Controller In“. Diese wurde von einem kommerziellen FPI entliehen und diente zur Aufnahme eines Spektrums mit dem aufgebauten FPI. Am Ein-

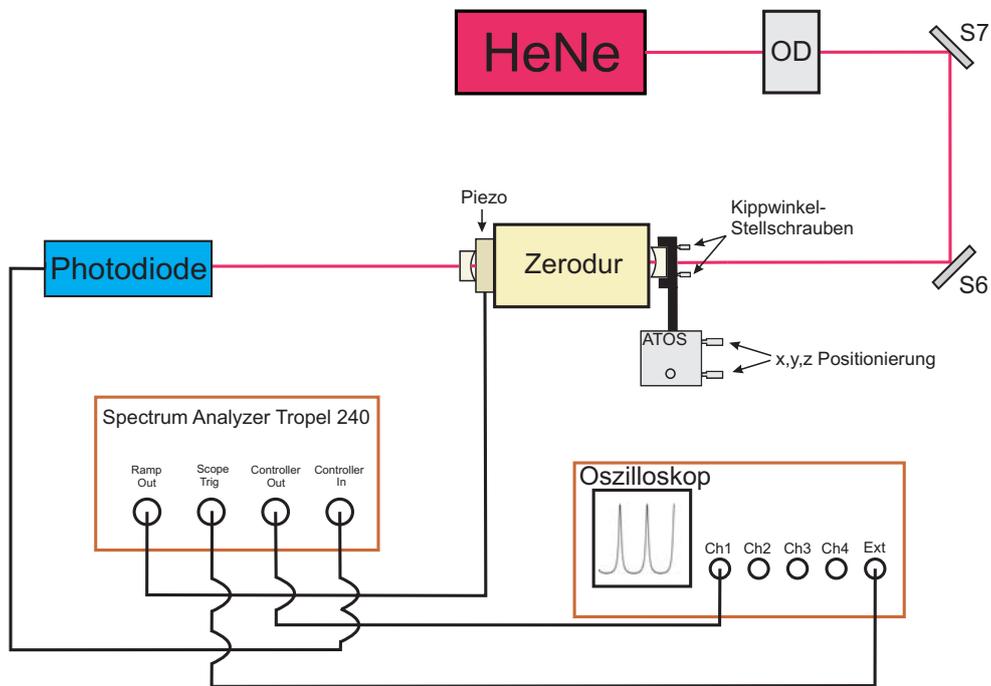


Abbildung 3.12: Aufbau zum Ausrichten des 2. Spiegels mittels einer xyz-Positioniereinheit.

gang „Contoller In“ wurde das Signal verstärkt und vom Rauschen gefiltert und vom Ausgang „Controller Out“ mit dem Oszilloskop verbunden. Um überhaupt ein Signal zu erkennen, musste der Piezo mit einer Wechselspannung gespeist werden, um mehrere freie Spektralbereiche zu durchfahren. Zudem legte man eine ebenso hohe Gleichspannung an um ein nicht-lineares Verhalten des Piezos bei Spannungen um 0 V zu vermeiden. Man verband den Piezo mit dem „Ramp Out“ Ausgang der Tropel Kontrollbox. Das Triggersignal am Oszilloskop „Ext“ wurde ebenfalls von dieser bereitgestellt mit dem Ausgang „Scope Trig“. Der HeNe-Laserstrahl wurde über die Spiegel S6 und S7 zum FPI ohne den Spiegel auf der Seite der Positioniereinheit ausgerichtet und zentriert. Der zweite Spiegel wurde eingeklemmt und mit dem sukzessiven Ändern von 6 Freiheitsgraden der xyz - Positioniereinheit begonnen. Das auf dem Oszilloskop erscheinende Signal entsprach einer Airy-Funktion, bei der auch noch transversale Moden durch eine Verkippung des Laserstrahls mitverstärkt werden. Optimierte man weiter, erkannte man wie jedes zweite Maximum langsam kleiner wurde. Schließlich hatte das Signal eine Höhe von

$80 \frac{mV}{div}$ erreicht und die transversale Moden waren gänzlich verschwunden. Es lag eine reine longitudinale Modenanpassung vor. Man hatte den Laserstrahl hin zum Spiegelpaar so zentriert, dass man seitens der optischen Weglänge im FPI von einem konfokalen zu einem planaren FPI übergegangen war (siehe Abb. 3.13). Dementsprechend war der freie Spektralbereich

$$\Delta\nu_{HeNe} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}}{2 \cdot 0,05 m} = 3 \text{ GHz} \quad (3.24)$$

Die Strecke zwischen den Spiegeln wurde nur noch zweimal durchlaufen, ehe die transmittierten Strahlen konstruktiv miteinander interferierten. Die Spiegelhalter aus rostfreiem Edelstahl (siehe Abb. A.2, A.3) wurden um das bereits einsatzfähige FPI befestigt. Wie der Abb. 3.8 zu entnehmen ist, werden über die Gummiringe die beiden Spiegel gegen den Piezo bzw. gegen den Spiegelhalter gedrückt. Nach dem fertigen Aufbau blieb ein Signal von $56 \frac{mV}{div}$, da der Abstand der Spiegel minimal verändert wurde. Die Modenanpassung, die der eines planparallelen FPI's entspricht, ist ein Zeichen für einen zum FPI hin gut ausgerichteten Laserstrahl. Dadurch sollte die Bestimmung der Linienbreite eines Transmissionsmaximums einen recht genauen Wert liefern.

3.2.4 Bestimmung der Eigenschaften des FPI's

Die experimentelle Bestimmung der Linienbreite

Die Bestimmung erfolgt graphisch mit der Standbildaufnahme der Airy-Funktion am Oszilloskop, wie in Abb. 3.13 (a), (b) zu sehen. Abb. 3.13

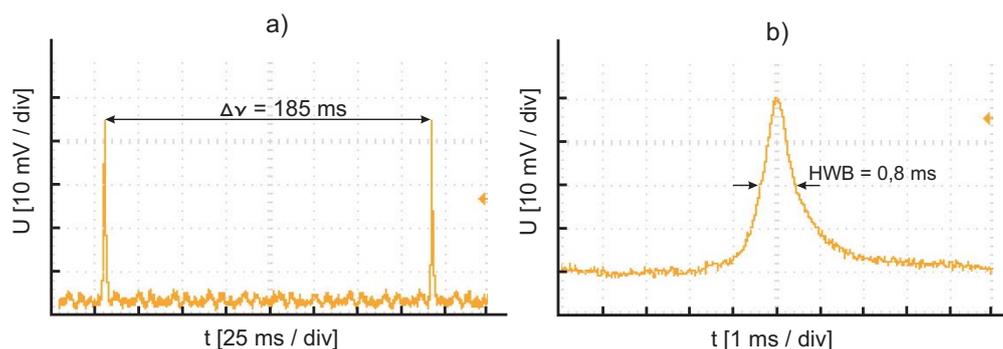


Abbildung 3.13: a) Airy-Funktion vom HeNe mit einer Modenanpassung für ein planparalleles FPI; b) Vergrößerung durch veränderte Zeitskala zur Bestimmung der Linienbreite $\delta\nu$.

(a) zeigt den freien Spektralbereich $\Delta\nu$ der dem eines planparallelen FPI entspricht. Bestimmt man den zeitlichen Abstand zwischen zwei Intensitätsmaxima, so gelangt man mit der vergrößerten Darstellung in Abb. 3.13 (b) zur Linienbreite $\delta\nu$ des FPI's

$$7.4 \cdot 25 \text{ ms} = 185 \text{ ms} \hat{=} 3 \text{ GHz}, \quad (3.25)$$

$$0,8 \cdot 1 \text{ ms} = 0,8 \text{ ms} \hat{=} \delta\nu, \quad (3.26)$$

$$\implies \delta\nu = 13 \text{ MHz}. \quad (3.27)$$

Damit bestimmt man den Wert der Finesse zu

$$\mathcal{F} = \frac{1,5 \text{ GHz}}{13 \text{ MHz}} = 115,4. \quad (3.28)$$

In Abb. 3.13 (b) ist eine leichte Asymmetrie im Verlauf des Intensitätsmaximums zu sehen. Die linke Flanke steigt steiler an als die rechte. Dies kommt daher, dass die Spiegel sich nicht exakt auf einer Linie gegenüber stehen, sondern leicht versetzt festgeklebt sind. Allerdings ist es auch sehr zeitaufwendig eine Submillimeter-Abweichung der perfekten Zentrierung sowohl für den Piezo, als auch für den ersten der beiden Spiegel zu finden. Der in (3.28) angegebene Wert der Finesse ist vergleichbar mit dem von kommerziellen FPI's.

Zuvor wurde bereits eine Bestimmung der Finesse mit der beschriebenen Methode gemacht. Diese zeigte einen Wert der Finesse von $\mathcal{F} = 82,2$. Bei dieser Messung war die reine longitudinale Modenanpassung noch nicht erreicht.

Die Bestimmung der Abhängigkeit von angelegter Spannung zum durchgefahrenen Frequenzbereich

1.) theoretische Bestimmung

Um zu zeigen, wie groß der durchgefahrene Frequenzbereich in Abhängigkeit von der am Piezo angelegten Spannung ist, liest man für die angelegten Spannungen in Abb. 3.11 die zugehörigen Stellwege für den unipolaren Betrieb ab

$$U_{DC} = 40 \text{ V}, U_{AC} = 30 \text{ V},$$

$$U_{min} = 10 \text{ V}, d_{min} = (8 \pm 1)\% \text{ von } 3 \mu\text{m} \implies \Delta d_{min} = (0,24 \pm 0,03) \mu\text{m},$$

$$U_{max} = 70 \text{ V}, d_{max} = (52 \pm 2)\% \text{ von } 3 \mu\text{m} \implies \Delta d_{max} = (1,56 \pm 0,06) \mu\text{m}.$$

Nach [Dem08] gilt für einen Resonator dessen Länge d sich um einen Abstand Δd ändert folgende Beziehung

$$-\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta n}{n}. \quad (3.29)$$

Hierbei ist n der Brechungsindex der Luft und Δn die Änderung dessen. Da Δn sehr klein gegenüber n ist, wird der Term an dieser Stelle vernachlässigt. Dadurch ergibt sich für die Frequenz des HeNe-Lasers $\nu_{HeNe} = 4,74 \cdot 10^{14}$ Hz und einer Resonatorlänge des FPI's von $d = 5$ cm eine Änderung in der Frequenz $\Delta\nu$ von

$$\Delta\nu_{min} = \frac{\nu_{HeNe} \cdot \Delta d_{min}}{d} = 2,28 \text{ GHz},$$

$$\Delta\nu_{max} = \frac{\nu_{HeNe} \cdot \Delta d_{max}}{d} = 14,79 \text{ GHz}.$$

Der Hauptbeitrag für den Fehler $\Delta(\Delta\nu)$ liefert die Ableseungenauigkeit in Abb. 3.11, gegeben durch $\Delta(\Delta d_{min,max})$. Der Fehler für d und für ν_{HeNe} wird vernachlässigt. Es ergibt sich dadurch

$$\Delta(\Delta\nu_{min}) = \frac{\nu_{HeNe} \cdot \Delta(\Delta d_{min})}{d} = \pm 0,28 \text{ GHz},$$

$$\Delta(\Delta\nu_{max}) = \frac{\nu_{HeNe} \cdot \Delta(\Delta d_{max})}{d} = \pm 0,57 \text{ GHz}.$$

Durch die eingeschränkte Ablesemöglichkeit der Werte erhält man einen ersten Wert für das Verhältnis der am Piezo angelegten Spannung zum damit durchfahrenen Frequenzbereich zu

$$\Delta U = 60 \text{ V} \hat{=} (12,51 \pm 0,85) \text{ GHz},$$

$$1 \text{ V} \hat{=} (209 \pm 14) \text{ MHz}. \quad (3.30)$$

2.) Experimentelle Bestimmung

Um das Ergebnis von (3.30) experimentell zu verifizieren wird mit der Kontrollbox die Gleichspannung am Piezo durchgefahren, während die Amplituden von Wechsel- und Gleichspannung am Oszilloskop verfolgt werden. Die Anfangswerte der Messung sind

Wechselspannung am Piezo $U_{AC} = (15 \pm 0,2) \text{ V}$,
 Gleichspannung am Piezo $U_{DC} = (65 \pm 0,2) \text{ V}$.

Betrachtet man die Airy-Funktion am Oszilloskop, so hat man bei diesen eingestellten Spannungen eine feste Position des Transmissionsmaximums. Nun wird die Gleichspannung mit der Kontrollbox von 65 V auf $(10 \pm 0,2) \text{ V}$ gefahren, und gleichzeitig am Oszilloskop mitgezählt, wieviele Maxima an der ursprünglichen Maximaposition vorbeifahren.

Man zählt insgesamt vier Maxima, d.h. vier freie Spektralbereiche. Da der

freie Spektralbereich mit der longitudinalen Modenanpassung bei 3 GHz liegt, lässt sich die Änderung der Frequenz pro Spannungseinheit bestimmen

$$\Delta U = (55 \pm 0,4) \text{V} \hat{=} 12 \text{ GHz}, \quad (3.31)$$

$$1 \text{V} \hat{=} (218 \pm 1,6) \text{ MHz}. \quad (3.32)$$

Wie man dem Ergebnis entnimmt, stimmt dieses im Rahmen der Fehler mit dem theoretischen Wert von (3.30) sehr gut überein. Die experimentelle Bestimmung liefert einen genaueren Wert für die Spannungs- zu Frequenzübersetzung. Darum wird dieser Wert bei der Auswahl der Elektronik zur Stabilisierung im weiteren Verlauf der Arbeit benutzt.

Kapitel 4

Aufbau der Frequenzstabilisierung

4.1 Aufbau der optischen Elemente zur Frequenzstabilisierung des Farbstofflasers

In Abb. 4.1 wird der schematische Aufbau sowie in Abb. 4.2 ein Bild der optischen Komponenten gezeigt, die zur Laserstabilisierung dienen. Mit den beiden Abbildungen kann der beschriebene Ablauf zum Aufbau der Stabilisierung verfolgt werden. Der zu stabilisierende Farbstofflaser 699-21 von Coherent wird von einem diodengepumpten Festkörperlaser Coherent Verdi V18 zur Fluoreszenz angeregt [Coh81]. Dieser kann Laserlicht bei einer Wellenlänge von 532 nm bis zu einer maximalen Leistung von 18 W erzeugen [Coh07]. Um eine effiziente Absorption durch den Farbstoff des Farbstofflasers zu gewährleisten, pumpt man den Farbstoff Sulphor-Rhodamine B mit 11 W bei einer Wellenlänge von 514 nm. Der Farbstofflaser liefert so eine Ausgangsleistung die je nach Ausrichtung und Sauberkeit des Resonators bis zu 1 W erreichen kann. Arbeitet man mit niedrigen Energien, so kann man die Transmissionsfilter (TF) vernachlässigen und direkt das Licht des Farbstofflasers über die Spiegel S1, S2 und S3 zum Eingangskoppler (EK) für die Einzelmoden-Glasfaser leiten. Das Licht wird durch die Glasfaser über Faserteiler (FT) aufgespalten. Ein Anteil dient der Überprüfung der Farbstofflaser-Wellenlänge mit dem Wellenlängenmessgerät High Finesse Typ WS7 mit einer Genauigkeit von ± 30 MHz [Hig08]. Der zweite Anteil dient der Erzeugung des Schwebungssignals im Frequenzkamm zur Messung der Langzeitstabilität. Der zur Fehlersignalgenerierung benötigte Anteil wird über die Spiegel S4 und S5 zum Polarisations-Strahlteiler ST 2 geführt. An ST 2 findet die Überlagerung der beiden Polarisationsrichtungen von HeNe-

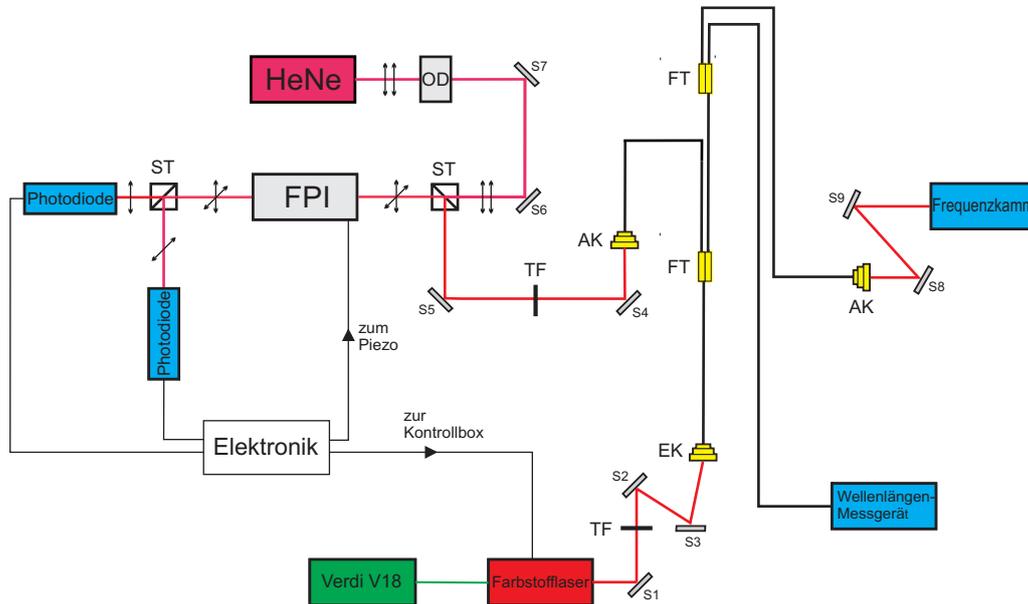


Abbildung 4.1: Schema des optischen Aufbaus zum Test des Stabilisierungssystems.

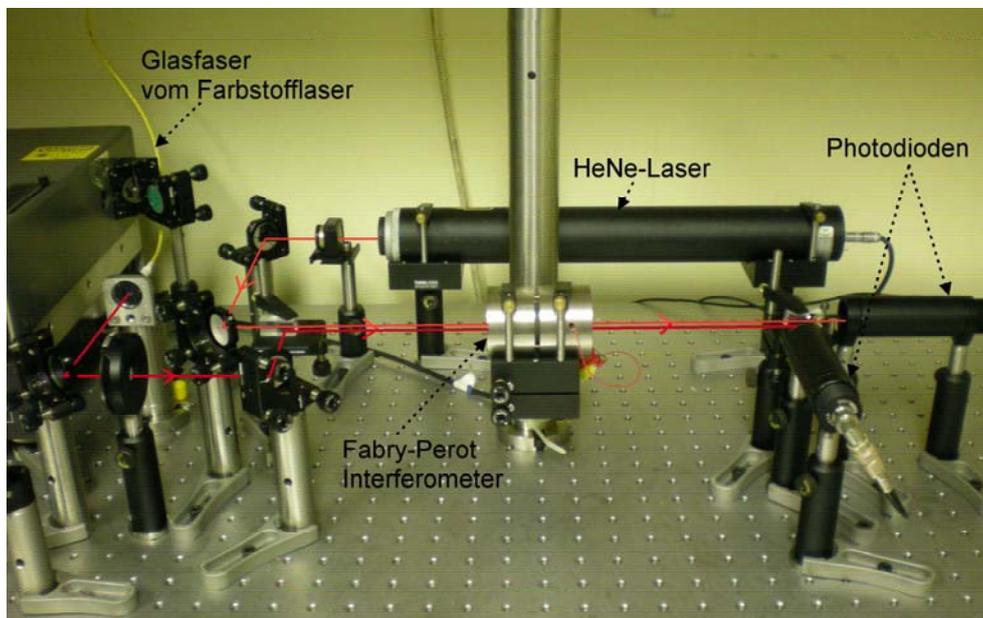


Abbildung 4.2: Aufbau der optischen Komponenten mit eingezeichnetem Strahlenverlauf.

und Farbstofflaser statt. Nach dem FPI werden beide Strahlen über ihre Polarisation am Strahlteiler 1 (ST 1) aufgespalten und mit zwei Photodioden detektiert.

Aus den elektrischen Signalen der beiden Photodioden werden zwei Korrektursignale generiert. Sie werden an den Piezo bzw. an die Kontrollbox des Farbstofflasers weitergeleitet. Da der Helium-Neon-Laser mit einer Frequenz-Langzeitstabilität von 4,7 MHz/Std spezifiziert ist, dient dieser als Frequenzreferenz für die gesamte Stabilisierung [SIO07]. Ziel ist es, diese Stabilität über das FPI auf den Farbstofflaser zu übertragen. Dies erreicht man durch die Umwandlung der Fehlersignale der Photodiode in Korrektursignale. Die dazu entwickelte Stabilisierungselektronik wird in Kapitel 4.2 erläutert.

4.1.1 Die Erzeugung zweier Airy-Funktionen

Bei der Erzeugung der Airy-Funktion als elektrisches Signal der Photodiode, hat man für jeden Laser einen eigenständigen Prozess durchzuführen. Die Airy-Funktion dient als Basis für die Generierung eines Korrektursignals und muss deshalb für beide Laser gesucht werden. Die Vorgehensweise ist ähnlich der in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Methode. Sie kann in Abb. 4.1 und 4.2 verfolgt werden und gilt für die Erzeugung des HeNe- sowie des Farbstofflaser-Photodiodensignals.

Erzeugung des HeNe-Photodiodensignals

Der HeNe-Laser erzeugt linear polarisiertes Licht. Durch Drehen des Lasers wird die Polarisationsrichtung an ST 2 gedreht, bis die Transmission des Lichtes maximal ist. Zusätzlich setzt man die optische Diode (OD) in den Strahlengang zwischen HeNe und S7, um spätere Rückreflexionen des Lichts durch die FPI-Spiegel in den HeNe-Resonator zu vermeiden. Durch Drehung der OD findet man die Position für die maximale Lichttransmission. Die Polarisationsrichtung wird durch die OD um weitere 45° gedreht. Um weiterhin maximale Transmission an ST 2 zu gewährleisten, werden OD und HeNe um 45° entgegen der Polarisationsänderung der OD zurückgedreht.

Folgende Werte der Laserleistung ergeben sich nach der Optimierung:

Leistung vor OD: $P = 1,88 \pm 0,02$ mW,

Leistung hinter OD: $P = 1,46 \pm 0,02$ mW,

Leistung hinter ST 2: $P = 1,35 \pm 0,02$ mW.

Die Fehler ergeben sich aus der Genauigkeit des Leistungsmessgeräts. Der Laserstrahl wird zum FPI ausgerichtet (siehe Abschnitt 3.2.3) und man erhält eine Airy-Funktion mit longitudinaler Modenanpassung. Nach dem Ausrichten des Laserstrahls zum FPI hat sich die Leistung hinter ST 2 auf $P =$

1,08±0,02 mW verringert. Das Signal hinter dem Strahlteiler ST 1 hat nach Beendigung der Optimierung eine Höhe von $\sim 42 \frac{\text{mV}}{\text{div}}$ (siehe Abb. 3.13 (a)). Im Vergleich dazu liegt die Signalhöhe ohne ST 1 und 2 bei $56 \frac{\text{mV}}{\text{div}}$. Die Verwendung der beiden Strahlteiler bedingt somit einen Verlust des Photodiodensignals von 25%. Ein Grund dafür ist der Restanteil des Laserlichts mit einer anderen Polarisationsrichtung. Dieses wird nicht transmittiert und führt dadurch zu Verlusten in der Leistung. Desweiteren weist ST 2 einen Sprung im Glaskörper auf. Dies verringert deutlich die Transmissionseffizienz durch auftretende Streueffekte. Typische Werte der Transmissionseffizienz für Polarisationsstrahlteiler liegen bei $\geq 95\%$ [Tho07c].

Erzeugung des Farbstofflaser-Photodiodensignals

Der Farbstofflaser erzeugt linear polarisiertes Licht, dessen Polarisationsrichtung nicht festgelegt ist. Dadurch liegt am Polarisationsstrahlteiler ST 2 ein geringerer Anteil der benötigten horizontalen Polarisationsrichtung vor. Ein großer Anteil des Lichts wird transmittiert und reduziert damit die Lichtleistung am Eingang des FPI. Um festzustellen, welcher Anteil des Lichts die gewünschte horizontale Polarisation hat, werden zwei Leistungsmessungen durchgeführt:

Leistung vor ST 2: $P = (19,6 \pm 0,6) \text{ mW}$,

Leistung zwischen ST 2 und FPI: $P = (9,4 \pm 0,3) \text{ mW}$.

Damit geht knapp die Hälfte des Lichts zum FPI, während der Rest geradeaus durch den Strahlteiler geht. Für zukünftige Anwendungen des Stabilisierungssystems sollte ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen in den Strahlengang gesetzt werden, um die benötigte Polarisationsrichtung einzustellen. Der beschriebene Strahlenverlauf macht das Ausrichten hin zur Modenanpassung wie für den HeNe-Laser sehr zeitaufwendig. Gemäß dem Vorgehen in Abschnitt 3.2.4 bestimmt man den Wert der Finesse zu $\mathcal{F} = 54,3$. Der Vergleich mit (3.28) zeigt, dass die Modenanpassung eine wichtige Rolle für den Wert der Finesse spielt. Ein nicht exakt ausgerichteter Laserstrahl führt dazu, dass die Linienbreite zu- und damit die Finesse des FPI's abnimmt.

4.2 Aufbau der Elektronik und Erzeugung der Stabilisierungssignale

4.2.1 Die Grundlage der Stabilisierungsmethode

Die in den beiden Photodioden erzeugten Signale dienen mit der nachfolgenden Elektronik dazu, Korrektursignale zu generieren. Eines der beiden

Korrektursignale geht an den Piezo zur Stabilisierung des FPI's hin zum HeNe-Laser. Das zweite Signal geht an die Kontrollbox des Farbstofflasers, um damit dessen Frequenz durch das FPI zu stabilisieren. Das Fehlersignal der HeNe-Photodiode resultiert in erster Linie aus langsamen Drifts im Spiegelabstand des FPI's. Als Korrektursignal wird dieses zum Piezo geführt, um den Schwankungen entgegenzuwirken. Da das Signal vom HeNe-Laser erzeugt wurde, wird damit dessen Langzeitstabilität auf das FPI übertragen. Mit dem stabilisierten FPI lässt sich anschließend der Farbstofflaser zum FPI stabilisieren. Das Fehlersignal wird durch Frequenzsprünge des Farbstofflasers sowie Langzeitschwankungen der Frequenz erzeugt. In der Kontrollbox wird das Korrektursignal an das resonatorinterne FPI des Farbstofflasers geschickt, um diesen Schwankungen entgegenzuwirken. Damit überträgt man die Frequenzstabilität des HeNe-Lasers über das FPI zum Farbstofflaser. Wie aus den Fehlersignalen zwei Korrektursignale erzeugt werden, wird im nächsten Abschnitt erörtert. Die Übertragung der Langzeitstabilität des HeNe-Lasers auf das FPI basiert auf dem elektronischen Regelkreis, der in Abb. 4.5 einzusehen ist. Um den Farbstofflaser zu stabilisieren wurde ein zweiter Regelkreis aufgebaut (siehe Abb. 4.9). Zunächst wird jedoch das Verfahren zur Stabilisierung des FPI's detailliert erklärt.

Um das FPI mit dem elektronischen Regelkreis zu stabilisieren, legt man eine Kombination aus Gleich- und Wechselspannung an den Piezo des FPI's. Die Gleichspannung dient dazu den Abstand d der Spiegel zu verändern. Nach der Gleichung (3.21) ändert man dadurch der freie Spektralbereich. Damit wird das Transmissionsmaximum bis zur Resonanzbedingung

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta s}{\lambda} + \Delta\phi \quad (4.1)$$

verschoben. Desweiteren legt man eine sinusförmige Wechselspannung mit der Amplitude A und der Frequenz ω an den Piezo an. Diese sorgt nach Gleichung (3.21) dafür, das Transmissionsmaximum oszillieren zu lassen (Abb. 4.3). Die Laserfrequenz des HeNe-Lasers ν_L sei an dieser Stelle als stabil angenommen. Der Idealfall beim FPI wäre, dass sich der Abstand der Spiegel nicht ändert. Dann besitzt das FPI für die Resonanzbedingung (4.1) eine feste Resonatormode bei einer Frequenz ν_R . Zwischen Laser- und Resonatorfrequenz gilt dann die Beziehung $\nu_R = \nu_L$. Dies entspricht der Position des violetten Signals in Abb. 4.3. Man wählt die Amplitude der Wechselspannung gerade so hoch, dass man über die volle Resonanzbreite fährt. Dadurch erzeugt man ein Photodiodensignal mit einer Frequenz, die doppelt so hoch ist wie die der angelegten Sinusspannung. Dieser Fall ist in Abb. 4.4 (a) dargestellt. Luftdruckschwankungen innerhalb des FPI verursachen Änderungen

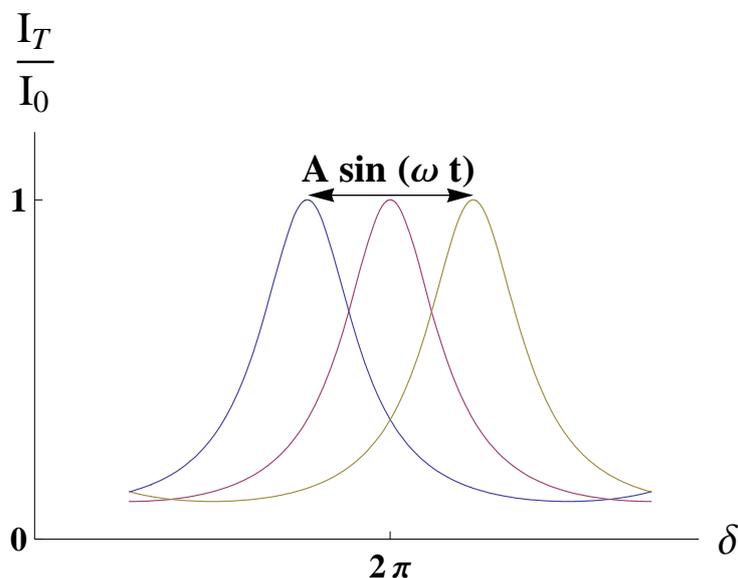


Abbildung 4.3: Oszillierendes Transmissionssignal durch Anlegen einer sinusförmigen Wechselspannung an den Piezo: violett: $\nu_R = \nu_L$; gelb: $\nu_R < \nu_L$; blau: $\nu_R > \nu_L$.

des Brechungsindex n und damit Änderungen in der optischen Weglänge des HeNe-Laserstrahls. Dies führt dazu, dass das Transmissionsmaximum seine Position ändert. Dieser Fall wird von dem in Abb. 4.3 gezeigten blauen oder gelben Signal repräsentiert. Analog dazu ergeben Änderungen des Spiegelabstands durch Temperaturänderungen den gleichen Effekt. Man unterscheidet je nach Driftrichtung zwei Fälle:

- Befindet sich ν_R oberhalb der Laserfrequenz (Abb. 4.4 (b)), ergibt sich ein Phasenverzug von π zwischen der angelegten Spannung am Piezo und dem Transmissionssignal.
- Für $\nu_R < \nu_L$ ergibt sich ein Signal in Phase mit dem Wechselspannungssignal.

An dieser Stelle hat man ein phasensensitives Fehlersignal erzeugt. Es gibt Aufschluss über die Driftrichtung des Transmissionsmaximums der Airy-Funktion. Die nächsten signalverarbeitenden Schritte sorgen dafür, aus dem Fehlersignal ein Korrektursignal zu erzeugen, welches der Drift entgegensteuert.

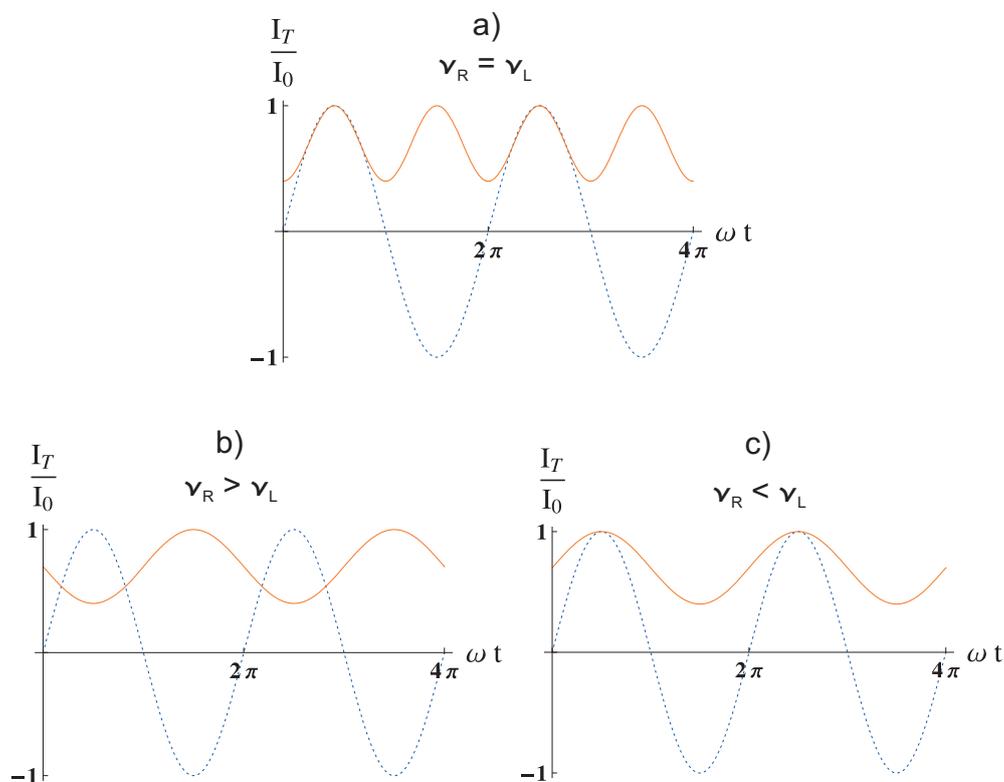


Abbildung 4.4: Durchgezogene Linie: Photodiodensignale für drei verschiedene Fälle: a) das FPI ist stabil und man erhält ein Signal der doppelten Frequenz. b), c) je nach Änderung der Resonatorfrequenz erhält man eine Phasenverschiebung im Signal. Gepunktete Linie: am Piezo angelegte Sinus-Wechselspannung.

4.2.2 Aufbau und Funktionsweise der Leiterplatten

Elektronik zur Stabilisierung des FPI's zum HeNe

Der elektronische Schaltplan für die Stabilisierung des FPI's zum HeNe kann Abb. 4.5 entnommen werden. Desweiteren zeigt Abb. 4.6 die gemäß dem Schaltplan im Rahmen dieser Arbeit gefertigte Platine. Mit dieser Platine wurden alle in Kapitel 5 beschriebenen Messungen durchgeführt. Für weitere Anwendungen wurde ein NIM-Modul nach dem in Abb. 4.5 gezeigten Schaltplan angefertigt. Dieses steht für zukünftige Strahlzeiten an COLLAPS zur Verfügung. Es werden nun alle signalverarbeitenden Schritte vorgestellt, die sich in verschiedene Bereiche (in Abb. 4.5 rot markiert) unterteilen las-

sen. Die Nummerierung dieser Bereiche entspricht der zeitlichen Abfolge der Signalverarbeitung. Abb. 4.5 zeigt links zunächst fünf Anschlüsse an externe Geräte. Zwei davon sind Ausgänge an das Oszilloskop, um Signale während der Langzeitmessung zu überwachen. Die restlichen drei Anschlüsse sind Signaleingänge. Sie kommen von der Photodiode des HeNe-Lasers, vom TTL-Signalgeber (engl. *Clock Generator*) und dem Funktionsgenerator. Bei dem TTL-Signalgeber handelt es sich um ein NIM-Modul „Quarz Clock GDF 800901“, mit welchem Rechteckpulse generiert werden. Die Impulsbreite Δt und Impulsdauer T können manuell wie folgt eingestellt werden:

$$T = x \cdot 10^y \mu\text{s} \text{ mit } x, y \in [0, 1, \dots, 9],$$

$$\Delta t = x \cdot 10^y \cdot 0,1 \mu\text{s} \text{ mit } x, y \in [0, 1, \dots, 9].$$

Die Logikfamilie kann zwischen NIM- und TTL-Pulsen ausgewählt werden. Für alle weiteren Messungen werden ausschließlich TTL-Pulse verwendet. Beim Funktionsgenerator handelt es sich um ein Modell der Firma Thurlby Thandar Instruments (TTI), welches Sinus-, Rechteck-, sowie Sägezahnspannungen im Frequenzbereich von 0,02 Hz bis 2 MHz liefern kann. Die Amplitude der Wechselspannung lässt sich im Bereich von 20 mV_{PP} bis 20 V_{PP} einstellen. Beide Leiterplatten werden mit einer Spannungsversorgung verbunden, die wahlweise ± 24 , ± 12 , ± 6 und 0 V liefert.

1.) Der Verstärker

Das Photodiodensignal muss verstärkt werden, um es mit der Amplitude des Funktionsgeneratorsignals vergleichbar zu machen. Dies wird am Eingang des Vervielfachers (2.) wichtig, da beide Signale identische Amplituden besitzen sollen. Bei dieser Art des Verstärkers handelt es sich um einen nicht-invertierenden Verstärker oder auch Spannungsfolger genannt. Das Photodiodensignal liegt demnach am nicht-invertierenden Eingang des Operationsverstärkers Analog Devices (AD) 744 an. Dieser ist intern geregelt, um stabiles Verhalten zu gewährleisten [Ana00]. Die Verstärkung wird durch die Wahl der beiden Widerstände $R_1 = 560 \Omega$ und $R_2 = 56 \text{ k}\Omega$ festgelegt über

$$U_{\text{Ausgang}} = U_{\text{Eingang}} \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right). \quad (4.2)$$

Die Eingangsspannung wird um den Faktor 101 verstärkt. Der Widerstand von 470Ω am nicht-invertierenden Eingang soll dazu dienen, das Signal von Rauschen zu befreien. Weiterhin wird der AD 744 von Spannungsteilern versorgt über

$$U_{\text{Ausgang}} = U_{\text{Eingang}} \left(\frac{R_3}{R_3 + R_4} \right) = \pm 24 \text{ V} \left(\frac{680 \Omega}{390 \Omega + 680 \Omega} \right), \quad (4.3)$$

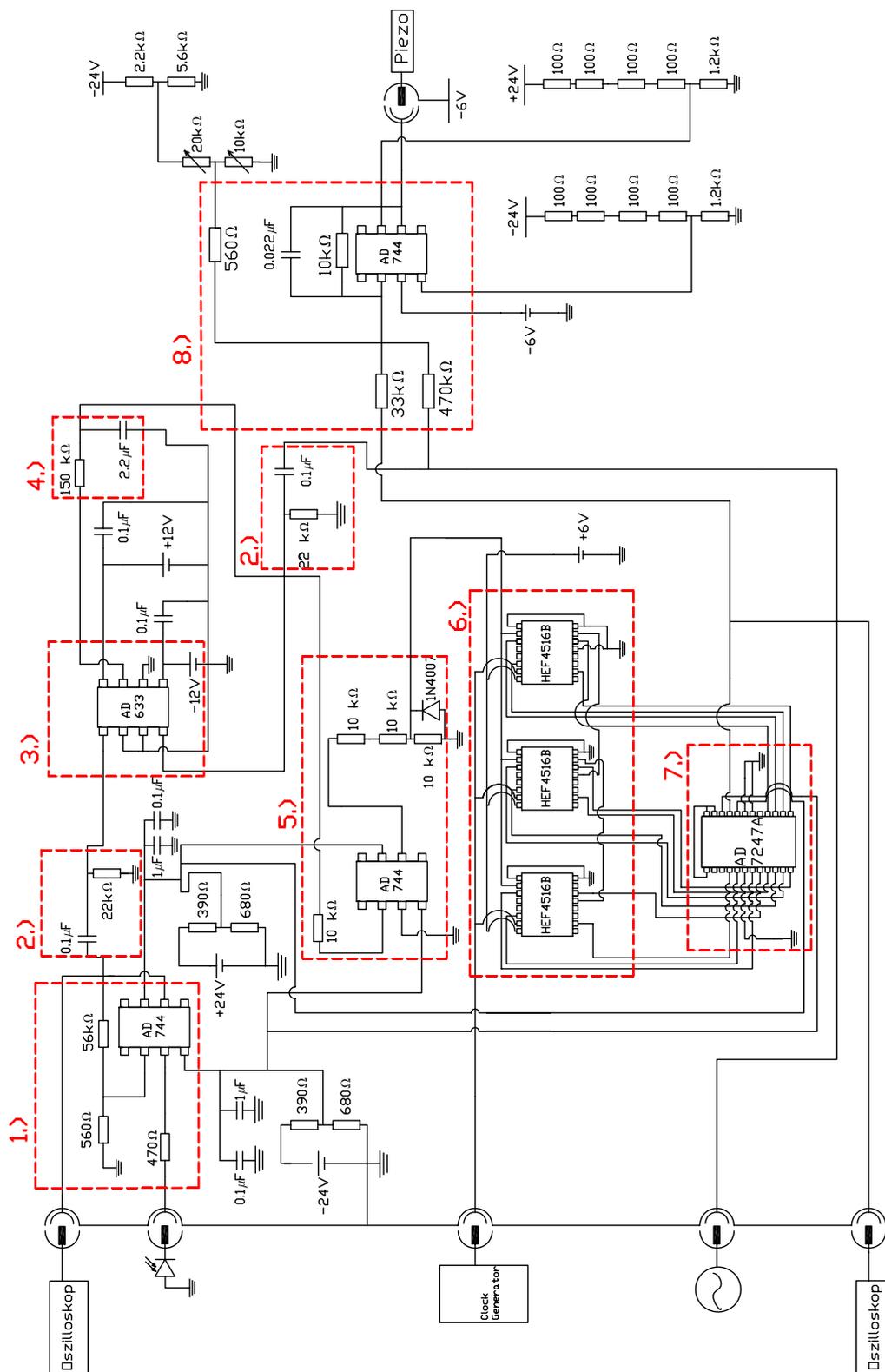


Abbildung 4.5: Schaltplan zur Steuerung des Piezos und damit zur Stabilisierung des FPI's zum HeNe.

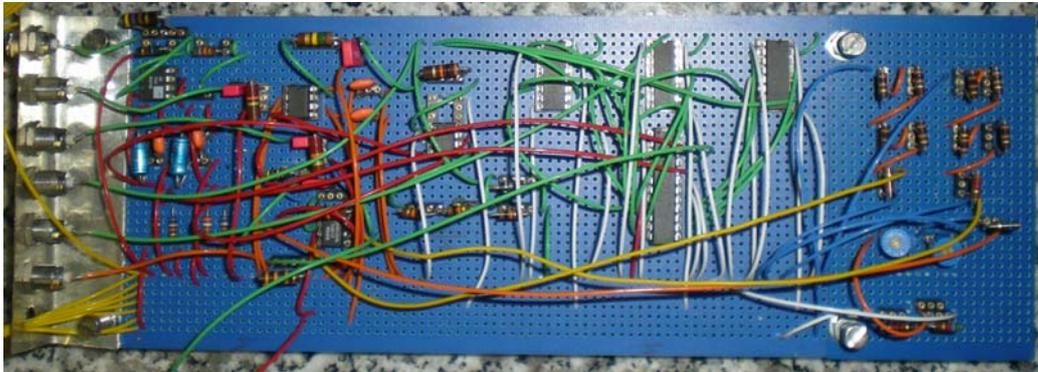


Abbildung 4.6: Aufbau der Platine zur Steuerung des Piezos gemäß dem Schaltplan in Abb. 4.5.

wobei $U_{\text{Ausgang}} = \pm 15,25 \text{ V}$. Diese Spannungsversorgungen müssen sehr stabil sein und eine niedrige Impedanz aufweisen. Dazu werden die Spannungsversorgungen mit Kurzschlusskondensatoren gegenüber Erdpotential verbunden. Man schaltet einen $0,1 \mu\text{F}$ Keramikkondensator parallel zu einem $1 \mu\text{F}$ Elektrolytkondensator. Der soll für höhere Eingangsfrequenzen die niedrige Impedanz aufrecht erhalten [Ana00]. Das Ausgangssignal des Verstärkers wird zur Überwachung der Fehlersignale am Oszilloskop überprüft (siehe Abb. 4.4).

2.) Die Hochpässe

Um jegliche Gleichspannungsanteile sowie nieder-frequentes Rauschen zu filtern wird ein Hochpassfilter an das Photodiodensignal sowie an das Funktionsgeneratorsignal nachgeschaltet. Mit $C = 0,1 \mu\text{F}$ und $R = 22 \text{ k}\Omega$ erhält man

$$\nu_{3\text{dB}} = \frac{1}{2\pi RC} = 72,34 \text{ Hz}, \quad (4.4)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{1}{2\pi\nu RC}\right). \quad (4.5)$$

$\nu_{3\text{dB}}$ ist die Frequenz, ab der die Ausgangsspannung um 3 dB (0,707) gegenüber der Eingangsspannung abgeschwächt ist [Hor89]. Weiterhin erhalten beide Signale je nach Frequenz ν , die man am Funktionsgenerator wählt, einen Phasenverzug ϕ . Die Frequenz des Funktionsgeneratorsignals muss also höher als 72,34 Hz gewählt werden, um ein Signal am Eingang des Multiplizierers zu sehen.

3.) Der analoge Multiplizierer

Beim analogen Multiplizierer handelt es sich um den AD 633 mit einer Übertragungsfunktion nach [Ana02] von

$$W = \frac{(X_1 - X_2)(Y_1 - Y_2)}{10\text{ V}} + Z. \quad (4.6)$$

Die Eingänge X_2 , Y_1 und Z sind mit 0 V verbunden. Die verbleibenden beiden Eingänge werden mit dem Photodiodensignal (X_1) und dem Funktionsgeneratorsignal (Y_2) belegt. Das Signal am Funktionsgenerator ist also invertiert, wodurch sich in Abb. 4.4 die beiden Fälle (b) und (c) vertauschen. Der Grund dafür wird später beim invertierenden Komparator ersichtlich, der die Richtung wieder umkehrt. Die Amplitude beider Eingangssignale lag während den Messungen im Bereich von 5 V. Über die multiplizierten Signale in Abb. 4.7 wird die Phasensensitivität des gesamten Stabilisierungsverfahrens ersichtlich. Driftet die Resonatormode unterhalb die der HeNe-Laserfrequenz, so ergibt sich das in Abb. 4.7 (b) ersichtliche negative Signal. Im umgekehrten Fall erhält man ein positives Signal. Für den Resonanzfall $\nu_R = \nu_L$ ergibt sich ein symmetrisches Signal um 0 V.

4.) Der Tiefpass

Nachdem die phasensensitiven Signale vorliegen, müssen diese für die folgende Digitalelektronik weiterverarbeitet werden. Die Wechselspannungssignale werden zu Gleichspannungssignalen mit einem Tiefpass geglättet. Die Werte für Widerstand und Kondensator sind $R = 150\text{ k}\Omega$ und $C = 2,2\text{ }\mu\text{F}$. Zusammen ergeben sie eine Abschneidefrequenz von

$$\nu_{3\text{dB}} = \frac{1}{2\pi RC} = 0,48\text{ Hz}. \quad (4.7)$$

Dies bedeutet, dass jedes Signal mit einer höheren Frequenz als Gleichspannungssignal ausgegeben wird. Ausgehend von den drei verschiedenen Signalen in Abb. 4.4 erhält man drei Gleichspannungen. Diese teilen sich auf in eine positive, eine negative, und eine die auf 0 V liegt.

5.) Der Komparator

Der Komparator verstärkt die vom Tiefpass herkommenden negativen sowie positiven Gleichspannungen. Dafür verwendet man einen invertierenden Operationsverstärker AD744 mit einem $10\text{ k}\Omega$ Eingangswiderstand und einer Versorgungsspannung von 15,25 V. Da es sich um einen invertierenden OP handelt, wird das positive Signal auf -15 V und das negative Signal auf 15

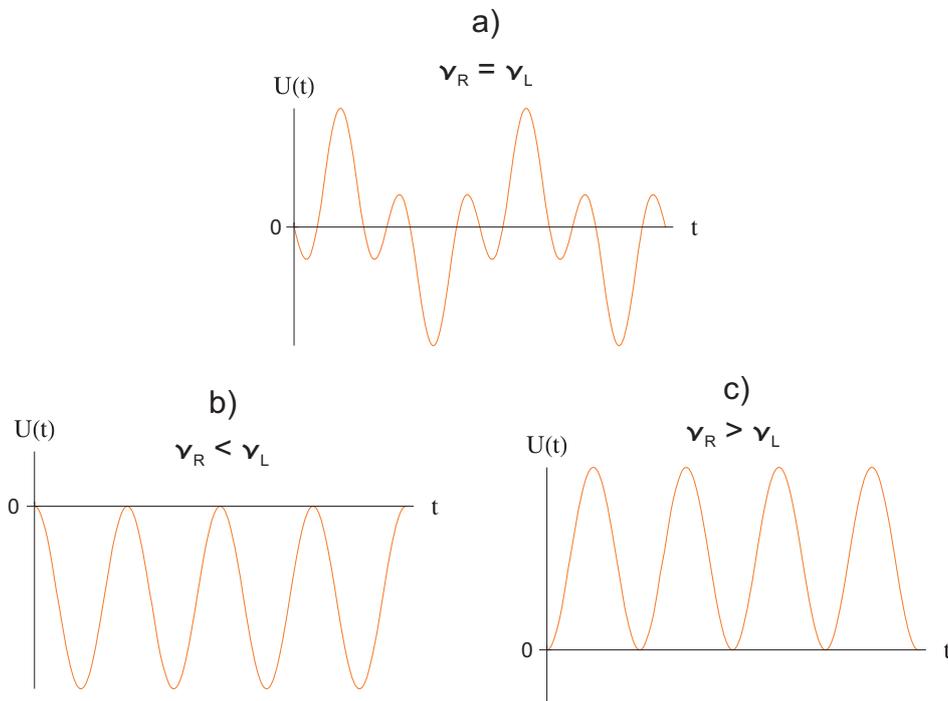


Abbildung 4.7: Multiplikation der Signale aus Abb. 4.4 a), b) und c). Das Signal der Photodiode wurde zuvor verstärkt und Gleichspannungsanteile herausgefiltert. a) Symmetrisches Signal um 0 V. Die Phasensensitivität ist in den unterschiedlichen Vorzeichen der Signale b) und c) zu erkennen.

V verstärkt. Dadurch ist die am Multiplizierer stattgefundene Signalinvertierung verschwunden. Über einen darauffolgenden Spannungsteiler, welcher mit einer Diode in Durchlassrichtung gekoppelt ist, erreicht man eine Drittelung der positiven Spannung

$$U_{\text{Ausgang}} = U_{\text{Eingang}} \left(\frac{10 \text{ k}\Omega}{10 \text{ k}\Omega + 10 \text{ k}\Omega + 10 \text{ k}\Omega} \right) = 15,25 \text{ V} \cdot \frac{1}{3} \approx 5,1 \text{ V}. \tag{4.8}$$

Die negativ verstärkte Gleichspannung von -15 V wird durch die in Durchlassrichtung geschaltete Diode zu nahezu 0 V gemacht (-600 mV). Damit sind die logischen Signale an den Eingängen der Digitalzähler festgelegt:

Logisch „1“ = 5,1 V,

Logisch „0“ = -600 mV.

Das Logisch „1“ - Signal stellt den Spannungswert für den Fall $\nu_R < \nu_L$ dar.

Das Logisch „0“ - Signal beinhaltet sowohl den Fall $\nu_R > \nu_L$ (- 600 mV) als

auch den Fall $\nu_R = \nu_L$ (0 V). Dadurch wird Schwankungen innerhalb des Resonators ständig entgegengewirkt.

6.) Die Digitalzähler

Um das driftende FPI zu korrigieren, muss in der entsprechenden Richtung eine zusätzliche Spannung am Piezo angelegt werden. Die Resonatorfrequenz soll auf der Spitze des Transmissionsmaximums gehalten werden. Das Korrektursignal wird von drei binären 4-Bit Auf- und Abwärtszähler bereitgestellt. Es handelt sich um synchrone, flankengetriggerte Auf- und Abwärtszähler, deren Zählgeschwindigkeit durch den TTL-Generator extern bestimmt wird [Phi95]. Die drei Zähler werden über den Digital-Analog-Konverter (engl. *Digital to Analog Converter*, DAC) miteinander verbunden. Somit ergeben sie einen 12-Bit Zähler mit einer digitalen Auflösung von 2^n-1 . Für $n = 12$ erreicht man somit eine Auflösung von 4095. Mit diesem Wert wird die Schrittweite der Spannungen am Ausgang des DAC's bestimmt. Die Zählrichtung wird über das logische Signal an den Eingängen vorgegeben. Es wird aufwärts gezählt wenn "1" am Eingang anliegt, d.h. wenn die Frequenz oberhalb des Stabilisierungspunktes liegt. Dies mag zuerst genau falsch herum erscheinen, wird jedoch später durch den invertierenden Spannungsaddierer wieder umgekehrt, sodass letztlich heruntergezählt wird. Die Frequenzschwankungen im FPI entstehen auf einer Zeitskala von Minuten bzw. Stunden. Dahingehend wird die Zählgeschwindigkeit des TTL - Signalgebers im Bereich von 100 Hz gewählt, d.h. es werden 100 Zählschritte pro Sekunde vollzogen. Liegt logisch "0" am Eingang an, wird abwärts gezählt (siehe Abb. 4.8).

Der Stabilisierungspunkt stellt die Spitze des Transmissionsmaximums dar. Um diesen Punkt gibt es keinen Frequenzbereich, in dem die Stabilisierung nicht aktiv ist. Dadurch ist der 12-Bit Zähler ständig am korrigieren und hält das Stabilisierungssignal fest.

7.) Der Digital-Analog-Konverter

Der 12-Bit Digital-Analog-Konverter (DAC) AD 7247A liefert Ausgangsspannungen, die je nach Anschluss, zwischen 0 und 10 V, 0 und 5 V, sowie -5 und 5 V liegen [Ana93]. Die parallelen Eingänge der drei Zähler liefern ein 12-Bit Signal, das für die Stabilisierung in den Spannungsbereich von -5 bis 5 V aufgeteilt wird, was der Abb. 4.8 entnommen werden kann. Mit der Auflösung von 4095 gelangt man bei 10 V zu einem Spannungsschritt pro Zählschritt von 2,4 mV. Nach Gleichung (3.32) ergibt dieser Zählschritt einen Frequenzschritt von 523 kHz. Dieser Wert wird durch die Vorschaltung am

Addierer nochmals reduziert. Die Auflösung wird anhand eines bestimmten Widerstandsverhältnisses verbessert. Gelangt das Zählersignal an das Ende des Spannungsbereichs vom DAC (-5 oder 5 V), so springt der Zähler zurück auf den Startwert (siehe Abb. 4.8 (a), (b)).

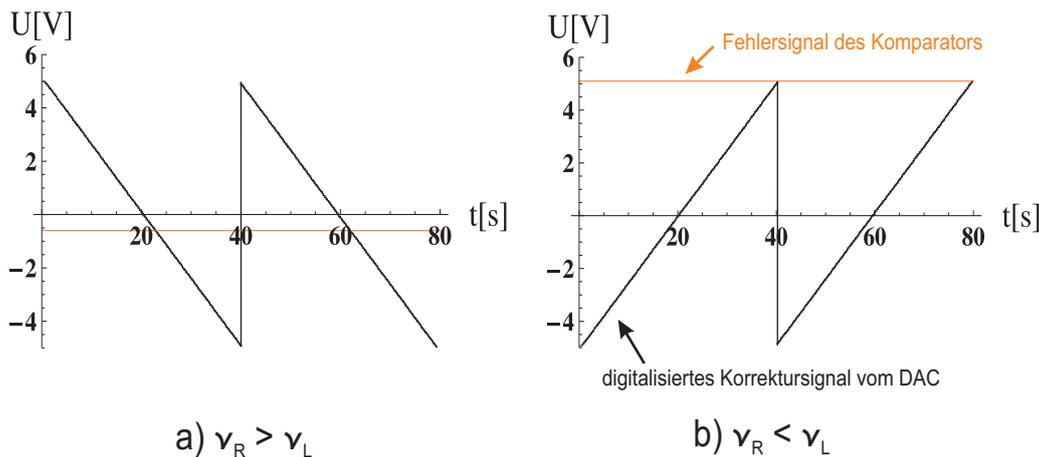


Abbildung 4.8: Ausgangssignal des DAC's. Je nach Driftrichtung werden zwei Fälle a) und b) unterschieden. Das Fehlersignal des Komparators gibt die Zählrichtung der Digitalzähler vor. Die Ausgangsspannung läuft von -5 bis 5 V.

8.) Der Spannungsaddierer

Um nun die Sinus-Wechselspannung vom Funktionsgenerator zusammen mit dem Korrektursignal des DAC's und einem Spannungsoffset gemeinsam an den Piezo zu schicken, ist ein Spannungsaddierer notwendig. Es handelt sich um eine invertierende Verstärkerschaltung, die den Operationsverstärker AD 744 nutzt. Über die variablen Widerstände von 10 und 20 kΩ kann ein Intervall von 0 bis 17,23 V durchgefahen werden. Um den Spannungsbereich zu vergrößern, legt man an den nicht-invertierenden Eingang des AD 744 kein Erdungspotential sondern -6 V an. Diese Spannung wird auch an den Piezo angelegt, der im semi-bipolaren Betrieb arbeitet und damit einen größeren Spannungsbereich durchfahren kann. Die Ausgangsspannung am Addierer ergibt sich aus dem Verhältnis der einzelnen Spannungen über den Eingangswiderständen:

$$U_{\text{Ausgang}} = -10 \text{ k}\Omega \left(\frac{U_{\text{Sinus}}}{470 \text{ k}\Omega} + \frac{U_{\text{DAC}}}{33 \text{ k}\Omega} + \frac{U_{\text{Offset}}}{560 \Omega} \right). \quad (4.9)$$

Die Gesamtausgangsspannung teilt sich wie folgt auf:

- U_{Offset}

Der variable $20\text{ k}\Omega$ Widerstand wird auf circa $200\ \Omega$ eingestellt, wodurch sich mit den Kirchhoff'schen Gesetzen die Spannung vor dem $560\ \Omega$ Widerstand berechnen lässt gemäß:

$$U_{560\Omega} = \frac{-11,37\text{ V} - \frac{0,42\text{ V}\Omega}{R_{10\text{ k}\Omega}}}{1,3 + \frac{560\ \Omega}{R_{10\text{ k}\Omega}}}. \quad (4.10)$$

Der $10\text{ k}\Omega$ Widerstand wird von 618 bis $1634\ \Omega$ durchgefahen. Nach dieser Formel entspricht das einer Spannung von $U_{618\Omega} = -5,127\text{ V}$ und $U_{1634\Omega} = -6,873\text{ V}$. Am Eingang des AD 744 ergibt sich eine Spannungsdifferenz gegenüber dem nicht-invertierenden Eingang von $U_{\text{Offset}} = \pm 0,873\text{ V}$. Nach der Verstärkung bedeutet das eine Spannung von $\pm 15,6\text{ V}$. Legt man diese Spannung gegenüber -6 V an den Piezo, so lässt sich ein Spannungsbereich von -9 bis 21 V am Piezo durchfahren.

- U_{DAC}

Die Auflösung der Frequenzschritte pro Spannungsschritt kann dadurch verbessert werden, indem man die Spannung nochmals teilt. Die Ausgangsspannung von -5 bis 5 V am Ausgang des Addierers ist:

$$U_{\text{DAC}} = \frac{10\text{ k}\Omega}{33\text{ k}\Omega} \cdot (\pm)5\text{ V} = \pm 1,5\text{ V}. \quad (4.11)$$

Das entspricht einem neuen Spannungsschritt pro Zählschritt von $0,73\text{ mV}$. Nach (3.32) zählt man damit in Frequenzschritten von 161 kHz .

- U_{Sinus}

Wählt man die Amplitude des Funktionsgenerators nach der Linienbreite des Transmissionsmaximums, wird die große Amplitude des Funktionsgenerators ebenfalls verkleinert durch

$$U_{\text{Sinus}} = \frac{10\text{ k}\Omega}{470\text{ k}\Omega} \cdot U_{\text{Sinus}} = 0,02 \cdot U_{\text{Sinus}}. \quad (4.12)$$

Dies führt bei einer Amplitude von $\pm 3\text{ V}$ zu einem Durchstimmen der Frequenz nach (3.32) von $\pm 14\text{ MHz}$. Dieser Wert ist mit der Linienbreite des FPI's von 13 MHz fast identisch.

Elektronik zur Stabilisierung des FPI's zum Farbstofflaser

Nachdem ν_R stabilisiert wurde, kann jetzt der zweite Regelkreis zur Stabilisierung der Farbstofflaserfrequenz geschlossen werden. Verweisend auf Abb. 4.3 driftet in diesem Fall die Laserfrequenz des Farbstofflasers ν_L . Eine driftende Laserwellenlänge ändert die Resonanzbedingung des Transmissionssignals nach Gleichung (4.1). Dies führt erneut zu drei Situationen zwischen der stabilisierten Resonatorfrequenz des FPI's und der Laserfrequenz des Farbstofflasers. Analog zu der in Abschnitt 4.2.2 erläuterten Vorgehensweise wird gemäß den drei Fällen ein Korrektursignal aus den Fehlersignalen erzeugt. In diesem Fall geht das Korrektursignal direkt vom DAC in den externen Eingang der Kontrollbox des Farbstofflasers, woraus eine verbesserte Auflösung des Korrektursignals resultiert. Ein ± 5 V Korrektursignal am externen Eingang der Kontrollbox des Farbstofflasers bedeutet, dass man \pm die Hälfte des einstellbaren Frequenz-Durchstimmbereichs (engl. *Scan Width*) durchfährt. Der Offset (engl. *Center Offset*) des Durchstimmbereichs kann an der Kontrollbox eingestellt werden. Eine Scan Width von beispielsweise 200 MHz bedeutet ein Frequenzschritt pro Zählschritt von 49 kHz. Der restliche Leiterplattenaufbau ist identisch mit Abb. 4.5 und kann in Abb. 4.9 eingesehen werden. Die Umsetzung des Schaltplans ist in Abb. 4.10 dargestellt. Da schnelle Frequenzänderungen mit einer entsprechend niedrigeren Zeitkonstante nachreguliert werden müssen, wird ein zweiter TTL-Signalgeber benutzt, der mit einer höheren Frequenz arbeitet.

4.2.3 Erzeugung der beiden Stabilisierungssignale

Zunächst wird das FPI zum HeNe stabilisiert, d.h. man sucht mit dem variablen $10\text{ k}\Omega$ Widerstand das Maximum, bei dem die Laserwellenlänge des HeNe in Resonanz mit der Resonatormode des FPI steht. Danach beginnt die Elektronik automatisch die Nachregelung, um diese Maximumposition zu halten und stabilisiert somit das FPI zum HeNe. Das dabei entstehende Stabilisierungssignal ist das in Abb. 4.4 (a) zu sehende Photodiodensignal der doppelten Frequenz für $\nu_R = \nu_L$. Das gleiche Signal entsteht bei der Nachregelung des Driftens vom Farbstofflaser (siehe Abb. 4.11). Veränderbare Größen zur Optimierung des Stabilisierungssignals des FPI's hin zum HeNe-Laser sind die Änderung der Frequenz des TTL-Signalgebers und des Funktionsgenerators, sowie die der Amplitude der Sinusspannung.

Danach wird der Stabilisierungspunkt für den Farbstofflaser gesucht. Um die gewünschte Resonatormode zu suchen wird mit einem 2. Oszilloskop im XY-Modus das Photodiodensignal vom Farbstofflaser gegenüber dem Ausgang „Horiz“ gesucht. Dieser liefert ein DC-Signal proportional zum Durchstimm-

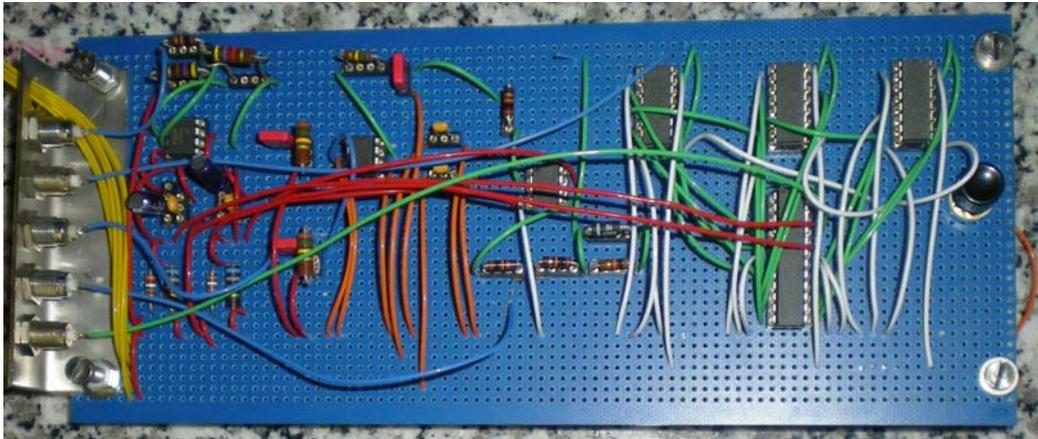


Abbildung 4.10: Aufbau der Platine zur Steuerung der Stabilisierung des Farbstofflasers hin zum FPI.

bereich. Um eine Airy-Funktion des Farbstofflasers zu sehen wählt man folgende Einstellungen an der Kontrollbox:

- *Zero Servo*: Wird zum Durchstimmen der Frequenz benötigt.
- *Internal*: Die Farbstofflaserfrequenz wird \pm der Hälfte des einstellbaren Frequenz-Durchstimmbereichs verfahren. Stellt man einen Durchstimmbereich von 3 GHz ein, so erkennt man eine Airy-Funktion auf dem Oszilloskop. Über den Center Offset lässt sich ein Transmissionsmaximum zur Mitte des Oszilloskopdisplays schieben. Der Durchstimmbereich wird so lange heruntergefahren, bis man in einen Bereich von ± 100 MHz kommt, der für die Stabilisierung auf der Maximumspitze ausreicht.

Um das Stabilisierungssignal der Abb. 4.11 zu generieren wechselt man die Einstellungen der Kontrollbox zu

- *Lock*: Der Resonator des Farbstofflasers regelt die Frequenz durch Änderung der Resonatorlänge nach.
- *External*: Das Signal kommt von der externen Regelungselektronik, in diesem Fall vom DAC.

Neben den Stabilisierungssignalen der Photodiode entnimmt man Abb. 4.11 die beiden DAC Signale (grün, blau). Sie dienen der ständigen Überwachung der Nachregelung sowie dem Erkennen von Drifts. Die scharfen Maxima in

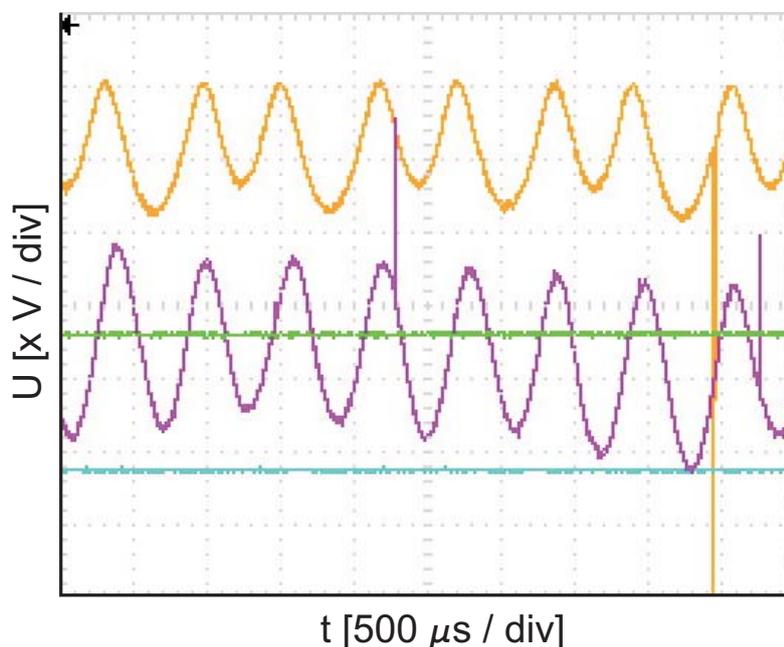


Abbildung 4.11: gelb: Stabilisierungssignal des FPI's zum HeNe-Laser; violett: Stabilisierungssignal des Farbstofflaser zum FPI; grün und blau: DAC Signale der beiden Leiterplatten. Die Spannungseinstellung variiert für die verschiedenen Signale x und hat daher die Einheit $[x \text{ V} / \text{div}]$.

den Stabilisierungssignalen sind elektronische Störsignale, die entweder auf den Leiterplatten aufgesammelt oder durch schlechte Kabelverbindungen erzeugt werden.

Solange die Stabilisierungssignale (gelb und violett) zu sehen sind, wird aktiv die Frequenz des Farbstofflasers auf ihrem Ausgangswert gehalten. Das Stabilisierungssignal (gelb) repräsentiert die Stabilisierung von FPI zu HeNe-Laser. Das zweite Stabilisierungssignal (violett) zeigt das Halten der Frequenz vom Farbstofflaser. Beide Regelungen unterscheiden sich in ihrer Zeitkonstante der Signalkorrektur. Diese wird durch die Zählgeschwindigkeit der TTL-Signalgeber vorgegeben. Die Frequenz des TTL-Signalgebers für die HeNe-FPI-Stabilisierung liegt bei circa 50 Hz. Dies ist ausreichend, um langsame Drifts zu korrigieren. Die Frequenz für die Farbstofflaser-FPI-Stabilisierung liegt bei 1000 Hz. Dadurch lässt sich schnellen Fluktuationen entgegenwirken.

4.3 Aufbau der Vakuumkammer um das FPI

Innerhalb des aufgebauten Resonators herrscht Atmosphärendruck. Dies führt dazu, dass sich Luftdruckschwankungen in der Umgebung des FPI's in einer Änderung des optischen Wegs nd zwischen den Resonatorspiegeln bemerkbar machen (siehe dazu auch Kapitel 3.2). Dazu betrachtet man zunächst die Änderung des Brechungsindex n in Abhängigkeit von Temperatur T und Druck p [Mui88]:

$$(n - 1)_{T,p} = \frac{(n - 1)_s \cdot p \cdot 10^{-5} \text{ Pa}^{-1}}{(1 + 0.0034198 \cdot (T - 20 \text{ °C}) \cdot \text{°C}^{-1})}. \quad (4.13)$$

Der Term $(n - 1)_s$ beschreibt die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenzahl $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ für Standardbedingungen von 20 °C und 100 kPa:

$$(n - 1)_s = 10^{-8} (26445,9 + 148,7 \cdot \sigma^2 + 1,205 \cdot \sigma^4 + 0,02712 \cdot \sigma^6). \quad (4.14)$$

Für eine feste Wellenlänge fasst man den konstanten Term in (4.13) mit k zusammen und erhält:

$$(n - 1)_{T,p} = k \cdot p. \quad (4.15)$$

Für die Änderung des Brechungsindex mit Änderung des Drucks ergibt sich daraus

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = k \text{ oder } \Delta n = k \Delta p. \quad (4.16)$$

Löst man folgende Beziehung für die Änderung der optischen Weglänge $\Delta(nd)$ innerhalb eines Resonators mit dem Spiegelabstand d :

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta(nd)}{nd} \quad (4.17)$$

nach Δn auf und setzt (4.16) ein, so erhält man:

$$\frac{\Delta(nd)}{d} = k \Delta p. \quad (4.18)$$

Mit (4.15) ergibt sich daraus die Beziehung

$$\Delta(nd) = d(n - 1) \frac{\Delta p}{p}. \quad (4.19)$$

Diese Gleichung lässt sich mit (4.17) umformulieren zu

$$\frac{\Delta n}{n} = \left(1 - \frac{1}{n}\right) \frac{\Delta p}{p} \quad (4.20)$$

Gemäß der normalen Dispersion hat Luft für die Wellenlänge von $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ einen Wert des Brechungsindex von $n = 1,00027$ [Lid08]. Weiterhin geht man von täglich auftretenden Luftdruckschwankungen Δp von circa 2 mbar aus. Setzt man Gleichung (4.20) in Gleichung (3.29) ein, so erhält man mit den genannten Werten für λ , n und Δp :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta n}{n} > 10^{-7}, \quad (4.21)$$

unter der Annahme dass $\Delta d \ll d$ ist. Dies würde für die Frequenz des Helium-Neon-Lasers von $\nu = 4,74 \cdot 10^{14}$ Hz eine Frequenzschwankung von $\Delta\nu \approx 50$ MHz ausmachen. Um diese Schwankungen nicht korrigieren zu müssen, wurde die in Abb. 4.12 zu sehende Vakuumkammer entworfen und aus VA-Stahl angefertigt. Dabei werden als Ein- und Ausgangsfenster Keilprismen eingesetzt. Diese lenken das Licht um einen Winkel von 2° ab, und weisen eine hohe Transmission ($\geq 90\%$) auf [Tho07b]. Dies ist wichtig, um den Aufbau eines zweiten Resonators durch reflektiertes Laserlicht an den Fenstern innerhalb der Vakuumkammer möglichst zu vermeiden. Um den Innenraum zu evakuieren wird eine Trockenvorvakuumpumpe benutzt, welche einen Enddruck von $2 \cdot 10^{-3}$ mbar liefert.

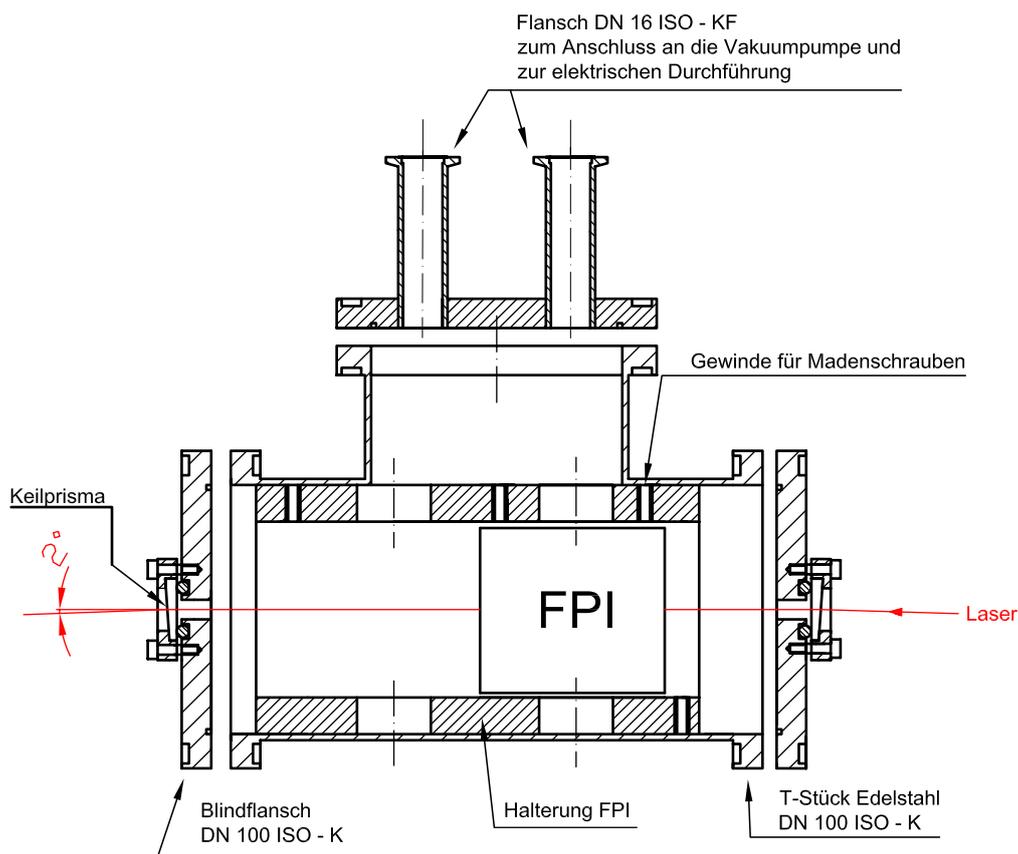


Abbildung 4.12: Schnittzeichnung durch die Vakuumkammer. Das Ein- und Austrittsfenster besteht aus einem Keilprisma, welches aufgrund der Ablenkung des Laserstrahls die Entstehung eines zweiten Etalons innerhalb der Vakuumkammer vermeiden soll. Alle weiteren Detailzeichnungen können dem Anhang entnommen werden.

Kapitel 5

Charakterisierung der Frequenzstabilisierung

Das folgende Kapitel stellt alle Messungen zusammen, die im Rahmen dieser Arbeit mit der entwickelten Laserstabilisierung (siehe Kapitel 4) und dem in Abschnitt 3.1.2 vorgestellten Frequenzkamm durchgeführt wurden. Die verfügbare Zeit, um Messungen mit dem Frequenzkamm zu machen, wurde durch einen strikten Strahlzeitplan beschränkt. Zahlreiche äußerst erfolgreiche on-line Experimente wurden 2008 mit COLLAPS an Mg, Cu und Ga-Isotopen durchgeführt. Daher blieb wenig Zeit um die neue Frequenzstabilisierung in den kurzen Strahlzeitpausen und am Ende der on-line-Messperiode zu testen. Unmittelbar nach Ende der Strahlzeitperiode musste der entlehnte Frequenzkamm zurück zur Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) nach Darmstadt. Aus diesem Grund konnten keine langen, systematischen Messreihen gemacht, sondern nur das *Proof-of-Principle* gezeigt werden.

Die Untersuchungen zur Qualität des Stabilisierungssystems teilen sich in Langzeitmessungen von mehreren Stunden sowie in Testmessungen für verschiedene externe Parameter auf. Zuvor wurde die Tauglichkeit des bei COLLAPS zum Einsatz kommenden HeNe-Lasers getestet, der für das System als Frequenzreferenz dienen soll. Weiterhin wird die Statistik der Langzeitmessungen vorgestellt, sowie die Resultate aus der Bestimmung der Allan-Abweichung diskutiert. Am Ende des Kapitels wird gezeigt, wie unter Zuhilfenahme des Frequenzkamms der experimentelle Wert des freien Spektralbereichs des FPI's ermittelt wurde.

5.1 Überprüfung der Langzeitstabilität des HeNe-Lasers

Mit dem Laserstrahl des HeNe-Lasers von COLLAPS wurde mit einer beliebigen Mode des Frequenzkamms ein Schwebungssignal erzeugt. Über die Änderung der Schwebungsfrequenz konnte die Langzeitstabilität des Lasers für einen Zeitraum von fast 6 Stunden aufgezeichnet werden. Bevor die in Abb. 5.1 gezeigte Messung gestartet wurde, wurde eine Aufwärmzeit von circa 30 Minuten eingehalten. Diese wird vorausgesetzt, um interne thermische Drifts des Lasers zu vermeiden.

Abb. 5.1 zeigt das pro Sekunde aufgenommene Schwebungssignal des HeNe-Lasers von COLLAPS (grün). Zusätzlich sind zwei Vergleichsmessungen mit einem weiteren HeNe-Laser, ausgeliehen von der GSI, durchgeführt worden (schwarzes und rotes Signal). Bei der Messung mit dem HeNe-Laser von

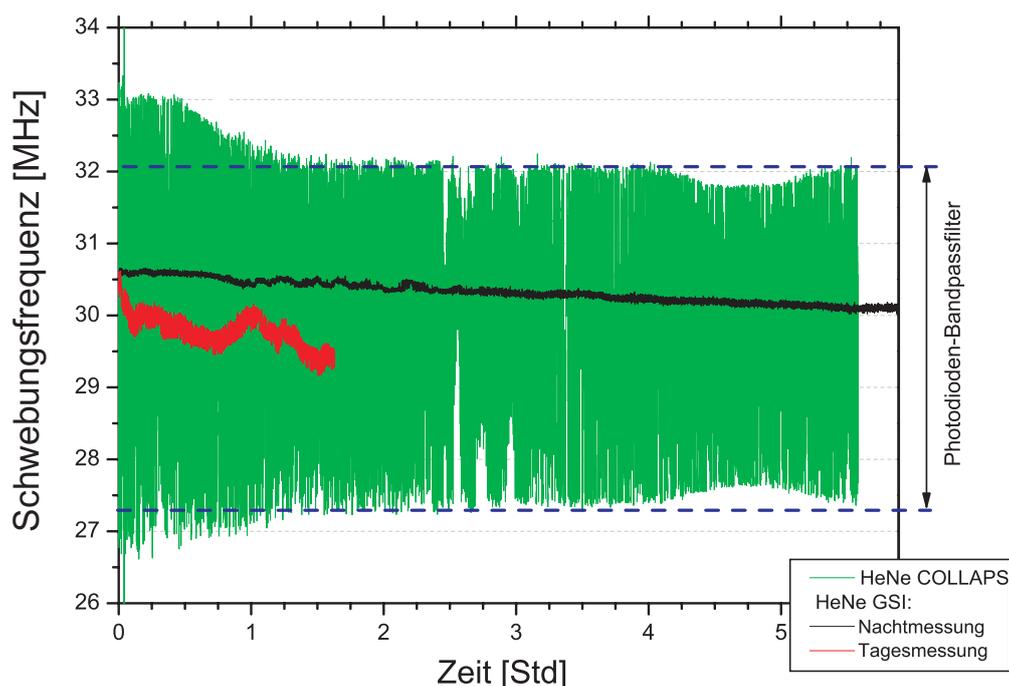


Abbildung 5.1: grün: Messung der Langzeitstabilität des HeNe-Lasers von COLLAPS; rot: Vergleichsmessung mit einem zweiten HeNe-Laser bei Tag; schwarz: Vergleichsmessung mit dem zweiten HeNe-Laser bei Nacht.

COLLAPS fallen sofort große Frequenzsprünge auf, die anfangs den durch

die Photodioden limitierten Frequenzbandpass übersteigen. Der Bandpass von etwa 5 MHz wird durch die in blau gestrichelte Linie angezeigt. Das Aufnahme Fenster des Frequenzkamms erstreckt sich im Bereich von ± 3 MHz um die Startschwebungsfrequenz von 30 MHz. Während im Messsignal große Frequenzsprünge durch die Bandpasskante abgeschnitten wurden, konnten am Oszilloskop Sprünge im Bereich von bis zu 10 MHz im zeitlichen Abstand von wenigen Sekunden beobachtet werden. Im weiteren Verlauf erreichten die Frequenzfluktuationen ihren Minimalwert von $\pm 2,5$ MHz. Schwankungen dieser Größenordnung sind zum Gebrauch des HeNe-Lasers von COLLAPS als Frequenzreferenz für eine Stabilisierung nicht akzeptabel. Deshalb wurde für alle weiteren Messungen der GSI-HeNe-Laser verwendet. Es handelt sich um einen HeNe-Laser Modell SL02/1 der Firma SIOS Messtechnik mit einer Wellenlänge von $\lambda = 633$ nm und einer spezifizierten Frequenzstabilität von $1 \cdot 10^{-8}$ pro Stunde. Die Langzeitstabilität in 24 Stunden ist mit $2 \cdot 10^{-8}$ pro Tag festgehalten. Ausgedrückt in Frequenzeinheiten entsprechen diese Werte 4,7 MHz/Std sowie 9,4 MHz/Tag. Beide Werte wurden in den in Abb. 5.1 gezeigten Messungen deutlich unterboten. Die Frequenz in der Nachtmessung (schwarz) driftete in einem Zeitraum von fast sechs Stunden lediglich um circa 600 kHz. Während der Tagmessung wurde innerhalb von 1,5 Stunden eine Drift von 1 MHz beobachtet. Daher durfte man für die Stabilisierung der Farbstofflaserfrequenz mit dem HeNe-Laser der GSI im Zeitraum von mehreren Stunden ein stabiles Verhalten innerhalb von wenigen MHz erwarten. Es wird ebenfalls deutlich, dass die Schwebungsfrequenz in der Nachtmessung weniger von thermischen und vibratorischen Störeinflüssen zum Driften angeregt wurde, als während der Tagmessung.

5.2 Langzeitmessungen

Es wurden zahlreiche Langzeitmessungen mit unterschiedlichen Parametern für die Elektronik durchgeführt. Diese sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Im Ablauf zukünftiger Messungen sollten diese Einstellungen weiterhin optimiert werden. Während der kurzen Verfügbarkeit des Frequenzkamms in diesem Jahr war die Zeit nicht ausreichend, um systematische Messungen vorzunehmen. Die durchgeführten Langzeitmessungen werden im Folgenden einzeln diskutiert.

5.2.1 Testmessung des Stabilisierungsverfahrens

Bevor die erste Langzeitmessung gestartet wurde, musste zunächst eine in Abb. 5.2 gezeigte Testmessung die Brauchbarkeit der eingestellten Elektronik-

Langzeitmessung	SW [MHz]	CO [GHz]	ν_{Sinus} [Hz]	ν_{HeNe} [Hz]	ν_F [kHz]
Test-	200	3,47	242	20	1
1	200	3,47	242	20	1
2	100	3,47	700	100	1
3	100	3,47	770	100	1
3.1	100	3,47	770	100	1
3.2	100	3,47	770	100	1

Tabelle 5.1: Übersicht der eingestellten Parameter.

SW: Scan Width, CO: Center Offset,

ν_{Sinus} : Frequenz vom Funktionsgenerator,

ν_{HeNe} : TTL-Signalgeber-Frequenz für die FPI-zu-HeNe-Stabilisierung,

ν_F : TTL-Signalgeber-Frequenz für die Farbstofflaser-zu-FPI-Stabilisierung.

Parameter zeigen. Die Werte der einstellbaren Größen können Tabelle 5.1 entnommen werden. Der Frequenzkamm nahm jede Sekunde einen Wert der Schwebungsfrequenz auf, ausgehend vom einzustellenden Startwert von 30 MHz. Die aufgenommenen Schwebungsfrequenzen wurden mit einer Genauigkeit von 10^{-9} angegeben. Dies entspricht einer Genauigkeit von ± 30 mHz. Bezogen auf die Laserfrequenz von $4,6 \cdot 10^{14}$ Hz bedeutet dies eine relative Genauigkeit von 10^{-16} . Wie Abbildung 5.2 zeigt, gibt der stabile Verlauf des Schwebungssignals Recht zur Annahme, dass die erste Wahl der einstellbaren Parameter gut getroffen war. Abgesehen von wenigen Sprüngen von maximal 700 kHz, liegen alle Werte in einem Bereich von rund 200 kHz. Über den Zeitraum von 1000 s erkennt man eine leichte Drift von 200 kHz zu 30,2 MHz. Dies geht auf die Drift des HeNe-Lasers in diesem Zeitraum zurück.

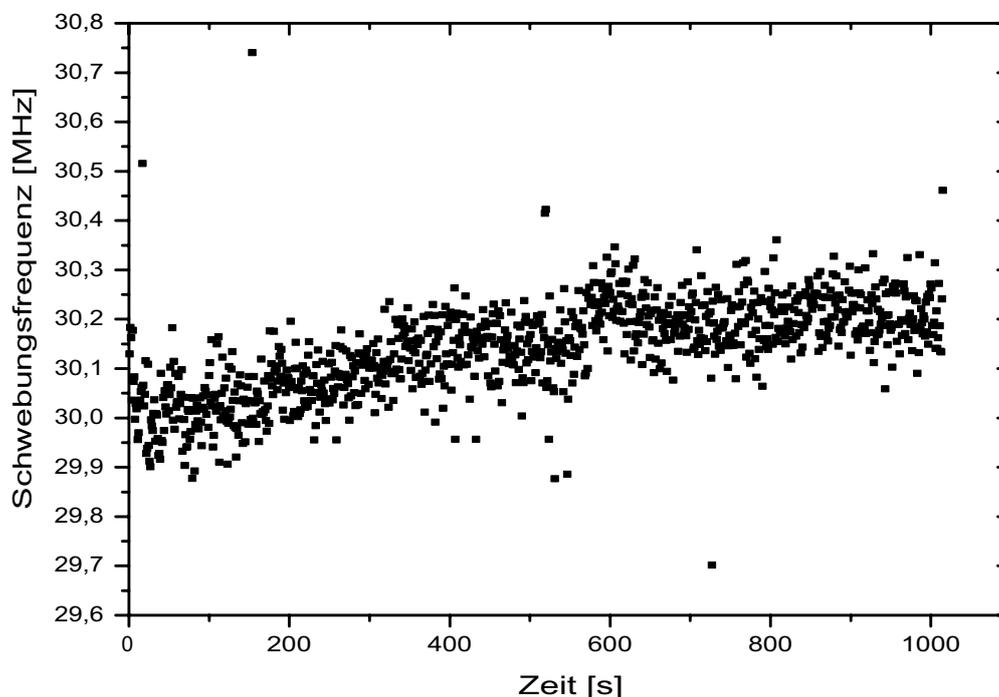


Abbildung 5.2: Testmessung: Zur Überprüfung brauchbarer Parameter wurde eine Messung der Schwebungsfrequenz zwischen Frequenzkammmode und Farbstofflaser über einen Zeitraum von 1000 s durchgeführt. Die Parameter können der 1. Zeile in Tab. 5.1 entnommen werden.

5.2.2 Langzeitmessung 1

Mit den gewählten Einstellungen der Elektronik konnte die erste Langzeitmessung über 4 Stunden gestartet werden, welche der Abb. 5.3 zu entnehmen ist. Der Abbildung 5.3 ist eine „*Smoothing: Adjacent Averaging*“-Trendlinie hinzugefügt. „*Smoothing*“ steht für ein Glättungsverfahren, welches Kurzzeitschwankungen mittelt [Ori99]. Dadurch soll der Verlauf der Schwebungsfrequenz deutlicher hervorgehoben werden. „*Adjacent Averaging*“ bedeutet, dass jeder geglättete Werte mit Index i sich aus dem Mittelwert der Datenpunkte im Intervall $[\frac{i-(n-1)}{2}, \frac{i+(n-1)}{2}]$ ergibt. n steht für die frei wählbare Anzahl der Datenpunkte. Für die gewählte Anzahl von $n = 500$ werden $n = 500+1$ Datenpunkte benutzt um jeden Wert zu ermitteln. Die Trendlinie dient nur repräsentativen Zwecken und hat keine statistische Aussagekraft, da n nach reiner Willkür gewählt werden kann.

Über den gegebenen Zeitraum liegen die maximale und minimale Drift um

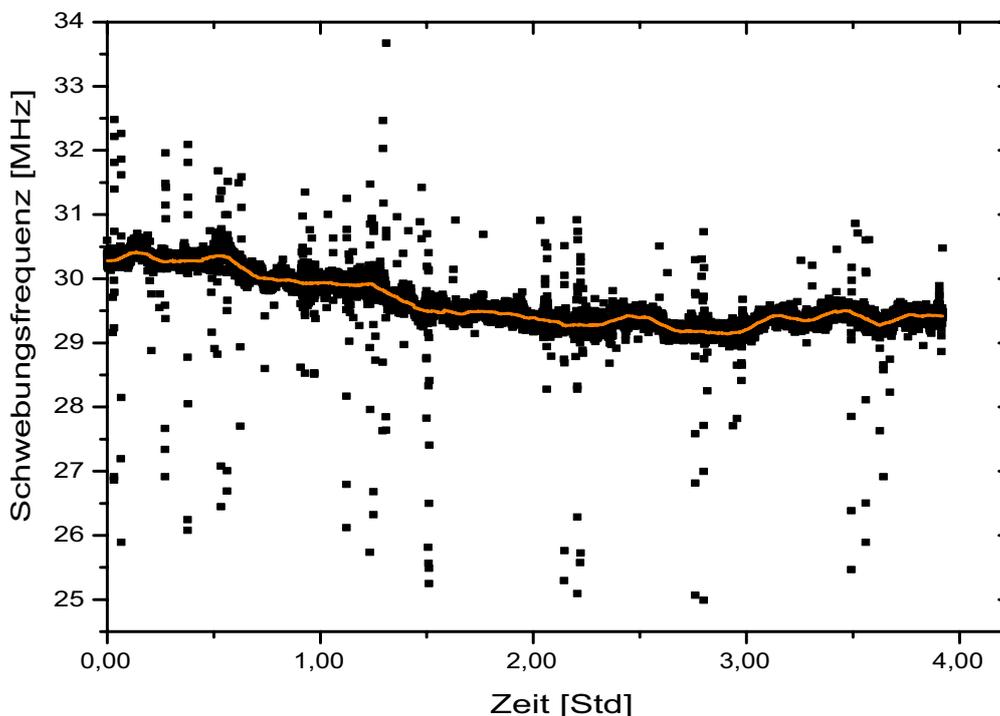


Abbildung 5.3: Langzeitmessung 1: Bezüglich des Startwerts der Schwebungsfrequenz driftete die Farbstofflaserfrequenz im gegebenen Zeitraum um maximal circa 1,4 MHz. Eine exakte Bestimmung der Drift ist Tab. 5.2 und Abschnitt 5.3 zu entnehmen.

circa 1,4 MHz auseinander. In Abschnitt 5.3 wird genauer auf die Analyse der Drift eingegangen. Eine geringere Frequenzdrift als 1,4 MHz ist hier nur durch ein stabileres Helium-Neon Laser Signal erreichbar, welcher bei dieser Messung der begrenzende Faktor war. Weiterhin entnimmt man der Messung in Abb. 5.3 große Frequenzsprünge im Vergleich zum 500 kHz breiten Datenbereich um die Trendlinie. Bezüglich den Frequenzsprüngen sind sowohl solche zu beobachten, die circa 2 MHz oberhalb der Trendlinie liegen, als auch solche die bis zu 5 MHz unterhalb davon liegen. Derartige Frequenzsprünge werden in erster Linie vom Farbstofflaser verursacht und können dafür verantwortlich sein, dass das Stabilisierungssignal vom Farbstofflaser zum FPI kurzzeitig verloren geht. Luftdruckschwankungen sowie Unreinheiten im Laserresonator führen zu Schwankungen in der Laserfrequenz. Diese werden im Normalfall vom FPI des Laserresonators korrigiert. Ist das FPI jedoch nicht ausreichend ausgerichtet, nimmt die Effizienz der Korrektur ab. Weiterhin könnte die Stabilisierungselektronik (siehe Abb. 4.6

und 4.10) kurzzeitige Fehlersignale generieren, die den Piezo des FPI's zum Verfahren anregen. Festgestellt wurde, dass bei den Frequenzsprüngen nicht beide Stabilisierungssignale verloren gingen. Solange das FPI zum HeNe stabilisiert war, wurde der Farbstofflaser stets zum gleichen Stabilisierungspunkt zurückgeführt. Dies geschah immer innerhalb weniger Sekunden, wodurch nicht in den Stabilisierungsmechanismus eingegriffen werden musste. Dies wird während online-Messungen an COLLAPS wichtig, bei denen externe Störeinflüsse wie das Betreten des Laserlabors vermieden werden sollten. Eine detaillierte Übersicht und Diskussion der Frequenzdrift enthält Tabelle 5.2 in Abschnitt 5.3.

5.2.3 Langzeitmessung 2

Um das Rauschen und damit auch die Frequenzsprünge aus Abb. 5.3 um die stabile Linie zu reduzieren, wurden die einstellbaren Parameter der Elektronik geändert (siehe Tab. 5.1). Eine Scan Width von 100 MHz bedeutet nun eine Auflösung des Korrektursignals von 25 kHz pro Zählschritt des DAC's. Abb. 5.4 zeigt die anschließende Messung der Schwebungsfrequenz über einen Zeitraum von 8000 s. Wie schon in Abb. 5.3 zu erkennen war, werden auch hier Frequenzsprünge um die stabile Linie deutlich. Der größte Teil der Frequenzsprünge liegt in einem Intervall von circa 2 MHz. Vergleicht man den Verlauf von Abb. 5.4 mit dem entsprechenden Zeitraum in Abb. 5.3, so sieht man eine deutlich kleinere Frequenzdrift in Abb. 5.4. Eine geringere Scan Width sowie eine höhere Frequenz des TTL-Signalgebers und des Funktionsgenerators führen demzufolge dazu, dass mit einer höheren Auflösung schneller Frequenzdrifts sowie -schwankungen entgegengewirkt werden kann. Die neu eingestellten Parameter erzeugen ein stabileres Schwebungssignal. Es zeigt sich ein Driften der Laserfrequenz von maximal 800 kHz in knapp 2,5 Stunden um die Startschwebungsfrequenz von 30,24 MHz (siehe Tab. 5.2).

5.2.4 Langzeitmessung 3

Ab dieser Messung konnte das Wellenlängenmessgerät High Finesse zur Überwachung der Farbstofflaser-Frequenz benutzt werden, welches vorher nicht zur Verfügung stand. Die Laserfrequenz lag bei $\nu = 460,72097$ THz. Für diese dritte und in Abb. 5.5 gezeigte Langzeitmessung wurde die Frequenz des Funktionsgenerators noch einmal leicht erhöht (siehe dazu Tab. 5.1). Abb. 5.5 stellt den gesamten Verlauf der Messung über 7 Stunden dar. Nach circa 4,5 Stunden wird der Verlust des Stabilisierungssignals vom FPI hin zum HeNe-Laser deutlich. Der Grund dafür ist ein Driften der HeNe-Frequenz. Daraus resultiert ein Driften des DAC-Signals, welches an den Piezo geht.

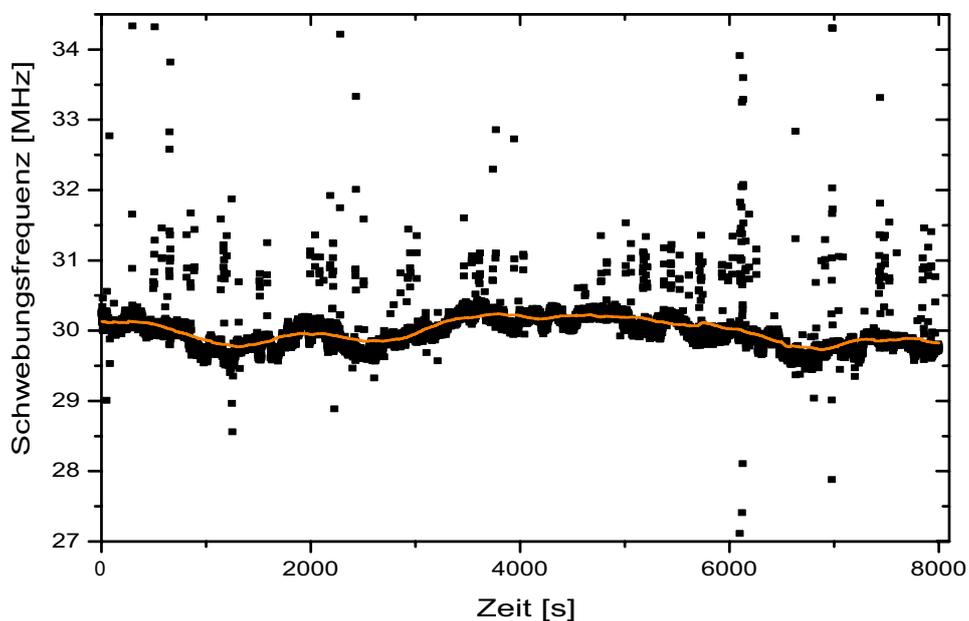


Abbildung 5.4: Langzeitmessung 2: Nach der Änderung der Elektronik-Parameter (siehe Tab. 5.1) beträgt die maximale Gesamtdrift der Schwebungsfrequenz noch etwa maximal 0,8 MHz.

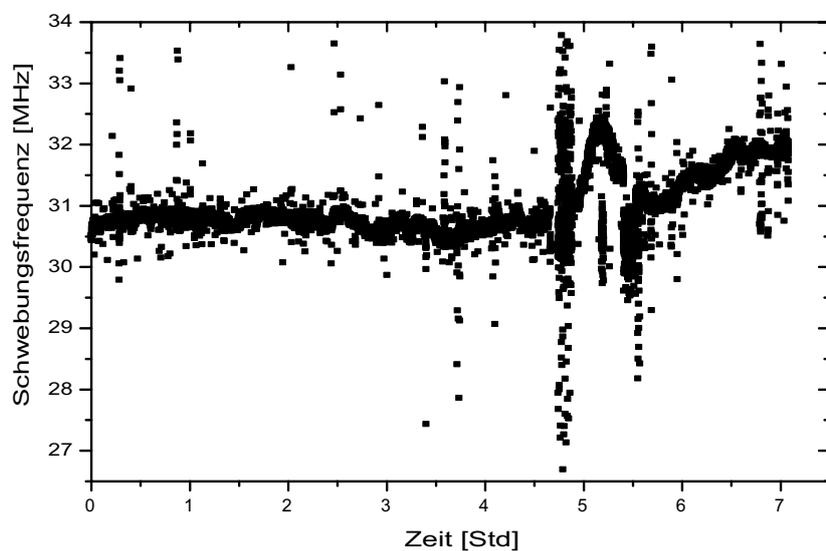


Abbildung 5.5: Langzeitmessung 3: Nach 4,5 Stunden zeigt sich der Verlust des Stabilisierungssignals (siehe Abb. 4.11) vom FPI hin zum HeNe-Laser. Weitere Diskussionen siehe Text und Abb. 5.6 und 5.7.

Erreicht dieses den Maximalwert von +5 V, so springt es anschließend auf den Minimalwert von -5 V (siehe Abb. 4.8). Dies bedeutet einen sofortigen Verlust des Stabilisierungssignals, da der Spannungswechsel am Piezo zum Verlust der Resonanzbedingung führt. Das DAC-Signal sprang zwischen +5 V und -5 V, sodass das Transmissionsmaximum nur durch manuelles Nachregeln des Gleichspannungsoffsets zurückgebracht werden konnte.

5.2.5 Langzeitmessung 3.1

Zur Verdeutlichung des Verlaufs und zur Überprüfung der Qualität des neuen Parametersatzes wurden die ersten 4,5 Stunden aus Abb. 5.5 gesondert ausgewertet und noch einmal in Abb. 5.6 dargestellt. Ein bemerkenswer-

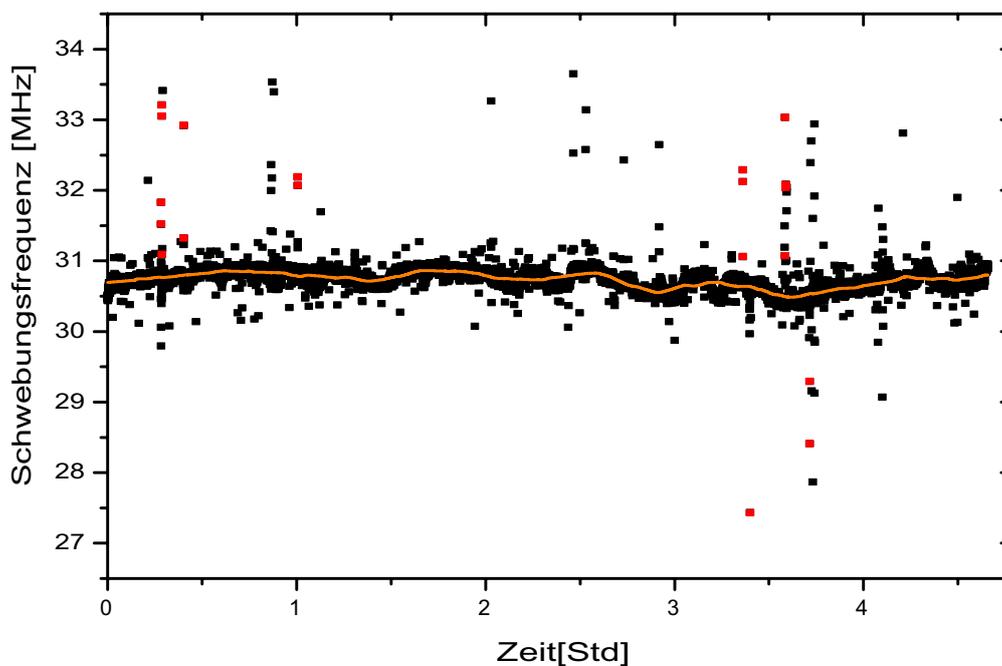


Abbildung 5.6: Langzeitmessung 3.1: Teil der 3. Langzeitmessung (siehe Abb. 5.5) vor dem Verlust des Stabilisierungssignals FPI hin zum HeNe-Laser. Nach der Neuausrichtung des Farbstofflaser-FPI's liegt die maximale Gesamtdrift bei lediglich 0,4 MHz. Eine detaillierte Analyse findet sich in Tab. 5.2 und dem dazugehörigen Abschnitt 5.3.

ter Unterschied zu vorangegangenen Messungen zeigt die geringere Anzahl an Frequenzsprüngen. Dies resultiert zweifelsohne aus der vorangegangenen Optimierung des Farbstofflasers. Dabei wurde beim Neuausrichten des

Farbstofflaser-FPI's explizit auf eine longitudinale Modenanpassung geachtet. Das Farbstofflaser-FPI dient der Korrektur von Kurzzeitschwankungen innerhalb des Laserresonators. Je besser das FPI ausgerichtet ist, umso effizienter korrigiert dieser Resonator kurzzeitige Frequenzsprünge. Damit ist gezeigt, dass die meisten der Frequenzsprünge aus den vorangegangenen Messungen von einem nicht perfekt ausgerichteten FPI am Farbstofflaser kamen. Die Frequenzdrift dieser Messung liegt bei hervorragenden 0,4 MHz innerhalb 4,5 Stunden. Die stündliche Unterteilung der Messung und die dazugehörigen Driftwerte sind der Tab. 5.2 zu entnehmen. Zusätzlich wurden während der Messung in Abb. 5.6 Ereignisse zeitlich festgehalten, bei denen an Oszilloskop und Wellenlängenmessgerät ein kurzzeitiger Verlust des Stabilisierungssignals vom Farbstofflaser festgestellt werden konnte. Nach kurzem Verlust des Signals (1-2 Sekunden) wurde die Laserwellenlänge stets auf dem gleichen Wert gehalten. Diesen Ereignissen konnten Sprünge im Spektrum (rot markiert) zugeordnet werden. Die nicht gekennzeichneten Datenpunkte könnten teilweise die gleiche Ursache haben. Es ist allerdings schwierig über einen solch langen Zeitraum alle Signale zu verfolgen, sodass es gut möglich ist, dass viele Frequenzsprünge aufgrund der kurzen Zeitdauer von wenigen Sekunden nicht wahrgenommen werden konnten.

5.2.6 Langzeitmessung 3.2

Langzeitmessung 3.2 stellt den zweiten Teil der Messung aus Abb. 5.5 in Abb. 5.7 dar. Nachdem das FPI wieder zum HeNe stabilisiert wurde, sieht man zunächst ein Driften hin zu höheren Werten (ab 5 Stunden) und anschließend ein Abfallen (ab 5,25 Stunden). Dies hängt vermutlich damit zusammen, dass vor dem Auffinden des Stabilisierungssignals die Leistung des Farbstofflasers erhöht wurde. Dies kann an den Polarisationsstrahlteilern dazu führen, dass die Photodiode des HeNe-Lasers genug Licht vom Farbstofflaser detektiert, um auf dem damit erzeugten Transmissionsmaximum zu stabilisieren. Damit kann man Langzeitdrifts nicht mehr effizient entgegenwirken, da das FPI mit der Farbstofflaserfrequenz mitdriftet. Um den Effekt zu vermeiden, wurde ab dem Zeitpunkt 5,5 Stunden ein weiterer Transmissionsfilter in den Strahlengang des Farbstofflasers gestellt. Wie sich bei einer späteren Messung (Abb. 5.14) auch noch zeigen wird, ist der Farbstofflaser sehr sensitiv auf veränderte Spiegelpositionen von S4 und S5 (siehe Abb. 4.1). Da das Ausrichten der Spiegel nicht bis zur Modenanpassung eines planaren FPI's geschah, führten kleine Änderungen zu großen Drifts im Schwebungssignal. Diese trugen zur Drift im Zeitraum von 5 bis 5,5 Stunden bei. Die Drift im restlichen Verlauf ab 5,75 Stunden kann durch eine Kombination aus Drift des HeNe's sowie Drifts im optischen Aufbau erzeugt worden sein.

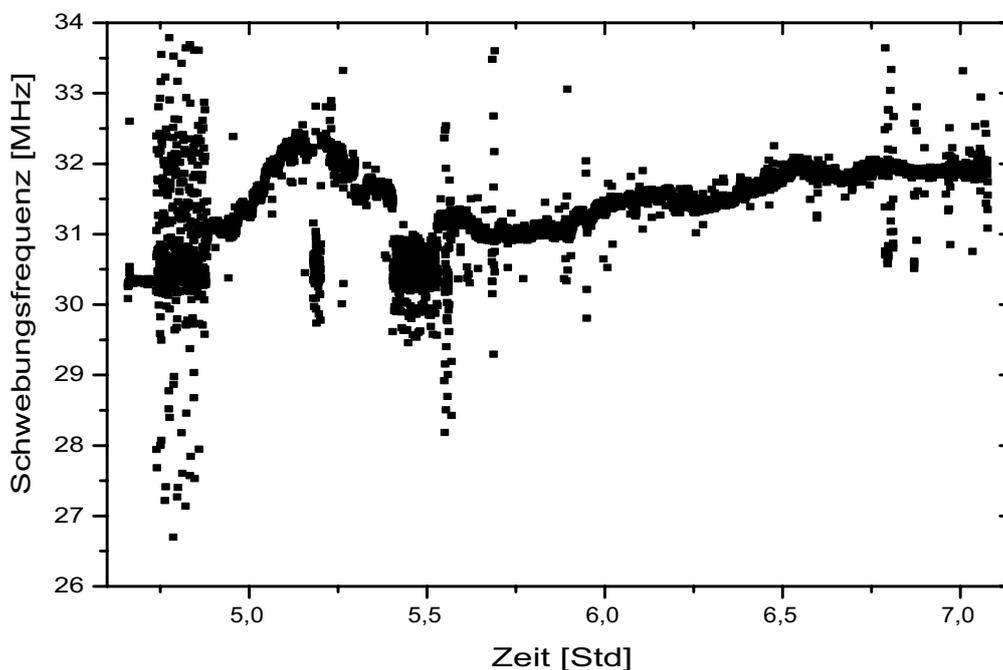


Abbildung 5.7: Langzeitmessung 3.2: Teil der 3. Langzeitmessung nach dem Verlust des Stabilisierungssignals FPI zu HeNe.

Die Langzeitmessungen mussten jeweils nach einigen Stunden entweder durch ein zu schwaches Stabilisierungssignal des Frequenzkamms oder durch den Verlust des Stabilisierungssignals des FPI's hin zum HeNe-Laser abgebrochen werden. Ein weiterer Effekt ist, dass der Farbstofflaser in seiner Frequenz vom FPI durchgefahren wird. Dieses Verhalten zeigt Abb. 5.7 im Zeitraum von 4,5 bis 4,75 Stunden. Ist nur der Farbstofflaser zum FPI stabilisiert, so wird durch die fehlende Stabilisierung des FPI's zum HeNe-Laser der Piezo durchgefahren. Dabei versucht die Stabilisierung des Farbstofflasers dieser Änderung des Spiegelabstandes zu folgen und gibt somit ein Korrektursignal an die Kontrollbox des Farbstofflasers. Dadurch wird die Frequenz des Farbstofflasers solange durchgestimmt, bis die Stabilisierungselektronik des FPI's zum HeNe-Laser das Transmissionsmaximum wieder gefunden hat. Die Frequenzsprünge können dabei durchaus einige MHz betragen. Allerdings werden diese nicht mehr vom Frequenzkamm aufgenommen, sofern sie größer als der vorgegebene Bandpass sind.

Nachdem die Langzeitmessungen qualitativ diskutiert wurden, folgt in Abschnitt 5.3 die statistische Interpretation der Messkurven. Die quantitative Bestimmung der Langzeitmessungen wird in Abschnitt 5.4 ergänzt durch die

Berechnung der Allan-Abweichung, welche Werte der Stabilität für bestimmte Zeitintervalle liefert.

5.3 Die Statistik der Langzeitmessungen

Tabelle 5.2 zeigt zusammenfassend das Driftverhalten der Schwebungsfrequenz der aufgeführten Langzeitmessungen. Dabei wurden einige Messungen in kürzere Intervalle von einer Stunde unterteilt, um die Drift pro Stunde bestimmen zu können. Drift \uparrow und Drift \downarrow stellen die Drift der Schwebungsfrequenz zur maximalen bzw. minimalen Schwebungsfrequenz in einem vorgegebenen Zeitintervall dar. Die in Tab. 5.2 gelisteten Werte ergeben sich aus der Differenz von maximalem bzw. minimalem Driftwert und Startfrequenz der jeweiligen Messung. Zur graphischen Anschauung der Bestimmung der Driftwerte dient Abb. 5.8. Zur Bestimmung der Startschwebungsfrequenz ν_{Start} wird in Abb. 5.8 der Mittelwert der ersten fünf Messwerte gebildet, um sich nicht auf einen Frequenzsprung zu beziehen. Die maximale Drift \uparrow pro Zeitintervall ist der Mittelwert aus 50 aufeinanderfolgenden Frequenzwerten, welche in diesem Datensatz das Maximum bilden. Analog wird die minimale Drift \downarrow bestimmt. Die Gesamtdrift ergibt sich aus der Differenz des höchsten und niedrigsten Driftwerts. Zur Berechnung der Fehler wurde zu jedem Mittelwert aus 50 Datenpunkten sowie zu jedem gemittelten Startwert die Standardabweichung bestimmt [Cha97]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i (\nu_i - \bar{\nu})^2}{N}}. \quad (5.1)$$

ν_i ist der i -te Frequenzwert, $\bar{\nu}$ ist der Mittelwert und N die Anzahl der Datenpunkte. Aus der Differenz der Fehler der jeweils gemittelten Größe ergibt sich der in Tab. 5.2 zugehörige Fehler für die Drift \uparrow und die Drift \downarrow .

Zur Laserspektroskopie bestimmter Elemente werden nach Messungen an Radionukliden, im zeitlichen Abstand von typischerweise einer Stunde, Referenzmessungen an stabilen Isotopen durchgeführt. Dies ist von bedeutender Relevanz zur Bestimmung von Größen wie der Isotopieverschiebung zwischen den einzelnen Radionukliden. Im Rahmen dessen sollte die Laserfrequenz nicht signifikant im Abstand von einer Stunde driften.

Langzeitmessung	Drift \uparrow [MHz]	Drift \downarrow [MHz]	Gesamtdrift [MHz]
1	$(0,23\pm 0,13)$	$(1,13\pm 0,13)$	$(1,36\pm 0,26)$
1. Stunde	$(0,23\pm 0,13)$	$(0,39\pm 0,12)$	
2. Stunde		$(0,94\pm 0,13)$	
3. Stunde		$(1,13\pm 0,13)$	
4. Stunde		$(1,07\pm 0,14)$	
2	$(0,06\pm 0,05)$	$(0,74\pm 0,08)$	$(0,8\pm 0,13)$
1. Stunde	$(0,06\pm 0,05)$	$(0,74\pm 0,07)$	
2. Stunde		$(0,74\pm 0,08)$	
3.1	$(0,39\pm 0,07)$		$(0,39\pm 0,07)$
1. Stunde	$(0,38\pm 0,07)$		
2. Stunde	$(0,39\pm 0,07)$		
3. Stunde	$(0,38\pm 0,06)$		
4. Stunde	$(0,32\pm 0,03)$		

Tabelle 5.2: Drift \uparrow und \downarrow geben den maximalen bzw. minimalen Driftwert der Schwebungsfrequenz zu höheren (\uparrow) bzw. niedrigeren (\downarrow) Frequenzen hin im Zeitintervall an, ausgehend von der Startschwebungsfrequenz. Die Gesamtdrift ist die Differenz der höchsten Driftwerte für \uparrow und \downarrow .

Aus diesem Grund wurden die Langzeitmessungen in zeitlichen Abständen von einer Stunde bezüglich der Frequenzdrift genauer untersucht. Langzeitmessung 1 zeigt eine Gesamtdrift von $(1,36\pm 0,26)$ MHz. Mit den veränderten Elektronik-Einstellungen (siehe Tab. 5.1) lassen sich die Drifts in Langzeitmessung 2 reduzieren zu einer Gesamtdrift von $(0,8\pm 0,13)$ MHz. Eine wesentliche Verbesserung der Driftwerte und damit der Stabilisierung wird in Langzeitmessung 3.1 ersichtlich. Dies geht auf die Neuausrichtung des Farbstofflaser-FPI's zurück und resultiert in einer Gesamtdrift von lediglich

$(0,39 \pm 0,07)$ MHz. Die stündlichen Maximaldrifts während dieser Messung liegen alle unterhalb diesen Werts und erfüllen damit sehr gut die Anforderungen des COLLAPS-Experiments von Drifts kleiner als 1 MHz/Std.

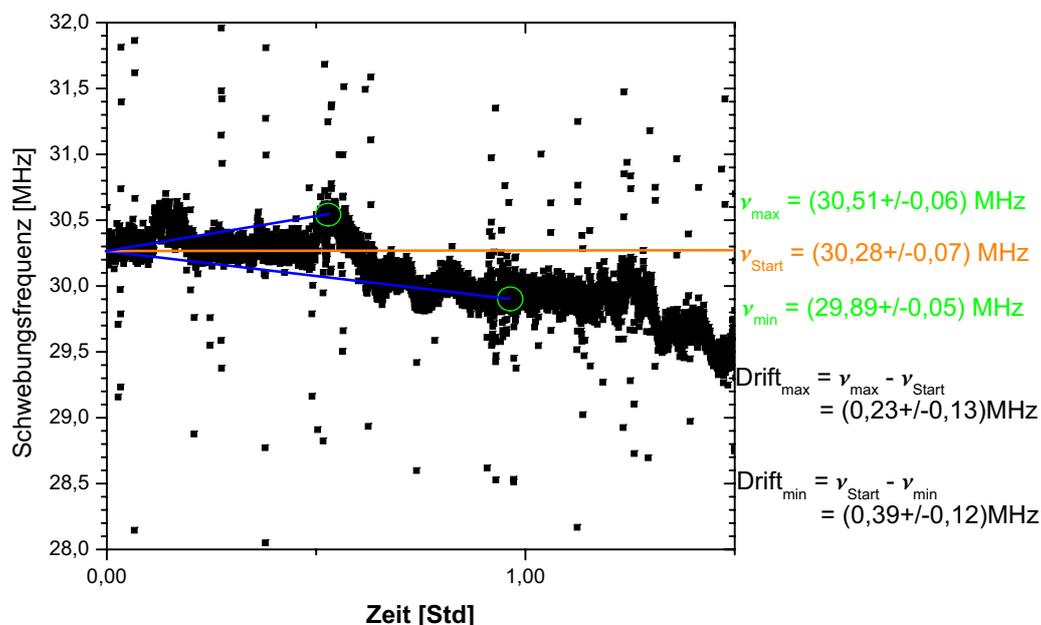


Abbildung 5.8: Graphische Anschauung, wie die Werte Drift_{\uparrow} und $\text{Drift}_{\downarrow}$ in Tab. 5.2 bestimmt wurden. Als Beispiel wird hier die Bestimmung der Werte von Langzeitmessung 1 in der ersten Stunde gezeigt. ν_{\max} und ν_{\min} sind jeweils aus 50 Frequenzwerten (grüner Kreis) gemittelt. Der Fehler ist die Standardabweichung. $\text{Drift}_{\max, \min}$ stehen für Drift_{\uparrow} und $\text{Drift}_{\downarrow}$.

5.4 Die Bestimmung der Allan-Abweichung

Die Beschreibung zur Bestimmung der Allan-Abweichung entstammt [Hal01]. Zur Untersuchung und Analyse des Einflusses von kurzzeitlichen Störeinflüssen der Laserfrequenz auf das Stabilisierungssystem bedarf es einer erweiterten Berechnung als die der Standardabweichung. Gleiches gilt um Langzeitprozesse aufzudecken, die sich in Drifts der Laserfrequenz bemerkbar machen. Die Standardabweichung beinhaltet die Summation der Quadrate der Differenz von einzelnen Frequenzwerten vom Mittelwert. Im Gegensatz dazu führte Dave-Allan die Allan-Abweichung ein, bei der dies durch eine Summation der Quadrate der Abstände aufeinander folgender Frequenzwerte ersetzt

wurde [All66]. Die Formulierung der Allan-Abweichung geht zurück auf die Beschreibung von Zufallsprozessen, die sich in Instabilitäten von hochpräzisen Oszillatorfrequenzen bemerkbar machen. Im vorliegenden Fall wird der Oszillator durch den Laserresonator repräsentiert. Aus der Bestimmung sollen zufällige Prozesse aufgedeckt werden, welche beim Auftragen der Variation der Laserfrequenz $\sigma(\tau)$ für verschiedene Beobachtungszeiten τ ersichtlich werden sollen. Während der Messungen lag die Aufnahmezeit des Frequenzkamms bei $\tau_0 = 1$ s, in deren Abstand ein neuer Frequenzwert aufgenommen wurde. Eine 4 Stunden Messung ($t = 14400$ s) enthält daher 14400 Frequenzwerte. Typische Beobachtungszeiten, welche präsentiert werden sind $\tau = 1$ s, 2 s, 4 s, 8 s, ..., $\frac{t}{3}$ s [Hal01]. Damit können die einzelnen Allan-Abweichungen berechnet, und gegen die Beobachtungszeit in einem Diagramm aufgetragen werden. Für die Berechnung der Allan-Abweichung wurde die überlappende (engl. *Overlapping*-) Allan-Abweichung benutzt:

$$\sigma(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2m^2(M-2m+1)} \sum_{j=1}^{M-2m+1} \left[\sum_{i=j}^{j+m-1} (\nu_{i+m} - \nu_i) \right]^2}. \quad (5.2)$$

Diese macht vom vollen Datensatz Gebrauch, indem die Frequenzwerte ν_i für die Beobachtungszeit $\tau = m \cdot \tau_0$ gemittelt werden. M stellt die Anzahl der gesamten Frequenzwerte der Messung dar. Zur Berechnung der einzelnen Werte und der Erstellung der Graphen von Abb. 5.9 bis Abb. 5.12 wurde das Programm Alavar 5.2 benutzt [Mak03]. Totzeiteffekte der Datenaufnahme des Frequenzkamms wurden nicht in die Bestimmung der Allan-Abweichung mitbezogen. Die Allan-Abweichung liefert zunächst einen Fehler der Schwebungsfrequenz, der anschließend auf die Frequenz des Farbstofflasers von $\nu = 460,72097$ THz normiert wurde (normierte Allan-Abweichung). Die im folgenden erstellten Abbildungen beziehen sich auf die in Kap. 5.2 beschriebenen und in Tabelle 5.2 aufgelisteten Langzeitmessungen.

Das Programm Alavar liefert Werte der Allan-Abweichung für Beobachtungszeiten τ , welche beginnend bei $\tau = 1$ s fortlaufend verdoppelt werden zu $\tau = 2, 4, 6, 8, 16, 32$ s usw.. Dadurch sind die minimalen Werte der Allan-Abweichungen für die Langzeitmessungen auf Zeitintervalle von $\tau = 64$ s (siehe Abb. 5.9) oder $\tau = 16$ s (siehe 5.11) usw. festgelegt. Für die bei COL-LAPS relevante Messzeit von einer halben bis einer Stunde wurde deshalb das von Alavar vorgegebene Zeitintervall von $\tau = 2048$ s genommen.

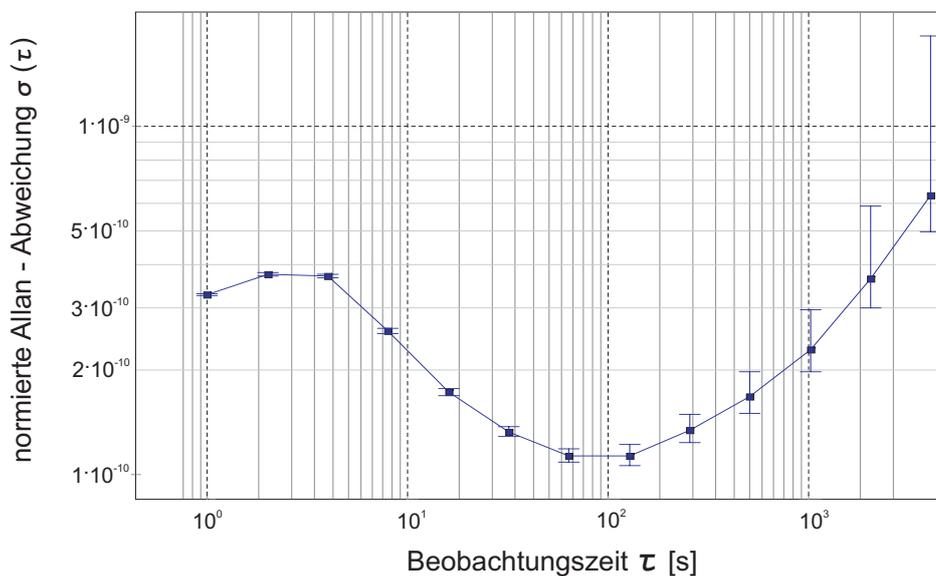


Abbildung 5.9: Langzeitmessung 1: in der doppelt-logarithmischen Darstellung liegt der Minimalwert bei $\sigma(\tau = 64 \text{ s}) = 1,13 \cdot 10^{-10}$. Für $\tau = 2048 \text{ s}$ gilt eine Stabilität von $\sigma(\tau) = (168^{+101,4}_{-27,6}) \text{ kHz}$.

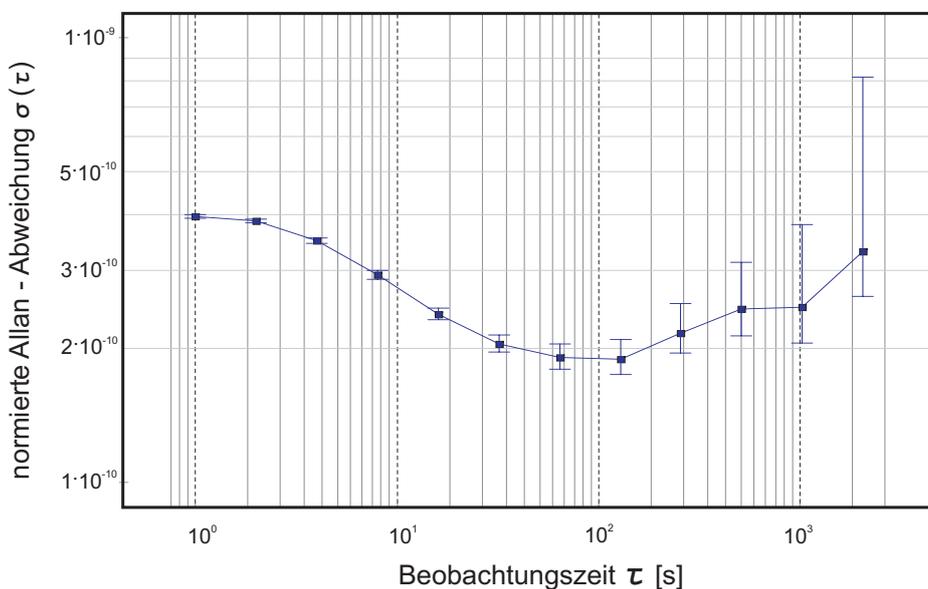


Abbildung 5.10: Langzeitmessung 2: $\sigma(\tau = 128 \text{ s}) = 1,89 \cdot 10^{-10}$. Für $\tau = 2048 \text{ s}$ gilt eine Stabilität von $\sigma(\tau) = (151,9^{+225,8}_{-25,3}) \text{ kHz}$.

Charakteristisch für den Verlauf der Werte ist das in jedem Sigma-Tau-Diagramm ersichtliche Minimum der Funktion. Es resultiert aus zwei gegenläufigen Prozessen. Zum einen verursachen für kurze Beobachtungszeiten zufällige Prozesse ein Rauschen der Laserfrequenz. Das Rauschen setzt sich aus Schrotrauschen und eventuell aus laserspezifischem Rauschen zusammen und wirkt damit auf das Stabilisierungsverfahren. Für längere Beobachtungszeiten mitteln sich diese Kurzzeitschwankungen heraus, wodurch Drifts der Frequenz sichtbar werden. Langzeitdrifts wie Änderung der Umgebungstemperatur oder elektronische Drifts lassen den Verlauf der Allan-Abweichung nach dem Minimum erneut ansteigen. Dadurch ergibt sich im „Tal der Stabilität“ die Beobachtungszeit, in welcher Kurzzeit- sowie Langzeiteffekte ein gemeinsames Minimum besitzen. Die Frequenzstabilisierung liefert die beste Langzeitstabilität der Laserfrequenz für diese Beobachtungszeit. Abb. 5.9 zeigt den Verlauf der auf die Laserfrequenz normierten Allan-Abweichung. Die Beobachtungszeiten beginnen bei $\tau = 1$ s, und werden verdoppelt bis zu 4096 s. Die eingezeichneten Fehler werden vom Programm Alavar berechnet. Für größere Beobachtungszeiten τ nimmt die Zahl der Frequenzwerte ab, die zur Berechnung der Allan-Abweichung beitragen. Dadurch wird die statistische Ungenauigkeit größer was anhand der größer werdenden Fehlerbalken ersichtlich wird. Dies gilt ebenso für die in Abb. 5.10, 5.11 und 5.12 erstellten Verläufe der Allan-Abweichung. Die Minimalwerte der einzelnen Messungen, normiert auf die Laserfrequenz sowie als absolute Größe, können der Tabelle 5.3 entnommen werden. In Abb. 5.11 ist für die Messung aus Abb. 5.5 die Allan-Abweichung bestimmt worden. In dieser Berechnung wurde der Verlust des Stabilisierungssignals sowie die anschließende Drift miteinbezogen. Daraus ergibt sich der stabilste Wert für eine kürzere Beobachtungszeit $\tau = 16$ s als für die restlichen Messungen. Die stabilste Messung aus Abb. 5.6 zeigt auch den niedrigsten Wert der Allan-Abweichung $\sigma(\tau) = 7,63 \cdot 10^{-11}$ für eine Beobachtungszeit von $\tau = 32$ s, was einer Stabilität von 35,2 kHz entspricht.

Wie bereits in Abschnitt 5.3 erwähnt, ist jedoch zur Laserspektroskopie die Stabilität für den Zeitraum von einer halben bis einer Stunde von Interesse. Dieser Wert wird in Tab. 5.3 durch die Allan-Abweichung $\sigma(\tau = 2048)$ s repräsentiert. Tab. 5.3 zeigt die Verbesserung der Stabilität von Langzeitmessung 1 bis 3.1, welche schon in der Tabelle 5.2 anhand der Driftwerte erkenntlich wurde. Dabei liegt der Bestwert der Stabilität bei $55,5^{+27,6}_{-9,2}$ kHz für $\tau = 2048$ s in der Langzeitmessung 3.1. Die Fehler ergeben sich aus den in Abb. 5.9 bis 5.12 bestimmten Fehlerbalken. Die großen Fehler kommen dadurch zustande, dass gegen größere Werte von τ die Anzahl der Datenpunkte weniger wird, die in die Berechnung zur Allan-Abweichung miteinfließen. Um genauere Werte für $\tau = 2048$ s zu erhalten, müssten Messungen mit einer Zeitdauer von 5 Stunden und länger durchgeführt werden.

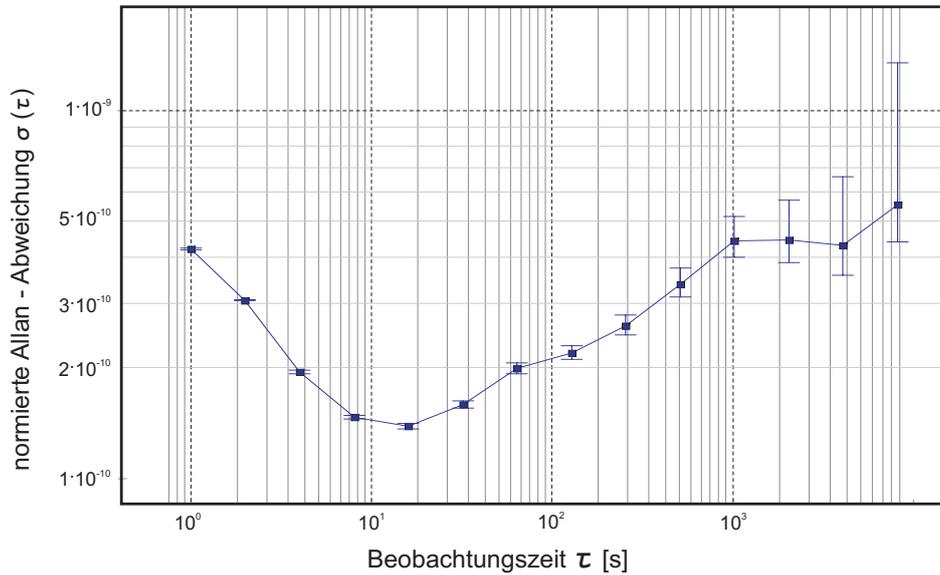


Abbildung 5.11: Langzeitmessung 3: Der beste Stabilitätswert liegt bei $\sigma(\tau = 16 \text{ s}) = 1,38 \cdot 10^{-10}$. Für $\tau = 2048 \text{ s}$ gilt eine Stabilität von $\sigma(\tau) = (205, 4^{+62,2}_{-25,3}) \text{ kHz}$.

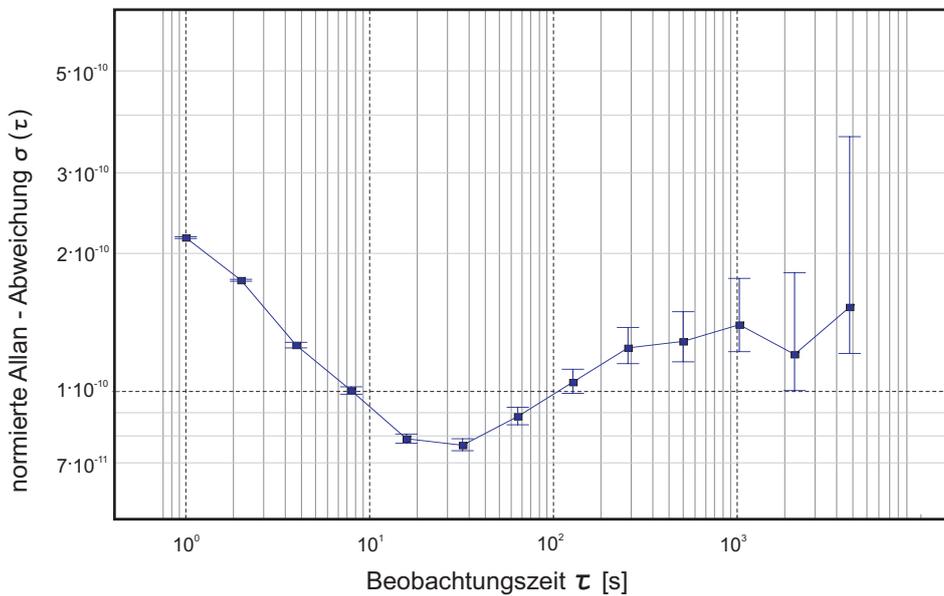


Abbildung 5.12: Langzeitmessung 3.1: $\sigma(\tau = 32 \text{ s}) = 7,63 \cdot 10^{-11}$. Die Stabilität für $\tau = 2048 \text{ s}$ liegt bei $\sigma(\tau) = (55, 5^{+27,6}_{-9,2}) \text{ kHz}$.

Langzeitmessung	$\sigma(\tau)_{min}$ (normiert)	$\sigma(\tau)_{min}$ [kHz]	$\sigma(\tau)$ [kHz] (für $\tau = 2048$ s)
1	$1,13 \cdot 10^{-10}$	52,1	$168^{+101,4}_{-27,6}$
2	$1,89 \cdot 10^{-10}$	87,1	$151,9^{+225,8}_{-25,3}$
3	$1,38 \cdot 10^{-10}$	63,6	$205,4^{+62,2}_{-25,3}$
3.1	$7,63 \cdot 10^{-11}$	35,2	$55,5^{+27,6}_{-9,2}$

Tabelle 5.3: Allan-Abweichungen der Langzeitmessungen. Spalte 2 und 3 geben die minimale Allan-Abweichung an und Spalte 4 für eine typische Messzeit an COLLAPS von 30 min bis 1 Std.

5.5 Charakterisierung der Stabilisierung

5.5.1 Überprüfung des Stabilisierungspunkts

Die Messung in Abb. 5.13 soll zeigen, ob nach dem Verlust des Stabilisierungssignals die Frequenz des Farbstofflasers zur Ausgangsfrequenz zurückstabilisiert wird. Dies stellt ein wichtiges Kriterium für den Betrieb während einer on-line-Strahlzeit dar, bei welcher das Gesamtsystem ohne manuelle Korrektur arbeiten sollte. Der Farbstofflaser wurde bei einer Schwebungsfrequenz von 30,4 MHz stabilisiert und nach 60 s die zugehörige Regelungselektronik abgeschaltet. Währenddessen bleibt das FPI zum HeNe-Laser stabilisiert. Nach 400 s wird der Farbstofflaser wieder stabilisiert. Das Schwebungssignal setzt bei 30,6 MHz fort. Damit ist gezeigt, dass bei einem Verlust des Stabilisierungssignals von Farbstofflaser hin zum FPI dieser stets zur eingestellten Frequenz zurückgebracht wird. Bei 1100 s ist ein Driften über einen Zeitraum von circa 150 s zu erkennen. Zu diesem Zeitpunkt wurde die Amplitude am Funktionsgenerator zum Piezo während der laufenden Messung erhöht. Dies sollte im Normalfall keinen gravierenden Einfluss auf das Schwebungssignal haben. Der beobachtete Effekt ist noch zu erklären.

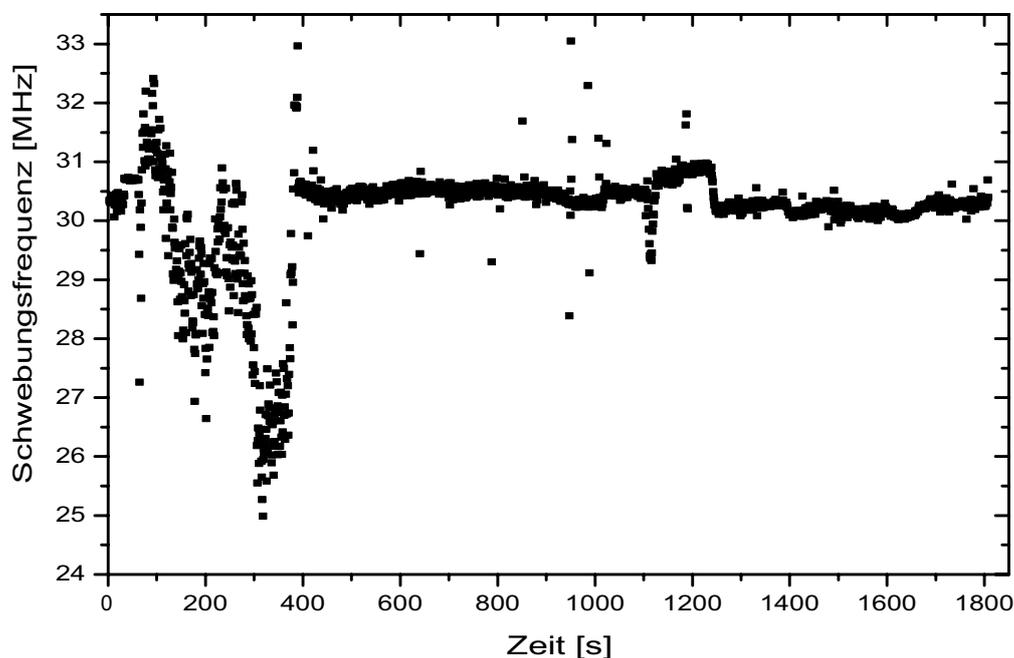


Abbildung 5.13: Test zum Halten des Stabilisierungspunkts. Nach 400 s wird mit der gleichen Startschwebungsfrequenz stabilisiert. Damit ist gezeigt, dass das System nach Einschalten der Elektronik selbstständig das zu Beginn der Messung eingestellte Transmissionsmaximum der Airy-Funktion findet, und die Frequenz darauf weiterstabilisiert.

5.5.2 Messung unter Änderung der Spiegelpositionen

Motiviert durch die enorme Drift in der Messung aus Abb. 5.7, wurde in der Messung in Abb. 5.14 nochmals eingehend auf das Verhalten des Schwebungssignals unter einer Änderung der Spiegelpositionen von S4 und S5 (siehe Abb. 4.1) eingegangen. Nachdem das Stabilisierungssignal von FPI hin zu HeNe-Laser nach 20 min verloren ging, wurde ab 0,75 Stunden die Spiegelposition S4 und S5 minimal geändert. Der erkennbare Sprung von 31,5 MHz zu 29,3 MHz bei einer Stunde stammt von einem leichtem Verändern der Spiegelposition S4. Man konnte also das Schwebungssignal zu höheren bzw. zu niedrigeren Werten variieren, indem man die vertikale bzw. horizontale Spiegelposition von S4 oder S5 leicht versetzt. Die Schwebungsfrequenz (in Abb. 5.7) weist also eine Drift auf, der vermutlich aus leicht gängigen Spiegelhalterungen resultieren könnte. Für zukünftige Aufbauten sollten deshalb ultra stabile Spiegelhalterungen benutzt werden. Mit neu arretierten Spiegel-

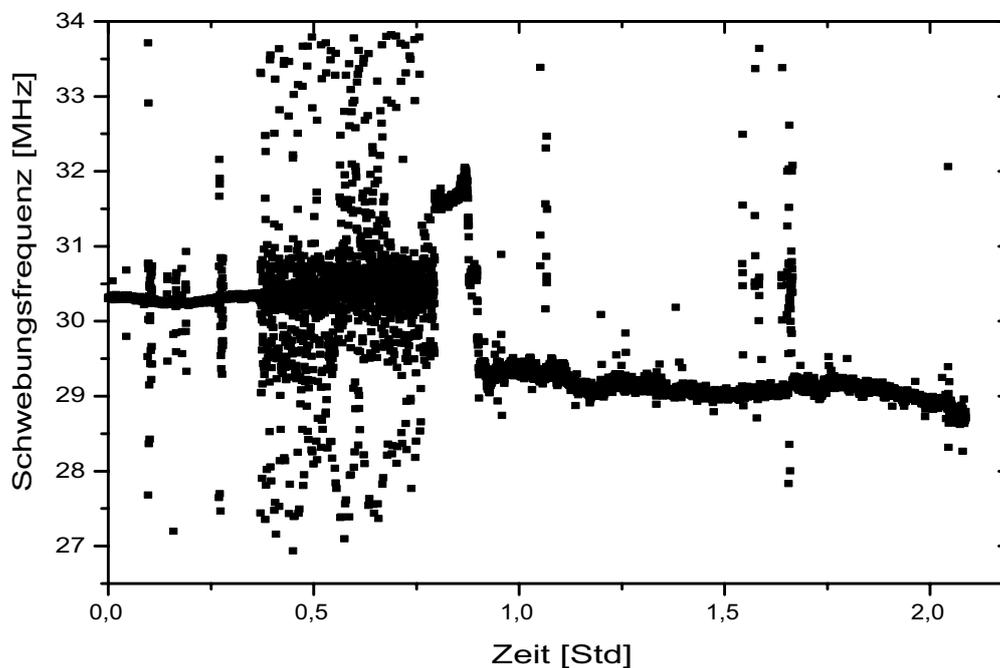


Abbildung 5.14: Test zum Verhalten der Schwebungsfrequenz unter Änderung der Spiegelpositionen S4 und S5. Bei ca. 1 Stunde wurde über eine leichte Änderung der Spiegelposition die Schwebungsfrequenz von 31,5 auf 29,3 MHz verfahren. Für zukünftige Anwendungen ist daher auf den Einsatz von ultra-stabilen Spiegelhalterungen zu achten.

halten konnte anschließend (ab 1 Stunde) weiter stabilisiert werden.

5.5.3 Verhalten der Schwebungsfrequenz unter Temperaturänderung

Zu dieser Messung wurde die temperaturstabilisierende Klimaanlage im Labor ausgeschaltet. Dadurch stieg die Temperatur sehr langsam an, wodurch man erst nach 3 Stunden die Messung in Abb. 5.15 startete. Danach war deutlich ein Driften des DAC-Signals, welches zum FPI geht, zu erkennen. Dies wurde beim DAC-Signal an den Farbstofflasers nicht beobachtet. Das bedeutet, dass das FPI temperaturstabil blieb, während die Frequenz des HeNe-Lasers und damit das Schwebungssignal aufgrund der Temperaturerhöhung langsam zu driften begannen. Der Farbstofflaser stand in einem anderen Labor und war nur mit einer Glasfaser mit dem Aufbau verbunden (siehe Abb.

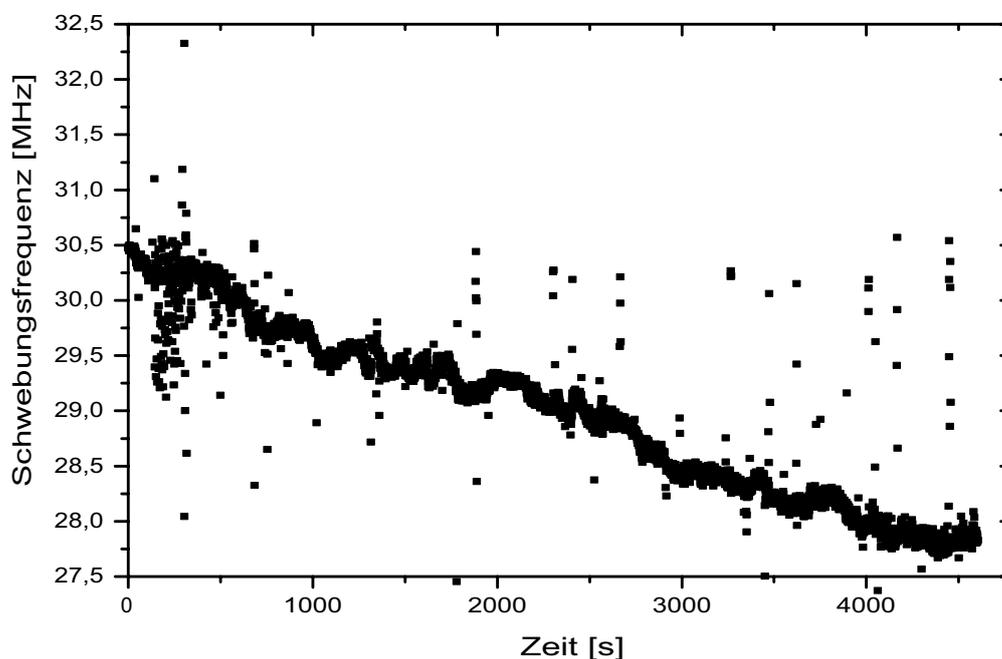


Abbildung 5.15: Verhalten der Schwebungsfrequenz unter Änderung der Labortemperatur von circa 10°C . Die thermische Drift liegt bei $300\text{ kHz}/^{\circ}\text{C}$.

4.1). Deshalb blieb dieser von den Temperaturschwankungen unbeeinflusst. Das Labor wurde durch die eingeschaltete Elektronik derart aufgeheizt, dass zusätzlich auch das DAC-Signal des Farbstofflasers zu driften begann. Dies ist ein sicheres Zeichen, dass nun auch das FPI aufgrund der Temperaturerhöhung zu driften begann. Beide Effekte führen zu einer Drift zu geringeren Schwebungsfrequenzen wie er in Abb. 5.15 gezeigt ist. Bei dieser Messung fiel unglücklicherweise das installierte Temperaturmessgerät aus. Deshalb kann nur abgeschätzt werden, dass sich während der Messung die Temperatur um circa 8°C änderte. Mit der Gesamtdrift der Schwebungsfrequenz in Abb. 5.15 von 3 MHz entspricht dies einer thermischen Drift von $375\text{ kHz}/^{\circ}\text{C}$. Auf eine Temperaturstabilisierung des Labors von $\pm 1^{\circ}\text{C}$ sollte also während zukünftiger Einsätze des Stabilisierungssystems geachtet werden. Der Frequenzkamm hat eine maximale Arbeitstemperatur, welche zum Schluss der Messung überschritten wurde. Dadurch musste die Messung abgebrochen werden.

5.6 Bestimmung des freien Spektralbereichs

Im folgenden Abschnitt werden zwei Messungen präsentiert, mit welchen unter Zuhilfenahme des Frequenzkamms (in Methode 1) und der zusätzlichen Überwachung der absoluten Frequenz (in Methode 2) die Abweichung des freien Spektralbereichs vom Literaturwert (1,5 GHz) bestimmt wurde. Während der gesamten Datenaufnahme war $\nu_{rep} = 19\,999\,995$ Hz.

5.6.1 Methode 1

Das Schwebungssignal vom Farbstofflaser wurde mit der Kammmode in der Mitte des Oszilloskops durch die Änderung der Repetitionsrate positioniert. An dieser Stelle wurde der Farbstofflaser zum FPI stabilisiert. Die Laserfrequenz wurde an der Kontrollbox des 699 über einen Bereich von drei GHz durchgestimmt, während die an der ursprünglichen Signalposition vorbeilaufenden Schwebungssignale am Oszilloskop gezählt wurden. Nachdem das Stabilisierungssignal während des Durchstimmens verloren ging, endete die Messung nach drei GHz bei einem neuen Stabilisierungspunkt. Bei einem Abstand der Schwebungssignale von [Men05]

$$\frac{980 \text{ MHz} + \nu_{rep}}{10} = 99,9999995 \text{ MHz} \quad (5.3)$$

hätte man also für einen durchgestimmten Abschnitt von drei GHz 30 vorbeilaufende Schwebungen erwarten. Liegt der durchgestimmte Bereich ober- oder unterhalb von drei GHz, so wurde mit dem Ändern der Repetitionsrate der Frequenzabstand zum 30. Maximum verschoben.

Es wurden 29 Schwebungen gezählt und das Signal um (15 ± 1) MHz zum 30. Schwebungssignal verschoben. Der Fehler ergibt sich aus der Ablesegenauigkeit der Position des Schwebungssignals am Oszilloskop. Dadurch erhält man also $(2,985 \pm 0,001)$ GHz, was einem freien Spektralbereich von

$$FSR_1 = (1,492 \pm 0,001) \text{ GHz} \quad (5.4)$$

entspricht.

5.6.2 Methode 2

Bei dieser Messung nahm man die absolute Frequenz des Farbstofflasers vor und nach der Messung zu Hilfe, um über die gleiche Vorgehensweise wie in Methode 1 präsentiert einen noch genaueren Wert zu erhalten. Die Frequenzen wurden vom Wellenlängenmessgerät abgelesen.

Die Messung wurde mit einem Schwebungssignal von 30 MHz bei der Frequenz $\nu_1 = (15454,3778 \pm 0,0001) \frac{1}{\text{cm}}$ gestartet. Am Ende des Durchstimmens von 3 GHz erhielt man einen neuen Frequenzwert von $\nu_2 = (15454,4776 \pm 0,0001) \frac{1}{\text{cm}}$. Analog der Methode 1 bestimmte man den Abstand zur Ausgangsposition des Schwebungssignals. Er betrug in diesem Fall (9 ± 1) MHz. Die Differenz der Frequenzen von $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = (0,0998 \pm 0,0002) \frac{1}{\text{cm}}$, entspricht mit der Umrechnung von $1 \text{ cm}^{-1} = 29,9792 \text{ GHz}$ einem Unterschied von $(2,9919 \pm 0,006) \text{ GHz}$. Diese Methode ergibt einen freien Spektralbereich von

$$FSR_2 = (1,496 \pm 0,003) \text{ GHz.} \quad (5.5)$$

Mit dem Frequenzkamm lässt sich dieser Wert genauer bestimmen. Mit

$$\nu_1 = m_1 \cdot \nu_{rep} + \nu_{CEO}, \quad (5.6)$$

$$\nu_2 = m_2 \cdot \nu_{rep} + \nu_{CEO}, \quad (5.7)$$

lässt sich die Anzahl der Moden bestimmen, die über diesen Bereich durchgefahren wurden

$$\nu_1 - \nu_2 = m_1 \cdot \nu_{rep} + \nu_{CEO} - m_2 \cdot \nu_{rep} + \nu_{CEO}, \quad (5.8)$$

$$\nu_1 - \nu_2 = \Delta m \cdot \nu_{rep} \quad (5.9)$$

$$(5.10)$$

$$\rightarrow \Delta m = \frac{2,9919 \text{ GHz}}{99,999995 \text{ MHz}} = 29,919. \quad (5.11)$$

Δm muss ganzzahlig sein und wird daher auf 30 aufgerundet. Da man nach dem Scan (9 ± 1) MHz über der Ausgangsfrequenz lag, musste dieser Wert von $30 \cdot 100 \text{ MHz} = 3 \text{ GHz}$ abgezogen werden, sodass man einen Wert von $(2,991 \pm 0,001) \text{ GHz}$ erhält.

Damit ist

$$FSR_3 = (1,495 \pm 0,001) \text{ GHz.} \quad (5.12)$$

Alle drei Werte sind gut verträglich und liegen leicht unterhalb des theoretischen Wertes $FSR = 1,5 \text{ GHz}$, der nur durch den Spiegelabstand von 5 cm bestimmt ist. Der Mittelwert liegt bei:

$$\overline{FSR} = (1,494 \pm 0,002) \text{ GHz} \quad (5.13)$$

Aus den gemessenen Werten ergibt sich folgender Spiegelabstand mit dem exakten Wert der Lichtgeschwindigkeit c :

$$FSR_1 = \frac{c}{4d_1} = \frac{299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{4 \cdot d_1} \rightarrow d_1 = (5,023 \pm 0,003) \text{ cm}, \quad (5.14)$$

$$\Delta d_1 = - \frac{c}{4 \cdot (FSR_{1,2})^2} \cdot \Delta FSR. \quad (5.15)$$

Analog dazu wird d_2 und d_3 bestimmt zu:

$$d_2 = (5,01 \pm 0,01) \text{ cm} \quad (5.16)$$

$$d_3 = (5,013 \pm 0,003) \text{ cm} \quad (5.17)$$

Im Mittel ist der Spiegelabstand um $\bar{d} = (180 \pm 80) \mu\text{m}$ größer als der theoretische Wert. \bar{d} wird nur aus den genaueren Werten d_1 und d_3 bestimmt, welche aus den Messungen mit dem Frequenzkamm folgen. Eine derart kleine Abweichung vom theoretisch erwarteten Wert von 5 cm erhält man durch die geringfügige Dejustage der beiden Spiegel. Desweiteren könnte eine Abweichung im Krümmungsradius der Spiegel von $r = 5 \text{ cm}$ zum Fehler in den beiden Werten des freien Spektralbereichs beitragen.

5.7 Abschließende Diskussion

Im vorliegenden Kapitel wurde die Charakterisierung der Frequenzstabilisierung vorgestellt und kann zusammengefasst werden zu einer Stabilisierung, die:

1. ohne externe Eingriffe und manuelles Nachregeln über einen Zeitraum von 4 Stunden den Farbstofflaser in seiner Frequenz stabilisierte,
2. bei einem Verlust des Stabilisierungssignals Farbstofflaser hin zu FPI dieses nach wenigen Sekunden zurückbrachte und auf der gleichen Mode weiterstabilisierte,
3. mit einer Temperaturstabilität von circa 375 kHz/°C in temperaturstabilisierten Laboren eine geringe thermischen Drift aufweist,
4. innerhalb von 4,5 Stunden eine Gesamtdrift der Farbstofflaserfrequenz von $(0,39 \pm 0,07) \text{ MHz}$ zuließ,
5. und während diesem Zeitraum für eine Beobachtungszeit von $\tau = 2048 \text{ s}$ eine Stabilität von $\sigma(\tau) = 55,5^{+27,6}_{-9,2} \text{ kHz}$ aufweist.

Die gestellten Anforderungen an die Stabilisierung während spektroskopischen Untersuchungen an COLLAPS beziehen sich sowohl auf Kurz- als auch auf Langzeitfluktuation der Laserfrequenz. Akzeptable Fluktuationen während einer Messung von mehreren Stunden sollten dabei in einem Bereich von 10% der natürlichen Linienbreite liegen, typischerweise also um 3-4 MHz. Die Werte der Drift sowie der Allan-Abweichung aller Langzeitmessungen zeigen, dass die Anforderungen an die Kurz- sowie Langzeitstabilität der Farbstofflaserfrequenz vollständig erfüllt worden sind.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein phasensensitives Laserfrequenz-Langzeit-Stabilisierungssystem für das Laserspektroskopie-Experiment COLLAPS am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf entwickelt, aufgebaut und mit einem Frequenzkamm getestet. Dazu wurde ein konfokales Fabry-Perot-Interferometer aufgebaut, welches einen freien Spektralbereich von $(1,494 \pm 0,002)$ GHz und eine Reflektivität der Spiegel $R \geq 99\%$ über einen Wellenlängenbereich von 580-880 nm (mit einem Einbruch von R zwischen 710-750 nm) aufweist. Weiterhin wurden zwei elektronische Regelkreise entworfen, deren Umsetzung auf zwei Platinen die Regelungselektronik des Stabilisierungssystems darstellt. Diese regulierte die Laserfrequenz des Farbstofflasers mit einer Auflösung von 25 kHz.

Das Gesamtsystem gliederte sich somit in zwei separate Stabilisierungen:

1. die Stabilisierung des Fabry-Perot-Interferometers zu einem temperaturstabilisierten Helium-Neon-Laser,
2. die Stabilisierung der an COLLAPS zum Einsatz kommenden Lasersysteme (Farbstoff- oder TiSa-Laser) hin zum stabilisierten FPI.

Mit beiden Stabilisierungssystemen wurden Langzeitmessungen mit einer Messdauer von 4 Stunden durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigen eine Langzeitstabilität der Farbstofflaserfrequenz von $\sigma(\tau) = 55,5^{+27,6}_{-9,2}$ kHz für ein Zeitintervall von $\tau = 2048$ s sowie eine Maximaldrift von $(0,39 \pm 0,07)$ MHz im genannten Zeitraum von 4 Stunden. Je nach Art der Messung und des jeweiligen Radionuklids sollte die Laserfrequenz nicht mehr als 10% der Linienbreite des zu untersuchenden Übergangs in einem Zeitraum von mehreren Stunden driften. Das bedeutet eine zulässige Drift von wenigen MHz, idealerweise maximal ~ 1 MHz innerhalb einer Messdauer von bis zu 8 Stunden. Diese Anforderungen an das Stabilisierungssystem für die Laserspektroskopie an COLLAPS wurden zumindest für eine Messdauer von 4 Stunden

vollständig erfüllt.

Das Stabilisierungssystem arbeitete desweiteren weitestgehend autark und erwies sich als ein stabiles, abgeschlossenes System über mehrere Stunden hinweg.

Um äußere Einflüsse wie Druck- und Temperaturschwankungen auf das FPI zu minimieren, wurde zusätzlich eine Vakuumkammer entworfen und angefertigt, welche in naher Zukunft um das FPI herum aufgebaut werden muss.

Im Fokus zur Verbesserung bzw. Erweiterung des Stabilisierungssystems stehen folgende Punkte an, die den Einsatz der Stabilisierung abrunden:

1. Entwicklung einer aktiven Temperaturstabilisierung um das FPI,
2. Test des Stabilisierungssystems unter Benutzung der Vakuumkammer um das FPI und Bestimmung der Druck- und Temperaturabhängigkeit des Gesamtsystems,
3. Test der Stabilisierung mit einer Gaszelle (Iod oder Tellur) anstelle des FPI's,
4. Einsatz des Systems während einer online-Strahlzeit,
5. Aufbau einer Verbindung der DAC-Signale zum Datenaufnahmesystem von COLLAPS zur kontinuierlichen Überwachung und Aufzeichnung der Stabilisierungssignale.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass mit dem Aufbau dieses Stabilisierungssystems ein großer Beitrag zur Genauigkeit zukünftiger Messungen wie der Isotopieverschiebung und Hyperfeinstrukturaufspaltung und den daraus resultierenden Grundzustandseigenschaften des Atomkerns folgen wird.

Anhang A

Technische Zeichnungen

A.1 Abstandshalter

A.2 Spiegelhalter

A.3 Spiegelhalter Piezo-Seite

A.4 Halterung FPI der Vakuumkammer

A.5 Schnittzeichnungen durch die Halterung

A.6 Blindflasch mit Fenster sowie Klemme für Keilprisma

A.7 Blindflansch mit angeschweißten Flanschen

A.8 Halterungen der Vakuumkammer

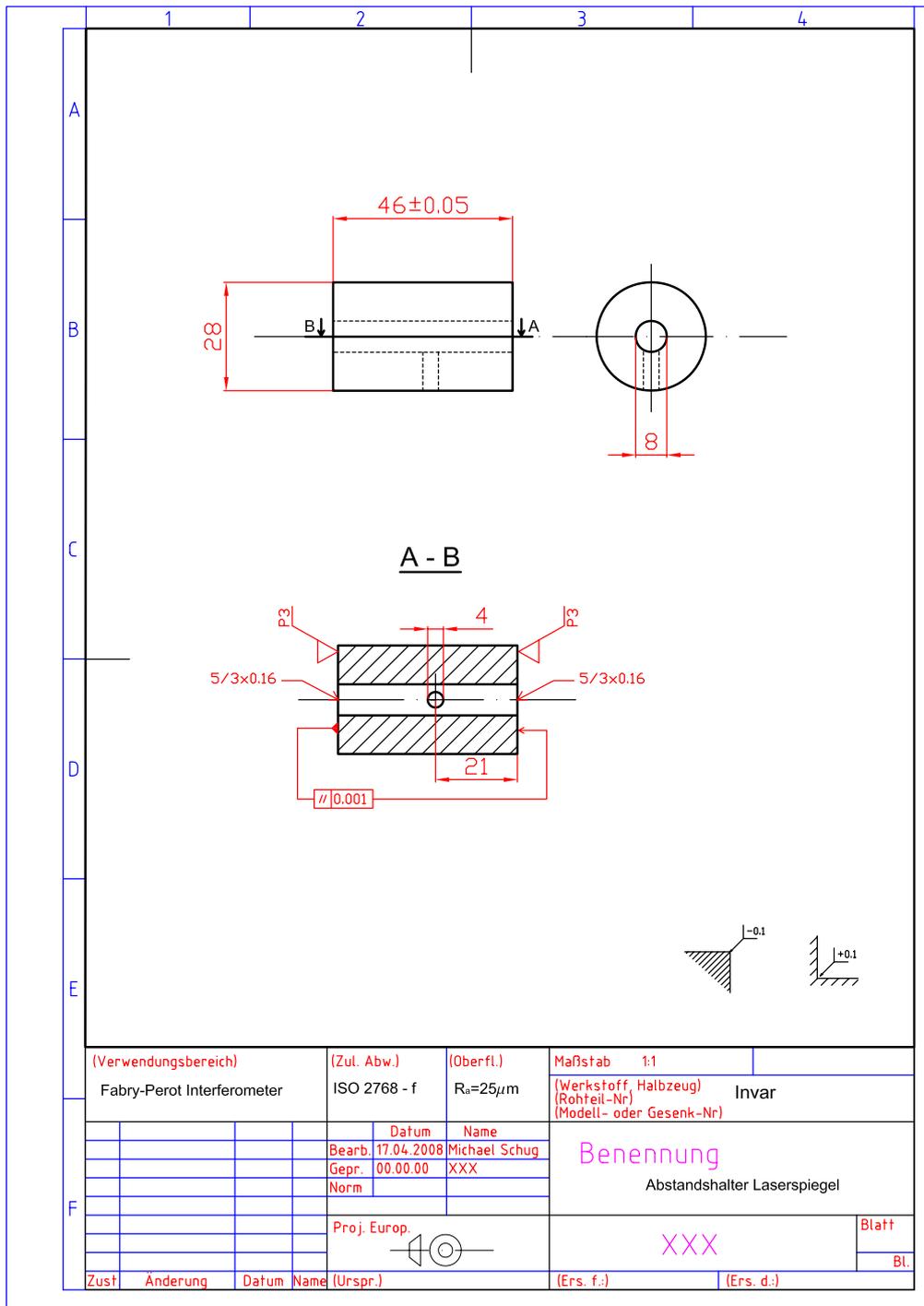


Abbildung A.1: Technische Zeichnung des Abstandshalters aus Zerodur.

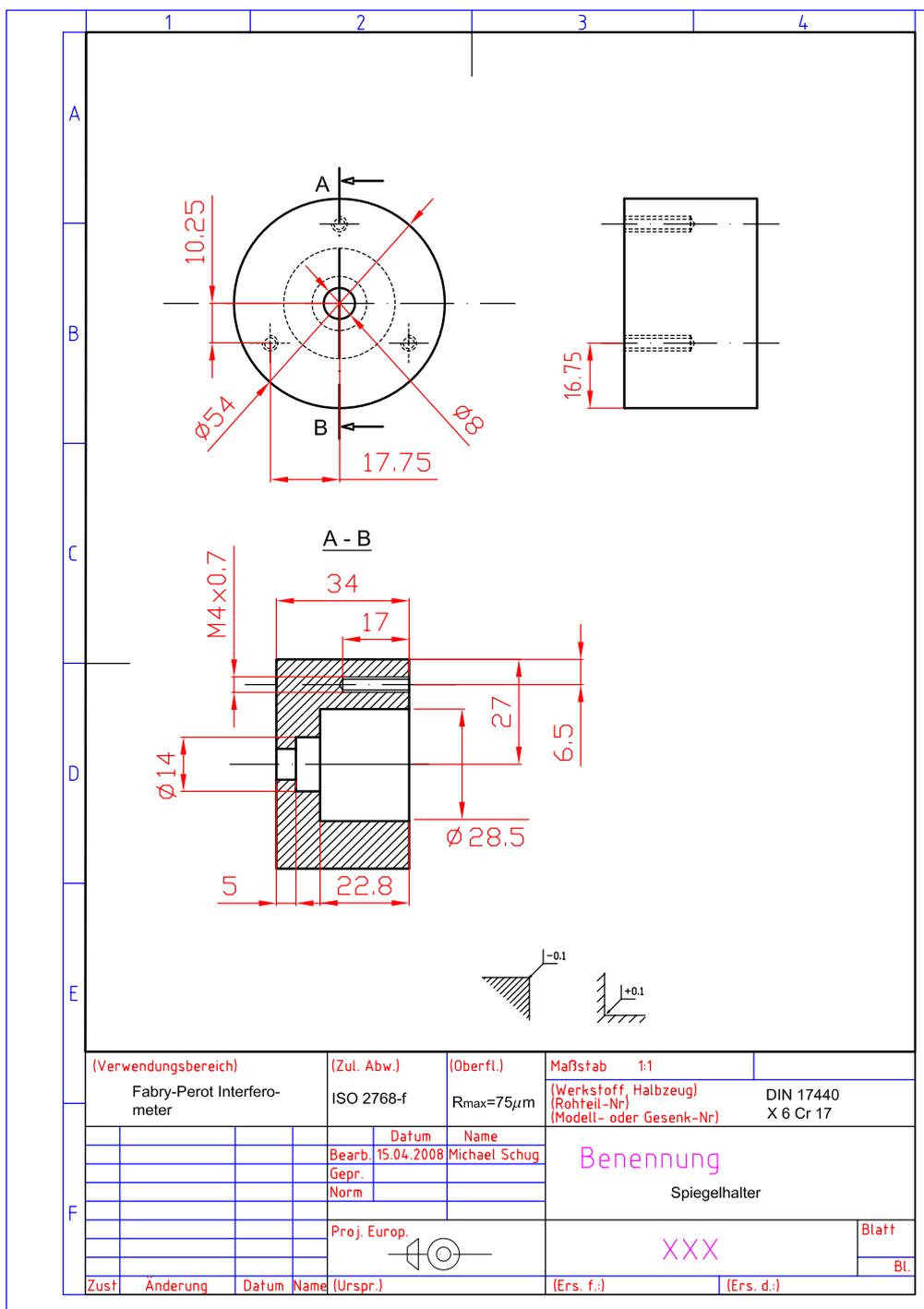


Abbildung A.2: Technische Zeichnung des Spiegelhalters.

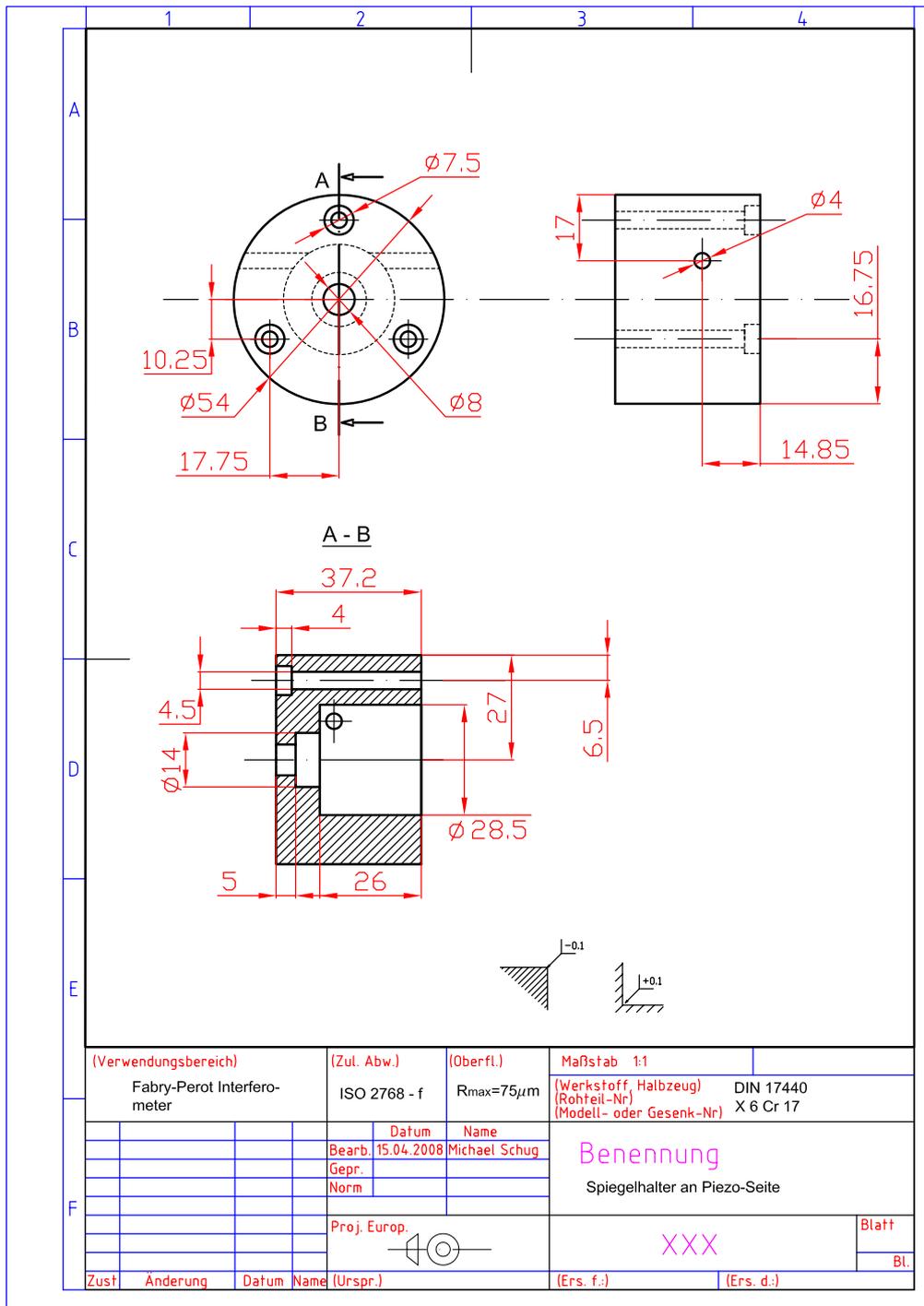


Abbildung A.3: Technische Zeichnung des Spiegelhalters auf der Piezo-Seite.

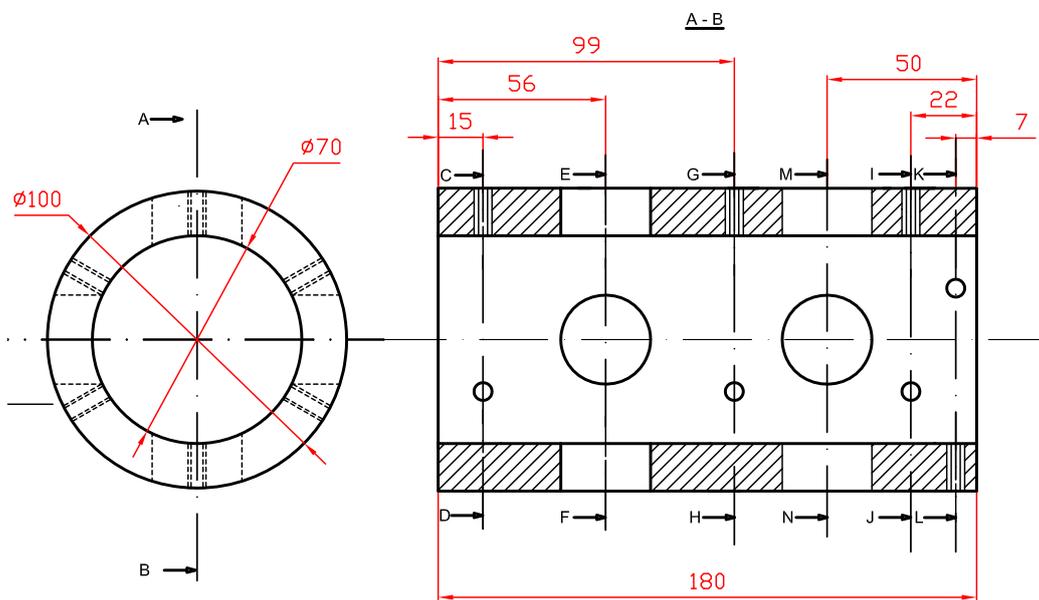


Abbildung A.4: Technische Zeichnung der FPI-Halterung innerhalb der Vakuumkammer.

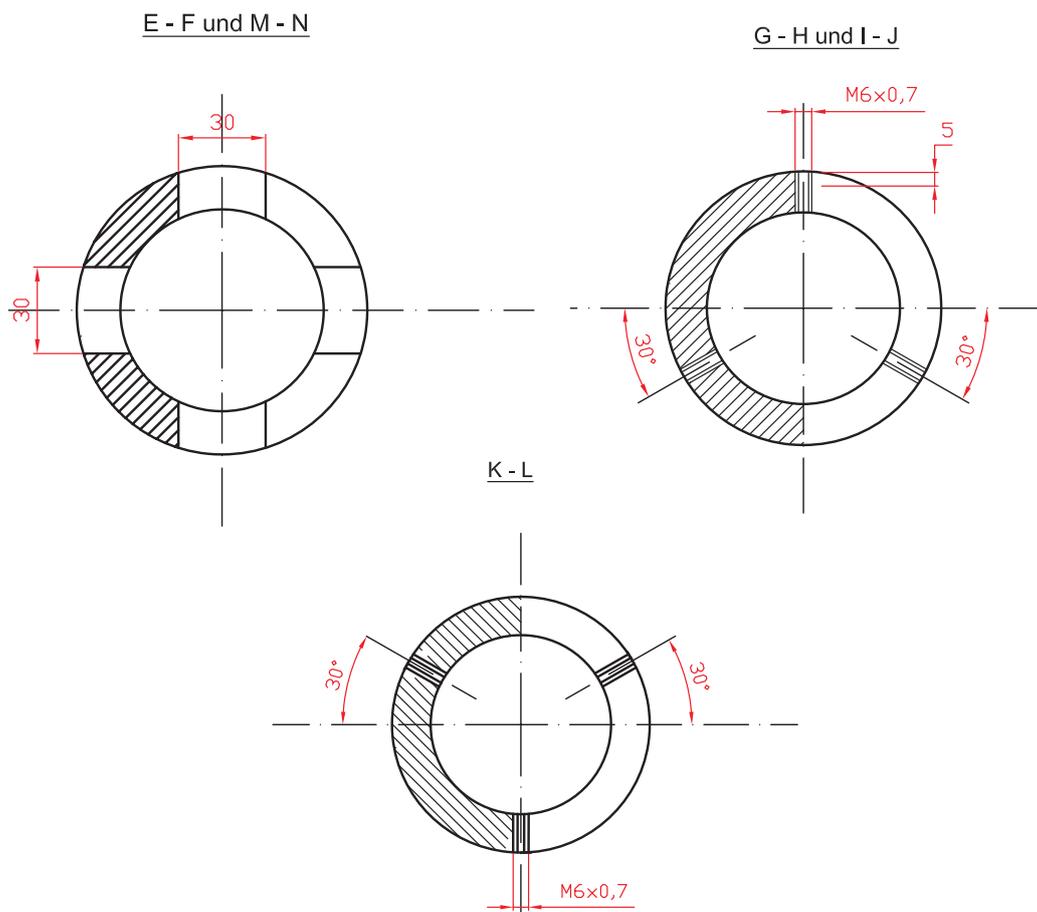


Abbildung A.5: Technische Zeichnung der Schnitte durch die FPI-Halterung.

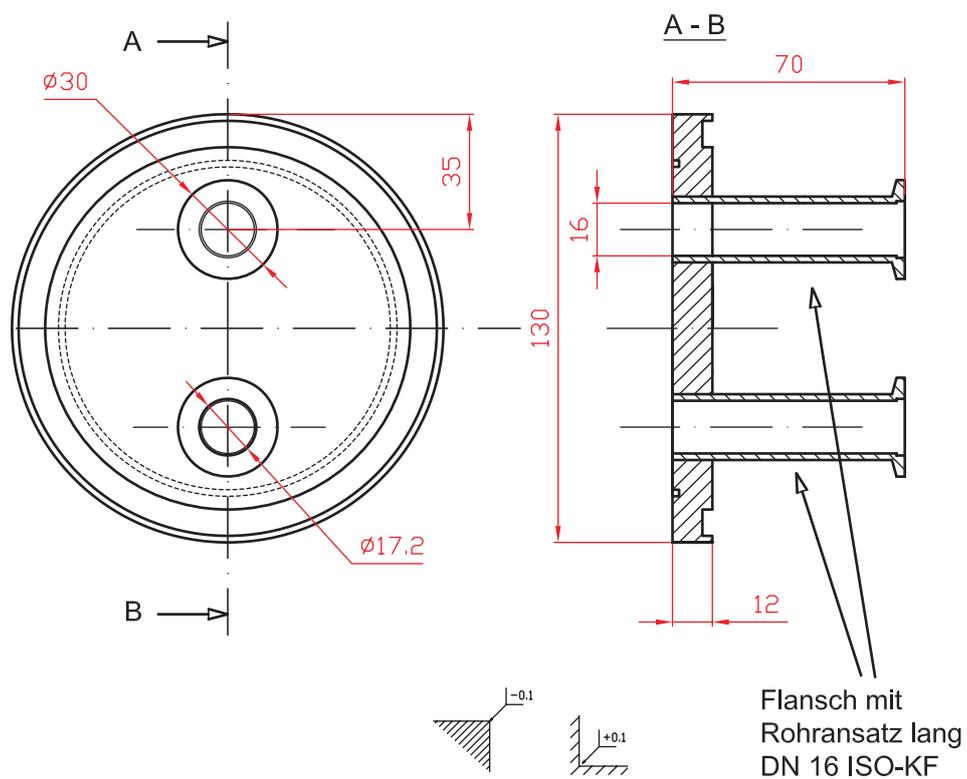
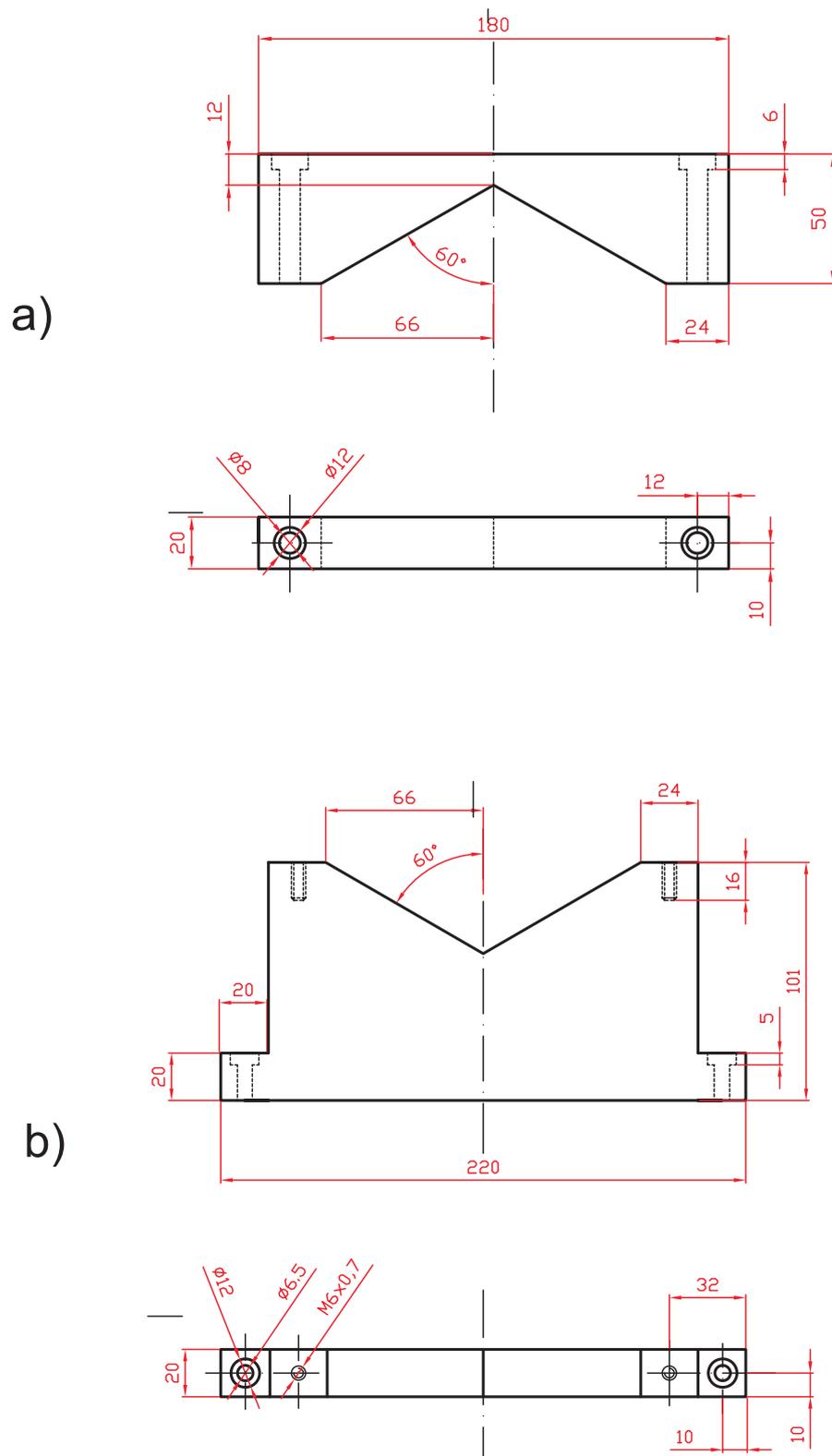


Abbildung A.7: Technische Zeichnung des Blindflanschs mit angeschweißten Flanschen.



Literaturverzeichnis

- [All66] Allan D.W., Proc. IEEE **54**, 221 (1966).
- [Ana93] Analog Devices, *AD7247A, LC²MOS Dual 12-Bit Dacports, Datasheet*, (1993).
- [Ana00] Analog Devices, *500 ns Precision Settling BiFET Op Amp AD744, Datasheet*, (2000).
- [Ana02] Analog Devices, *Low Cost Analog Multiplier AD633, Datasheet*, (2002).
- [Ant78] Anton K. R., Kaufman S. L., Klempt W., Moruzzi G., Neugart R., Otten E. W., Schinzler B., *Collinear Laser Spectroscopy and Fast Atomic Beams*, Phys. Rev. Lett. **40**, 10 (1978).
- [Bev02] Bevington P., Robinson D.K., *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, Mc Graw - Hill Higher Education, (2002).
- [Bil07] Billowes J. et al., *Laser spectroscopy of gallium isotopes using the ISCOOL RFQ cooler*, Proposal to the ISOLDE and N-ToF Experiments Committee, CERN-INTC-2007-005 + INTC-P-224 (2007).
- [Bla05] Blaum K., Geithner W., Lassen J., Lievens P., Neugart R., Marinova K., *Charge Radii of Argon Isotopes in the $f_{7/2}$ Shell and Radii Systematics in the Ca-Region*, Hyp. Int. **162**, 101 (2005).
- [Bla08] Blaum K., Yordanov D. T., Bissell M. L., Neyens G., Smolkowska A., Vingerhoets P., Geppert C., Nörtershäuser W., Kowalska M., Krämer J., Krieger A., Neugart R., Lievens P., Schug M., *Charge radii of magnesium isotopes by laser spectroscopy: a structural study over the sd shell*, CERN-INTC-2008-037 ; INTC-P-250 (2008).
- [Bor05] Borremans D., Balabanski D.L., Blaum K., Geithner W., Gheysen S., Himpe P., Kowalska M., Lassen J., Lievens P., Mallion S., Neugart R., Neyens G., Vermeulen N., Yordanov D., *New measurement*

- and reevaluation of the nuclear magnetic and quadrupole moments of ^8Li and ^9Li* , Phys. Rev. C **72**, 044309 (2005).
- [Cha97] Chase W., Bown F., *General Statistics, Seite 89 und 303*, John Wiley and Sons, Inc., (1997).
- [Coh81] Coherent, *CR-699-21 Ring-Dye-Laser, Manual*, (1981).
- [Coh07] Coherent, *Verdi Family, Diode-Pumped Solid-State Lasers, Datasheet*, (2007).
- [Cun01] Cundiff S. T., Ye J., Hall J. L., *Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 3749 (2001).
- [Dem08] Demtröder W., *Laser Spectroscopy, S.136-139; S.152-156*, Springer, (2008).
- [Fla05] Flanagan K. T., Billowes J., Blaum K., Campbell P., De Rydt M., Himpe P., Kowalska M., Lievens P., Neugart R., Neyens G., Thomas J. C., Tungate G., Vermeulen N., Yordanov D., *Nuclear moments, spins and charge radii of copper isotopes from $N = 28$ to $N = 50$ by collinear fast-beam laser spectroscopy*, CERN-INTC-2005-031 INTC-P-200 (2005).
- [Fri95] Fricke G. et al., *Nuclear ground state charge radii from electromagnetic interactions*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **60**, 177 (1995).
- [Gei02] Geithner W., *Nuclear Moments and Differences in Mean Square Charge Radii of Short-Lived Neon Isotopes by Collinear Laser Spectroscopy*, Ph.D. thesis, Universität Mainz, (2002).
- [Gei05] Geithner W., Brown B.A., Hilligsoe K.M., Kappertz S., Keim M., Kotrotsios G., Lievens P., Marinova K., Neugart R., Simon H., Wilbert S., *Nuclear moments of neon isotopes in the range from ^{17}Ne at the proton drip line to neutron-rich ^{25}Ne* , Phys. Rev. C **71**, 064319 (2005).
- [Gei08] Geithner W., Neff T., Audi G., Blaum K., Delahaye P., Feldmeier H., George S., Guénaut C., Herfurth F., Herlert A., Kappertz S., Keim M., Kellerbauer A., Kluge H.-J., Kowalska M., Lievens P., Lunney D., Marinova K., Neugart R., Schweikhard L., Wilbert S., Yazidjian C., *Masses and Charge Radii of $^{17-22}\text{Ne}$ and the Two-Proton-Halo Candidate ^{17}Ne* , Phys. Rev. Lett. **101**, 252502 (2008).

- [Hal01] Hall J.L., Taubman M.S., Ye J., *Laser Stabilization, in Handbook of Optics Vol. IV: Fiber Optics and Nonlinear Optics, Seite 27.1 - 27.3*, Mc Graw-Hill (2001).
- [Hec02] Hecht E., *Optics, S.421-425*, Addison Wesley, (2002).
- [Hig08] High Finesse, *Wavelength Wavemeter Meter WS 7, Product Sheets*, (2008).
- [Hor89] Horowitz P., Hill W., *The art of electronics, Seite 36-38*, Cambridge University Press, (1989).
- [Kei00] Keim M., Georg U., Klein A., Neugart R., Neuroth M., Wilbert S., Lievens P., Vermeeren L., Brown B.A., and the ISOLDE Collaboration, *Measurement of the electric quadrupole moments of $^{26-29}\text{Na}$* , Eur. Phys. J. A **8**, 31-40 (2000).
- [Kin84] King W.H., *Isotope Shifts in Atomic Spectra*, Springer, (1984).
- [Kop58] Kopfermann H., Schneider E. E., *Nuclear Moments*, Academic Press Inc., (1958).
- [Kow06] Kowalska M., *Ground state properties of neutron-rich Mg isotopes - the „island of inversion“ studied with laser and β -NMR spectroscopy*, Ph.D. thesis, Universität Mainz, (2006).
- [Kow08] Kowalska M., Yordanov D.T., Blaum K., Himpe P., Lievens P., Mallion S., Neugart R., Neyens G., Vermeulen N., *Nuclear ground-state spins and magnetic moments of ^{27}Mg , ^{29}Mg , and ^{31}Mg* , Phys. Rev. C **77**, 034307 (2008).
- [Kug00] Kugler E., *The ISOLDE facility*, Hyp. Int. **129**, 23-42 (2000).
- [Las08] Laseroptik GmbH, *Datenblatt für Spiegel 03068T1: HR 633+834nm/0° +AR rear side*, (2008).
- [Lid08] Lide D. R., *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 88th Edition*, Taylor&Francis Group, (2008).
- [Mak03] Makdissi A., *Alavar Version 5.2*, (2003).
- [Men05] Menlo Systems GmbH, *FC1500 Optical Frequency Synthesizer, Version 1.0, Bedienungsanleitung*, (2005).
- [Mui88] Muijlwijk R., *Update of the Edlén Formulae for the Refractive Index of Air*, Metrologia, **25**, 189 (1988).

- [Neu08] Neugart R., Balabanski D. L., Blaum K., Borremans D., Himpe P., Kowalska M., Lievens P., Mallion S., Neyens G., Vermeulen N., Yordanov D. T., *Precision Measurement of ^{11}Li moments: influence of halo neutrons on the ^9Li core*, Phys. Rev. Lett. **101**, 132502 (2008).
- [Not07] Nothhelfer M., *Aufbau und Test eines frequenzkammstabilisierten Lasersystems für die Spektroskopie an Berylliumionen in einer Paulfalle*, Universität Mainz, (2007).
- [Nör08] Nörtershäuser W., Tiedemann D., Zakova M., Andjelkovic Z., Blaum K., Bissell M. L., Cazan R., Drake G. W. F., Geppert Ch., Kowalska M., Krämer J., Krieger A., Neugart R., Sanchez R., Schmidt-Kaler F., Yan Z.-C., Yordanov D. T., Zimmermann C., *Nuclear Charge Radii of $^{7,9,10}\text{Be}$ and the one-neutron halo nucleus ^{11}Be* , arXiv:0809.2607v2[nucl.ex] (2008).
- [Ori99] Origin, *Origin Help Files*, (1999).
- [Ott87] Otten E. W., *Nuclear Radii and moments of unstable isotopes. In: D. Allan Bromley, Treatise on Heavy-Ion Science, Volume 8: Nuclei Far From Stability (Hb)*, Plenum Press, New York, (1987).
- [Ott98] Otter G., Honecker R., *Atome-Moleküle-Kerne, Band 1 Atomphysik*, B. G. Teubner Stuttgart, (1998).
- [Phi95] Phillips, *HEF4516B, MSI Binary up/down counter, Datasheet*, (1995).
- [Pie06] Piezomechanik GmbH, *Monolithische Multilayer-Piezo-Aktoren, Datenblatt*, (2006).
- [Sch04] Schott AG, *Zerodur-Katalog*, (2004).
- [SIO07] SIOS Meßtechnik GmbH, *Stabilisierter He-Ne-Laser, Datenblatt*, (2007).
- [Sta05] Stanford Research Systems, *PRS10, Rubidium Frequency Standard, Datasheet*, (2005).
- [Sto86] Stone N., Postma H., *Low Temperature Nuclear Orientation*, North-Holland, (1986).
- [Tho07a] Thorlabs, *Thorlabs Catalog Volume 19, Page 648*, (2007).

- [Tho07b] Thorlabs, *Thorlabs Catalog Volume 19, Page 789*, (2007).
- [Tho07c] Thorlabs, *Thorlabs Catalog Volume 19, Page 821*, (2007).
- [Ude99] Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., Hänsch T. W., *Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser*, Opt. Lett. **24**, 13 (1999).
- [Ude02] Udem Th., Holzwarth R., Hänsch T. W., *Optical frequency metrology*, Nature **416**, 233-237 (2002).
- [Yor07] Yordanov T. D., *From ^{27}Mg to ^{33}Mg : transition to the Island of inversion*, Ph.D. thesis, Universiteit Leuven, (2007).

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Klaus Blaum dafür bedanken, mir die Chance bereitgestellt zu haben, eine Diplomarbeit am CERN in diesem Themengebiet durchführen zu können. Weiterhin möchte ich Ihn für die herzliche Betreuung während des gesamten Jahres, sowie für die intensive Durchsicht der einzelnen Kapitel dieser Arbeit danken.

I want to thank Dr. Deyan Yordanov for his help and support at COLLAPS and for physical discussions during the writing of my thesis.

I also want to thank Dr. Mark L. Bissell for his brilliant ideas and his great experience about laser physics and stabilization systems.

Thank you both for your permanent help with word and deed and also for the non-physical discussions. I really appreciated this year!

Ich danke Dr. Christopher Geppert für die großartige Unterstützung während den Tagen der Messungen sowie für konstruktive Diskussionen und hilfreiche Vorschläge. Gleichzeitig danke ich Dr. Wilfried Nörtershäuser und der gesamten Arbeitsgruppe BeTINa für die Bereitstellung der technischen Komponenten und der Möglichkeit der praktischen Einarbeitung in das Themengebiet.

Desweiteren möchte ich mich bei Christine Böhm für die schöne WG-Zeit, bei ISOLTRAP für die lockere Atmosphäre am CERN, sowie bei der gesamten ISOLDE-Kollaboration bedanken.

Ich danke allen meinen Freunden für ihre Unterstützung und ihre Geduld während der letzten Jahre.

Der größte Dank gilt meiner Familie, die stets für mich da war und ohne deren unermüdlichen Einsatz das gesamte Studium nicht möglich gewesen wäre. -ICH DANKE EUCH-