

Ein hochsymmetrisches
Heterodyninterferometer zur
Demonstration einer optischen
Auslesung der Inertialsensoren des
weltraumbasierten
Gravitationswellendetektors LISA

Diplomarbeit

Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik

eingereicht von
Martin Gohlke

geboren am 20.01.1978 in Berlin

Berlin, im Juli 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Gravitationswellendetektor LISA	5
2.1	Historisches	5
2.2	Gravitationswellen	6
2.3	Nachweis von Gravitationswellen	8
2.4	LISA	12
2.4.1	Aufbau des Satelliten	13
2.4.2	DFACS	14
2.4.3	Kapazitive Positionsbestimmung	15
2.4.4	Optische Positionsbestimmung	17
2.4.5	Strap-Down Architecture	18
3	Theoretisches Konzept der Interferometrie	21
3.1	Grundlagen	21
3.1.1	Interferenz	22
3.1.2	Phasenauslese in Quadratur	23
3.1.3	Heterodyne Phasenauslese	24
3.1.4	Zeitliches Mittel	26
3.2	Interferometer	27
3.2.1	Erzeugung von Teilwellen durch Wellenfrontteilung	28
3.2.2	Erzeugung der Teilwellen durch Amplitudenteilung	29
3.3	Spezielle Michelson-Interferometer	32
3.3.1	Heterodynes Michelson-Interferometer	34
3.3.2	Räumlich getrennte Frequenzen	36
3.3.3	Interferometer nach Wu et al.	37
3.4	Winkelmessung	39

4	Experimenteller Aufbau	41
4.1	Übersicht	42
4.2	Der Laser	43
4.2.1	Erzeugung der Frequenzen	45
4.2.2	Intensitäts-Stabilisierung	46
4.2.3	Phasenregelung	48
4.3	Das Interferometer	51
4.3.1	Vakuumkammer und thermische Stabilisierung	51
4.3.2	Das Interferometerboard	52
4.3.3	Der Strahlengang	53
4.3.4	Erzeugung der Strahlenpaare	54
4.3.5	Der Strahlengang im Interferometer	55
4.4	Datenauslese	56
4.4.1	Analoge Signalverarbeitung	57
4.4.2	Digitales Phasenmeter – FPGA-Programm	58
4.4.3	Digitales Phasenmeter – Host-Programm	62
4.4.4	Zusätzliche Messwerte	63
5	Auswertung	65
5.1	Funktionstest des Interferometers	65
5.2	Art und Weise der Messung	67
5.2.1	Temperaturabhängigkeit	69
5.3	Auswirkungen der Stabilisierungen	71
5.3.1	Auswirkung der Intensitätsstabilisierung	72
5.3.2	Auswirkung des <i>phase locked loop</i>	72
5.3.3	Auswirkung der Temperaturstabilisierung	73
5.4	Aktueller Stand der Messungen	76
5.4.1	Charakterisierung der Rauschkurve	77
6	Zusammenfassung und Ausblick	81
6.1	Zusammenfassung	81
6.2	Ausblick	84
	Danksagung	87
	Anhang 1 – Der Photodetektor	89
	Anhang 2 – Der Mischer	103

Anhang 3 – Verkipfung einer Glasplatte	107
Anhang 4 – Leistungsdichtespektrum (PSD)	111
Anhang 5 – Schrot-Rauschen	113

Kapitel 1

Einleitung

Bereits in den 80er Jahren des 20. Jahrhunderts existierten erste Überlegungen zu nichterdgebundenen Gravitationswellendetektoren. In der Zwischenzeit entstanden unterschiedliche Ansätze (z.B. SAGITTARIUS, OMEGA) zu diesem Problemkreis. Der geplante Gravitationswellendetektor LISA (siehe Kapitel 2) besteht aus drei Satelliten, die ein gleichseitiges Dreieck mit einer Kantenlänge von 5 Millionen Kilometern bilden. Die Konstellation stellt ein Michelson-Interferometer dar. Es soll Gravitationswellen detektieren, indem Abstandsänderungen zwischen je zwei Satelliten mit einer Genauigkeit von wenigen Pikometern gemessen werden. Die Satelliten sollen der Erde in einem Abstand von 20° in ihrer Bahn folgen. Um Störungen auszuschalten, die u. a. aus den Variationen des Strahlungsdrucks der Sonne resultieren und eine verwertbare Messung der Gravitationwellen verhindern, soll auf den Satelliten ein *drag free attitude control system* zum Einsatz kommen. Hierbei fungiert eine Testmasse, die durch den Satellit gegen äußere Einflüsse abgeschirmt ist, als ein Inertialsensor. Entsprechend der Position dieses Sensors wird der Satellit nachgeführt. Der Inertialsensor ermöglicht zusätzlich die *strapdown architecture*, mittels derer die Abstandsänderungsmessung je Interferometerarm in drei Teilmessungen erfolgt.

Die relative Lage des Inertialsensors gegenüber dem Satelliten muss mit einer Genauigkeit gemessen werden, die $1 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Translationsbewegungen und $20 \text{ nrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Verkippungen beträgt. Durch diese Auslesung darf der Inertialsensor nicht in seiner Lage beeinflusst werden. Eine optische Auslesung bietet sich daher an, um Translationsbewegungen und Verkippungen der Testmasse zu detektieren.

In diesem Zusammenhang wurde in der vorliegenden Diplomarbeit ein mit polarisierter Strahlung arbeitendes heterodynes Michelson-Interferometer aufgebaut. Bei der Planung des Strahlengangs im Interferometer wurde auf eine hohe Symmetrie geachtet. Voraussetzung dafür war, dass die Strahlen nicht nur die gleiche optische Weglänge durchliefen, sondern darüber hinaus die Wegstrecken in den unterschiedlichen Medien (Luft, Glas) ebenfalls gleiche Längen aufwiesen. Dazu wurden im Versuch spezielle Strahlteiler zur Erzeugung der benötigten parallelen Strahlungspaare verwendet. Das ermöglichte eine hohe Gleichtaktunterdrückung von Störungen, die in beiden Armen auftreten. Die für eine heterodyne Messung benötigten Laserfrequenzen wurden über zwei akusto-optische Modulatoren erzeugt. Die Benutzung eines heterodynen Signals hat den Vorteil, dass das Mess-Signal als AC-Signal im RF-Bereich auftritt. Das ermöglicht eine elektronische Signalverarbeitung. Werden die Signale in Quadratur ausgelesen, ergibt sich eine eindeutige Aussage über die Phasenverschiebung, da im Gegensatz zu einer „Nicht-Quadraturauslesung“ keine Beschränkung des dynamischen Bereichs (in der Translationsmessung) auf $\lambda/2$ gibt (λ = Wellenlänge des Lichts).

Ziel der Diplomarbeit war neben dem Aufbau und der Inbetriebnahme des Interferometers, die bekannten Rauschquellen, wie z. B. thermische und Intensitätsschwankungen sowie Phasenverschiebungen in den Strahlen, und deren Rauscheigenschaften im Frequenzbereich von 0.1 mHz bis 1 Hz zu charakterisieren. Um diese Rauschquellen zu minimieren, wurde im Rahmen der Diplomarbeit eine Intensitätstabilisierung und ein *phase locked loop* in den Versuchsaufbau implementiert. Dazu wurden unterschiedliche Photodetektoren und Regler entwickelt. Die Rauscheigenschaften werden in Hinblick auf die Anforderungen an eine optische Auslesung der Testmassenposition untersucht, die durch das LISA-Gesamtkonzept (Kapitel 2) vorgegeben waren. In Abbildung 1.1 ist die spektrale Leistungsdichte der Rauschmessung für den oben angegebenen Frequenzbereich gezeigt. Der Versuchsaufbau weist für Frequenzen, höher als 0.1 Hz, einen Rauschlevel im Bereich von 2-3 pm/ $\sqrt{\text{Hz}}$ auf. Für tiefere Frequenzen nimmt das Rauschen mit einer 1/f-Abhängigkeit zu. Die festgestellten Rauscheigenschaften können künftig Gegenstand weiterer Untersuchungen sein, wobei es zu klären gilt, wodurch die Messung bei hohen Frequenzen limitiert ist und welche Ursachen für das 1/f-Verhalten bei tieferen Frequenzen verantwortlich sind.

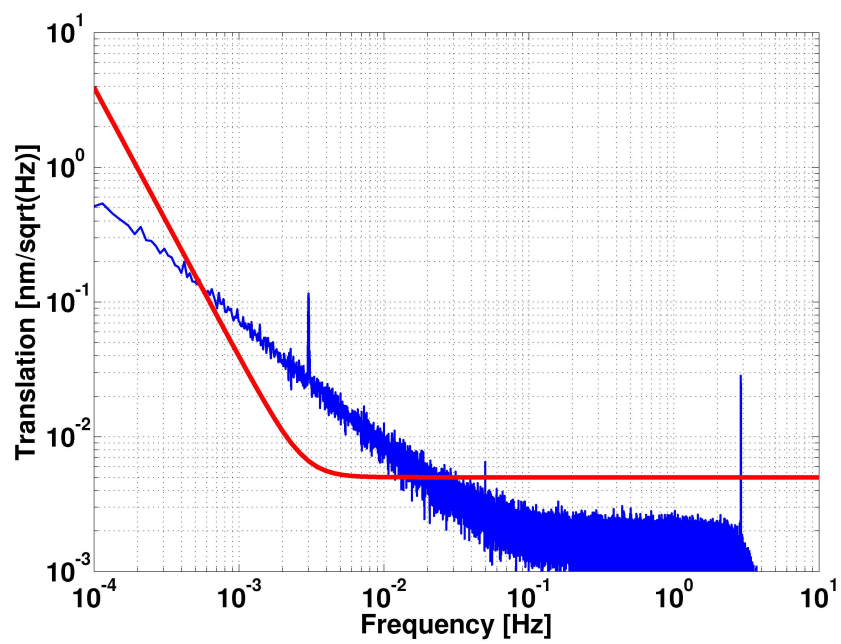


Abbildung 1.1: Das erreichte Rauschspektrum der Translationsmessung. Die eingezeichnete Linie entspricht den anfänglichen Vorgaben der maximal zulässigen Rauschamplitude, die eine optische Auslesung der Testmassenposition im Gravitationswellendetektor LISA aufweisen darf.

Kapitel 2

Der Gravitationswellendetektor LISA

2.1 Historisches

Die Astronomie war von ihren Anfängen bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts in ihren Forschungen auf das sichtbare Licht beschränkt. Allein dieser begrenzte Ausschnitt bot jedoch ein umfangreiches Erkenntnisfeld für die Wissenschaft. Grundlegende Erkenntnisse waren u. a., dass sich die Erde als Himmelskörper um die Sonne bewegt, dass die Gravitationsgesetze auch für die Planeten gelten, dass die Sonne den Raum in dem Maße krümmt, wie es die Allgemeine Relativitätstheorie voraussagte. Im Jahr 1929 schlußfolgerte Edwin Hubble, dass fast alle von ihm beobachteten Galaxien sich von der Erde entfernten. Den Schluss, dass es daher einen Anfangspunkt geben müsse, zog er jedoch nicht. Dieser wäre von der vorherrschenden Lehrmeinung zum statischen Universums abgewichen, welche auch Einstein dazu veranlasst hatte, eine Kosmologische Konstante in seine Gleichungen aufzunehmen. 1964 stellten Penchas und Wilson bei ihrer Untersuchung von rauscharmen Radioempfängern fest, dass es einen Rauschuntergrund in deren Signalen gab, der nicht von der Elektronik stammte. Dieser Rauschuntergrund war auch nicht von der Richtung abhängig, in die das für die Untersuchungen genutzte Radioteleskop zeigte. Die Wissenschaftler schlossen daraus, dass es sich um die von Gamov et al. 1948 vorausgesagte Hintergrundstrahlung handelt, die noch als Folge des Urknalls messbar sein müsste. Das bedeutete das Ende der Theorie eines statistischen Universums und den Anfang grundlegend

neuer Betrachtungsweisen zur Entwicklung des Kosmos. Es hatte sich gezeigt, dass Beobachtungen in einem anderen Bereich des elektromagnetischen Spektrums, Informationen über das Universum liefern konnten, die vorher nicht zugänglich waren. Heutzutage wird ein großer Bereich des Spektrums der elektromagnetischen Strahlung beobachtet. Angefangen bei den Radiowellen ($\lambda \approx 30 \text{ m}$) über die Mikrowellen, die Infrarotstrahlung, den optischen Bereich, die ultraviolette Strahlung, den Röntgenbereich und bis schließlich zur Gammastrahlung ($\lambda \approx 10^{-19} \text{ m}$). Bei den Vorgängen im Universum entstehen neben den eben besprochenen Photonen natürlich auch andere Teilchen, die zur Beobachtung benutzt werden können. Allen voran sind die Neutrinos zu nennen. Aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnitts, können die Neutrinos Informationen aus Gebieten liefern, aus denen keine Photonen gemessen werden können, so z. B. aus dem Kern der Sonne oder dem galaktischen Zentrum. Am Südpol wird gegenwärtig mit ICECUBE ein 1 km^3 großes Neutrino-teleskop installiert, das Neutrinoquellen – wie Supernova-Explosionen – beobachten soll. Einen anderen Ansatz verfolgen die Gravitationswellendetektoren.

2.2 Gravitationswellen

Albert Einstein legte mit der Speziellen und der Allgemeinen Relativitätstheorie den Grundstein für die theoretische Existenz von Gravitationswellen. Zum einen wird die Lichtgeschwindigkeit c als obere Schranke der Informationsübertragung im Universum festgelegt, zum anderen die Gravitation als Krümmung der vierdimensionalen Raumzeit angesehen. Verursacht wird diese Krümmung durch eine Masse m bzw. eine äquivalente Energie E :

$$E = mc^2. \quad (2.1)$$

Entfernte man in einem Gedankenexperiment diese Masse schlagartig aus dem Raum, bemerkte ein Beobachter in einer Entfernung L dies erst nach einer Zeit $t = L/c$ als eine abrupte Änderung der Krümmung der Raumzeit. Diese Änderung wäre dann ein Gravitationswellensignal. Verallgemeinert ausgedrückt: Jede asymmetrisch beschleunigte Massenverteilung verursacht eine Veränderung der Raumzeitkrümmung, die sich mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt. Dies sind die Gravitationswellen. Je größer die beschleunigte Masse ist, desto stärker ändert sich die Raumkrümmung. Astrophysikalische Vorgänge sollten somit sehr starke Gravitationswellen erzeugen. Dabei wird unterschieden zwischen sporadisch auftretenden kurzzeitigen Ereignis-

Kosmische Quelle	Art der Strahlung	Strahlungsleistung
Erde - Sonne	kontinuierlich, periodisch	$\approx 200 \text{ W}$
Jupiter - Sonne	kontinuierlich, periodisch	$\approx 5300 \text{ W}$
Doppelsternsysteme	kontinuierlich, periodisch	$\approx 10^{15} - 10^{30} \text{ W}$
Neutronensternsysteme	kontinuierlich, periodisch	$\approx 10^{45} \text{ W}$
Supernova	Einzelimpuls, aperiodisch	$\approx 10^{40} - 10^{44} \text{ W}_s$
kollabierendes NSBS	Einzelimpuls, aperiodisch	$\approx 10^{45} \text{ W}_s$

Tabelle 2.1: Verschiedene Quellen für Gravitationswellen. Bei den nur wenige Millisekunden dauernden Ereignissen, die Einzelimpulse aussenden, ist anstelle der Strahlungsleistung die abgestrahlte Energie angegeben.[3]

sen, die eine aperiodische Signatur haben, und jenen, die kontinuierlich Gravitationswellen abgeben. Bei den kurzzeitigen Ereignissen werden extrem hohe Strahlungsleistungen innerhalb einer sehr geringen Zeitspanne abgegeben. Ein Beispiel für eine kurzzeitig strahlende Quelle ist eine Supernova-Explosion, bei der die äußeren Hüllen asymmetrisch auf das Zentrum des Sterns zurückfallen. Im Inneren hat sich ein Neutronenstern (oder ein schwarzes Loch) gebildet, der in eine Richtung beschleunigt wird und Energie in Form von Gravitationswellen abgibt. Ein anderes Beispiel ist ein kollabierendes Doppelsternsystem. Die Rotationsgeschwindigkeit der Sterne umeinander steigt kurz vor der Vereinigung stark an. Im gleichen Maße wächst die wirkende Beschleunigung, so dass große Energiemengen über Gravitationswellen abgegeben werden. Bei einem Neutronensternsystem (Neutronenstern-Binärsystem NSBS) liegt die Bahnperiode kurz vor der Verschmelzung bei $\omega \approx 10 \text{ ms}$, der Verschmelzungsvorgang selbst dauert dann ebenfalls $\approx 10 \text{ ms}$. In dieser Zeitspanne beträgt die durchschnittliche Strahlungsleistung rund 10^{47} W , was der Strahlungsleistung der elektromagnetischen Strahlung im gesamten sichtbaren Universum entspricht. Wenn sich massive Objekte umkreisen, geben sie kontinuierlich Strahlung ab. Die Frequenz und die Amplitude der annähernd sinusförmigen Gravitationswelle werden dabei durch die Massen der beteiligten Objekte sowie deren Abstände und Umlaufzeiten bestimmt.

Eine Quelle, die in der Tabelle 2.1 nicht erscheint, ist der erwartete Gravitationswellenhintergrund. Analog zur kosmischen Hintergrundstrahlung im elektromagnetischen Bereich sollte auch ein diffuser Gravitationswellenhintergrund als Rauschen zu messen sein. Während der elektromagnetische Strahlungshintergrund aus einer Zeit von 300 000 Jahren nach dem Urknall stammt, müsste der Gravitationswellen-

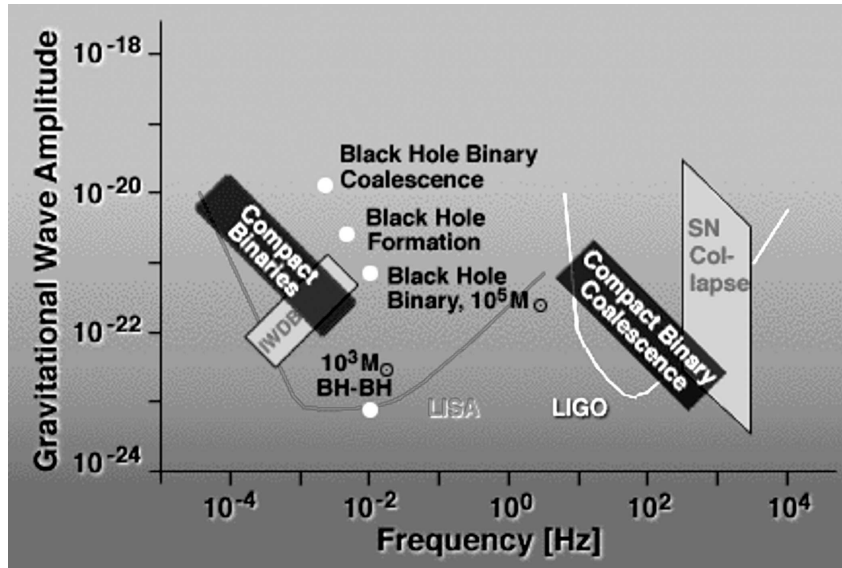


Abbildung 2.1: *Erdgebundene Detektoren (z.B. LIGO) könnten die schneller oszillierenden Gravitationswellen von Supernova-Explosionen (SN) oder zusammenfallenden Doppelsternsystemen detektieren. Das LISA-Frequenzband liegt bei tieferen Frequenzen. Die Quellen dieser Wellen sind Doppelsysteme aus Neutronensternen, weißen Zwergen (IWDB) oder auch schwarzen Löchern (BH).*[8]

hintergrund von einem wesentlich früheren Zeitpunkt stammen.

Die Wirkung von Gravitationswellen ist in Abbildung 2.2 skizziert. Bei Gravitationswellen handelt es sich – wie bei elektromagnetischer Strahlung – um Transversalwellen. Ihre Wirkung findet somit in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung statt. Zusätzlich können die Gravitationswellen in zwei linear unabhängigen Polarisationsrichtungen vorliegen. Diese werden mit „+“ bzw. „×“ gekennzeichnet und sind um 45° gegeneinander verschoben. Die Wirkung einer + - polarisierten Gravitationswelle ist dann orthogonal zur Wirkung einer × - polarisierten.

2.3 Nachweis von Gravitationswellen

Mitte der 1970er Jahre stellten die amerikanischen Physiker Russel Hulse und Joseph Taylor bei ihren Untersuchungen des Doppelsternsystems PSR 1913+16 fest, dass sich die Bahnparameter des Systems änderten [15]. Daraus ließ sich ein Energieverlust errechnen, der genau dem Wert entsprach, den die Relativitätstheorie als

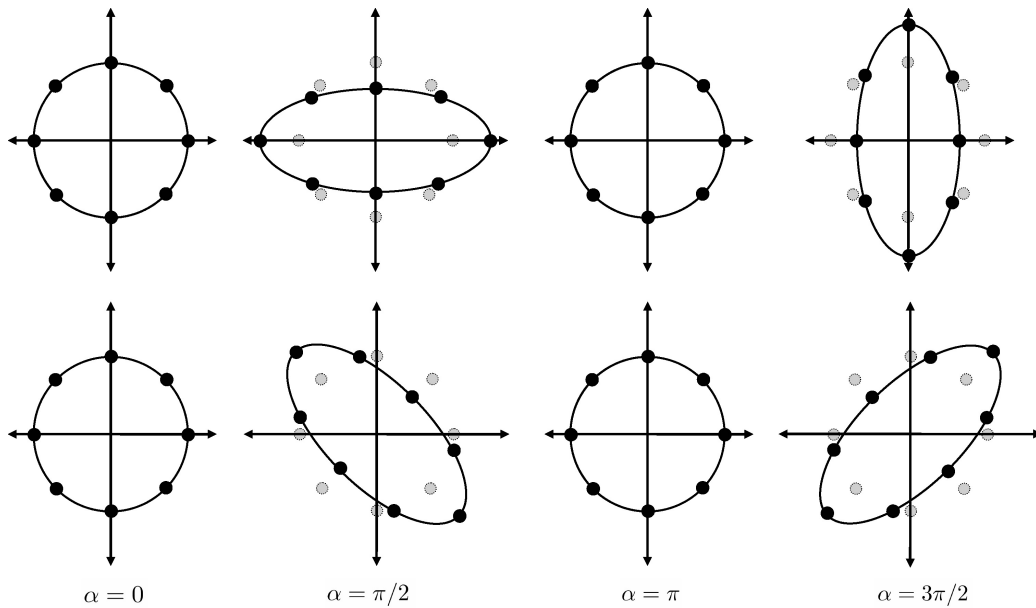


Abbildung 2.2: Die Wirkung einer Gravitationswelle auf einen Ring von Testmassen, die sich in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung befinden. Die ursprüngliche Position der Testmassen ist dabei grau angedeutet. Im oberen Bild ist die Welle $+$ -polarisiert, im unteren Bild $\times$ -polarisiert. Die Wirkung einer $+$ -polarisierten Gravitationswelle auf eine einzelne Testmasse ist dabei orthogonal zu der Wirkung einer $\times$ -polarisierten. [16]

Strahlungsverluste durch Gravitationswellen vorhergesagt hatte. 1993 erhielten die beiden Wissenschaftler den Nobelpreis für Physik. Sie hatten erstmalig Gravitationswellen indirekt nachgewiesen, ein direkter Nachweis steht bis heute noch aus. Experimente zum direkten Nachweis von Gravitationswellen beruhen auf der relativen Längenänderung in einem System oder der dadurch hervorgerufenen mechanischen Anregung. In den 60er Jahren des vergangenen Jahrhunderts führte Joseph Weber die ersten Experimente zum Nachweis von Gravitationswellen mit großen Metallzylindern durch [19]. Beim Durchgang einer Welle, die in diesem Fall von einer Supernova-Explosion stammt, verformt sich der Zylinder und beginnt zu schwingen. Diese Schwingungen könnten dann detektiert werden. Es verhält sich wie bei einer Glocke (Metallzylinder), die mit einem Hammer (Gravitationswellenimpuls) angeschlagen wird und dann noch lange Zeit nachschwingt. Diese Detektoren haben Resonanzfrequenzen im kHz-Bereich mit Bandbreiten von nur einigen Hz. Liefen die Detektoren anfangs noch bei Raumtemperatur, so arbeiten sie heutzutage bei 100 mK, um thermisches Rauschen zu minimieren. Ein sphärisch geformter Detektorkörper

bietet weitere Vorteile. Mit diesen Änderungen sollen zukünftig Detektionsbandbreite von 100 Hz erreicht werden. Diese Detektoren könnten dann Gravitationswellen nachweisen, die eine relative Längenänderung von maximal $\Delta L/L = 10^{-21}$ verursachen. Zwei aktuelle Experimente dazu sind das NAUTILUS-Experiment in Frascati und das AURIGA-Experiment in Legnaro.

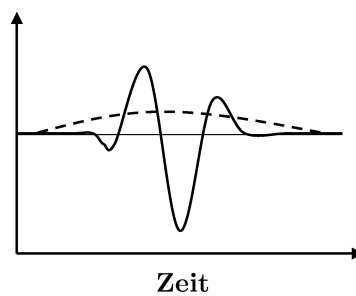


Abbildung 2.3: So könnte das Signal (in relativen Einheiten) einer Supernova aussehen: Die gestrichelte Linie zeigt das erwartete Signal eines schmalbandigen Detektors. Bei der durchgezogenen Linie war die Bandbreite größer. Man erkennt, dass für strukturelle Analysen der Signale breitbandige Detektoren notwendig sind. [3]

Zu Beginn der 1970er Jahre kam die Idee auf, zur Detektion von Gravitationswellen Laser-Interferometer einzusetzen. Ein Michelson-Interferometer bietet mit seinen orthogonalen Armen und einer hohen Sensitivität bei der Messung der Längendifferenz zwischen den Armen gute Voraussetzungen für einen Detektor. Fällt eine Welle in Abbildung 2.4 senkrecht zur Bildebene ein, so wird im günstigsten Fall (vgl.: Abbildung 2.2) ein Interferometerarm verlängert, während sich der andere verkürzt. Da die relativen Längenänderungen $\Delta L/L$, die durch Gravitationswellen hervorgerufen werden, sehr gering sind, versucht man, durch lange Interferometerarme die Abstandsänderung ΔL in einen messbaren Bereich zu bringen. Bei derzeitigen Detektoren dieser Art reichen die Armlängen von wenigen hundert Metern bis zu mehreren Kilometern. Durch Mehrfachreflexionen in jedem Arm schafft man eine Vervielfachung dieser Strecken (bis 120 km).

Einige der aktuellen Interferometer-Experimente sind:

- Geo600, deutsch-britische Kooperation in Ruthe bei Hannover, Detektorarmlänge 600 m, Frequenzband 50 Hz bis 2 kHz [5]
- LIGO, amerikanisches Projekt in Hanford (WA) und Livingston (LA), Armlänge 4 km
- VIRGO, Projekt von Frankreich, England und Italien in Pisa, reale Armlänge 3 km, effektive Armlänge 120 km, Frequenzband 10 Hz bis 6 kHz [2]
- TAMA300, japanischer Gravitationswellendetektor mit Armlängen von 300 m

Die erdgebundenen Detektoren können nur Signale detektieren, die eine Periodizität größer als ein Hertz besitzen. Das Frequenzband reicht vom einstelligen Hz-Bereich bis zu mehreren kHz. Langsamere Signale werden von Änderungen des Gradienten des Erdgravitationsfelds überlagert, die u. a. durch Prozesse im Erdinneren aber auch durch Veränderungen der Massenverteilung (Wolkenbewegung, Regen, Fernzüge, . . .) in der Nähe des Experiments hervorgerufen werden. Diese Störungen sind nicht abschirmbar. Die Interferometer reagieren auch sehr sensitiv auf Erschütterungen und müssen daher sorgsam von solchen seismischen Störungen abgeschirmt werden. Quellen dieser Erschütterungen können unter anderem eine Landstrasse in der näheren Umgebung, aber auch der Wellenschlag des Wasser am einige Kilometer entfernten Ufer sein. Je länger die Interferometerarme sind, desto schwieriger gestaltet sich die Abschirmung solcher Störeinflüsse.

Ein Netzwerk von mehreren erdgebundenen Gravitationswellendetektoren an verschiedenen Orten lässt eine Koinzidenzmessung zu, wodurch fehlerhafte Signale, die

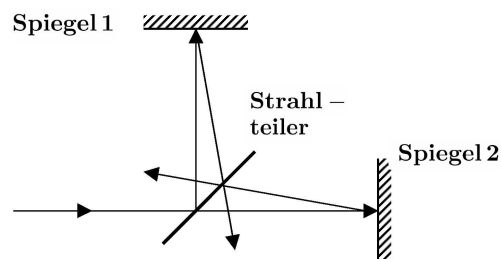


Abbildung 2.4: Als Messgerät der Abstandsänderungen, die durch eine Gravitationswelle hervorgerufen werden, bietet sich ein Michelson-Interferometer an.

durch äußere Einflüsse entstehen, erkannt werden können.

Der einzige Ausweg, den nicht abschirmbaren Änderungen des Gradienten des Erdgravitationsfelds zu entkommen, ist ein experimenteller Aufbau einer Messanordnung im Weltraum. Ein solcher Aufbau ist Ziel der in einer ESA/NASA-Kooperation geplanten LISA-Mission.

2.4 LISA

Das englische Akronym LISA steht für *Laser Interferometer Space Antenna* und beschreibt ein geplantes weltraumbasiertes Laser-Interferometer zur Detektion von Gravitationswellen. Das Interferometer (Michelson-Interferometer) wird dabei von drei baugleichen Satelliten gebildet, die jeweils 5 Millionen km voneinander entfernt sind und ein gleichseitiges Dreieck bilden. Es soll Quellen kontinuierlicher Gravitationswellenstrahlung in einem Frequenzbereich von $30\,\mu\text{Hz}$ bis $1\,\text{Hz}$ detektieren, wobei die vermutete gravitative Hintergrundstrahlung ebenfalls vermessen werden soll.

Im Gegensatz zu einem klassischen Michelson-Interferometer stehen die Arme des LISA-Interferometers nicht senkrecht aufeinander, sondern in einem Winkel von 60° . Das erlaubt es, einen dritten Interferometerarm zu implementieren. Aufgrund der drei Arme sind auch Aussagen über die Polarisierung der Gravitationswellen möglich. Man erhöht ebenfalls die Redundanz des Systems, da es auch bei Ausfall eines Arms noch messen kann.

Der Mittelpunkt des von den Satelliten aufgespannten Dreiecks soll der Erde in einem Abstand von 20° auf dem Erdborbit folgen. Dabei ist die Ebene, in der die Satelliten liegen, um einen Winkel von 60° gegen die Ekliptik geneigt. Da eine Gravitationswelle maximal detektiert wird, wenn sie senkrecht auf das Interferometer trifft, erhöht sich die Sensitivität durch die Neigung der Anordnung gegen die Ekliptik im Laufe eines Jahres für unterschiedliche Raumbereiche. Zusätzlich rotieren die Satelliten bei einer Sonnenumrundung einmal um ihren gemeinsamen Mittelpunkt.

Die Armlänge des Interferometers ist über den Abstand der Interferometerspiegel auf den Satelliten definiert. Die Ausgangsleistung, die vom Satelliten S_1 in Richtung des Satelliten S_2 gestrahlt wird, beträgt 1 W. Ein Teil der Strahlung ($\sim 10\,\text{mW}$) wird noch vor dem Verlassen des Satelliten S_1 ausgekoppelt und dient später als Referenz für die Phasenauslese, das heißt für die Abstandsänderungsmessung. Nach

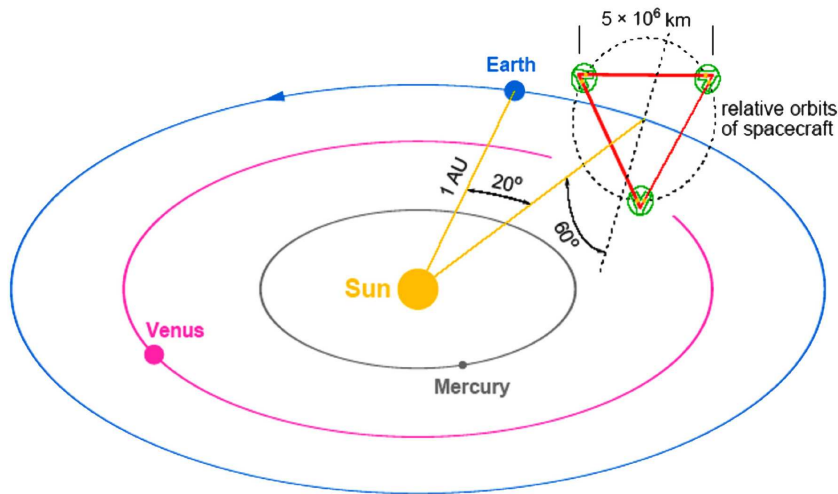


Abbildung 2.5: In dieser nicht maßstabgetreuen Skizze (LISA-Konstellation ist um einen Faktor 10 vergrößert dargestellt) ist die geplante Position von LISA angedeutet. Sie ist ein Kompromiss aus den technischen Möglichkeiten der heutigen Satellitentechnik und dem Ziel, möglichst weit von Störeinflüssen der Erde entfernt zu sein. [4]

der Strecke von 5 Millionen km treffen auf den Interferometerspiegel des Satelliten S_2 nur noch 5 pW. Daraus folgt, dass der Strahl nicht direkt zu S_1 zurückreflektiert werden kann – wie bei einem klassischen Interferometer. Stattdessen wird wieder ein 1 W starker Laser auf die Phase des eintreffenden Strahls getaktet. Dieser läuft dann zurück zu S_1 , wo er nach der Reflexion an dessen Interferometerspiegel mit dem oben erwähnten Referenzsignal auf einer Photodiode überlagert wird. Aus dem Intensitätsverlauf des Signals folgt die Längenänderung des damit insgesamt 10 Millionen km (~ 33 Lichtsekunden) langen Interferometerarms.

2.4.1 Aufbau des Satelliten

Abbildung 2.6 zeigt eines der zwei Teleskope, die auf jedem der drei Satelliten montiert sind. Der von einem der anderen Satelliten stammende Strahl wird von dem verdeckten Teleskopespiegel auf den an der Spitze des Teleskops angebrachten Spiegel fokussiert. Dieser leitet den Strahl auf die optische Bank im Inneren des Satelliten, der hier nicht dargestellt ist. Hinter der optischen Bank befindet sich der Inertialsensor.

Auf jedem der drei LISA-Satelliten befinden sich zwei phasensynchronisierte NPRO

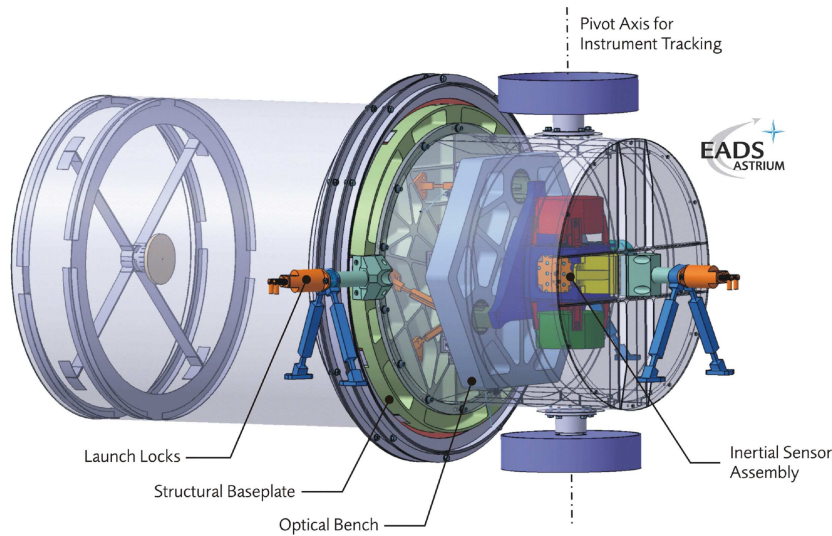


Abbildung 2.6: *Eines der sechs Cassegrain-Teleskope. Der Durchmesser beträgt rund 40 cm. Direkt hinter dem Teleskop befinden sich die optische Bank (Optical Bench) und die frei fliegende Testmasse, die als Intertialsensor (Inertial Sensor Assembly) dient.*

Nd:YAG Laser [16]. Dabei steht NPRO für *Non Planar Ring Oscillator* (siehe Abbildung 2.7). Sein spezielles Design erlaubt eine hohe Ausgangsleistung (bis 10 W) in einer Mode, d.h. bei einer Frequenz. Eine hohe Frequenzstabilität ist eine Grundvoraussetzung für das LISA-Interferometer. Möglich wird die spezielle Form des Kristalls durch Materialeigenschaften von Yttrium Aluminium Garnat (YAG), dessen Härte hohe Oberflächengüten zulässt. Die eingebauten Nd^{3+} -Ionen absorbieren Licht bei 808 nm und emittieren bei 1064 nm. Ein NPRO Nd:YAG Laser wurde auch in unserem Experiment verwendet.

Das Licht gelangt fasergekoppelt auf die sogenannte optische Bank, auf der sich die optischen Komponenten befinden. Hier wird der Strahl aufgespaltet, ein Teil des Lichts zum Teleskop geleitet und dann zum anderen Satelliten des Systems geschickt. Ein anderer Teil wird zur Testmasse geleitet, um eine Positionsauslese vorzunehmen.

2.4.2 DFACS

Bei LISA soll die Bewegung der drei Satelliten einer frei fallenden Bewegung entsprechen. Satelliten sind aber im Weltall ständig einer Vielzahl von äußeren Einflüssen ausgesetzt, wobei am stärksten der Strahlungsdruck der Sonne von rund $5 \cdot 10^{-6} \text{ N/m}^2$ einwirkt. Durch die unregelmäßigen Prozesse, denen die Sonne un-

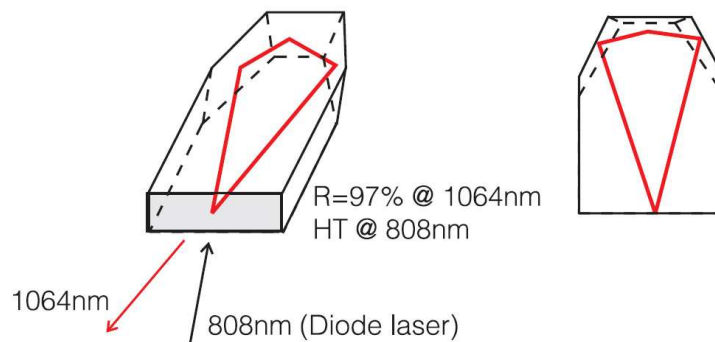


Abbildung 2.7: Der Strahlengang in dem nicht planaren Ringresonator verläuft über drei Totalreflexionen und eine Reflexion an der beschichteten Frontseite. [16]

terworfen ist, kann dieser Wert stark schwanken. Zwar sind die Schwankungen im Frequenzband von LISA kleiner als ein Prozent, dennoch wären die dadurch verursachten Störungen zehntausendmal stärker als ein zu erwartendes Gravitationswellensignal. Eine Lösung für dieses Problem stellt die sogenannte *drag free control* dar. Der Grundgedanke dabei ist, eine frei fallende Testmasse im Inneren des Satelliten als Inertialsensor für die Positionsbestimmung zu nutzen. Der Satellit schirmt die Testmasse gegen äußere Störeinflüsse ab. Gleichzeitig wird seine Position relativ zur Testmasse bestimmt. Verschiebt sich der Satellit gegenüber der Testmasse, wird seine Position nachgeregelt. Dieses System der Regelung der Satellitenposition wurde als *drag free attitude control system* (DFACS) erstmalig 1972 beim TRIAD-Satelliten eingesetzt und gehört inzwischen zu den Standardtechniken.

Um Position bzw. Positionsänderungen einer Testmasse auszulesen, existieren unterschiedliche Möglichkeiten. In heutigen Satelliten kommen kapazitive Auslesen zum Einsatz. Eine optische Auslese – Gegenstand vorliegender Diplomarbeit – stellt eine Alternative hierzu dar.

2.4.3 Kapazitive Positionsbestimmung

Um die Testmasse in einem Satelliten „anzufassen“, das heißt sie gegebenenfalls positionieren zu können, sind im aktuellen Design Kondensatoren vorgesehen. Daher liegt die Folgerung nahe, diese auch als Positionssensoren zu nutzen.

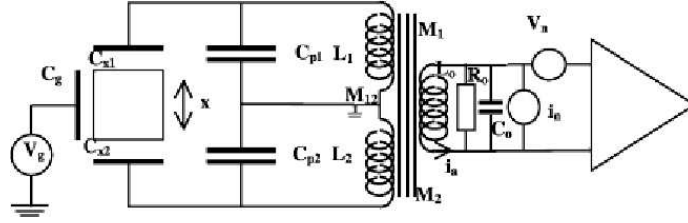


Abbildung 2.8: Kapazitive Auslese der Testmassenposition. Bei einer Verschiebung der Testmasse ändern sich die Kapazitäten C_{x1} und C_{x2} , wodurch ein Signal an den Verstärker gegeben wird, das zum Nachregeln der Satellitenposition benutzt werden kann. [1]

Diese Technik ist gegenwärtig in vielen Anwendungen etabliert und weitreichend untersucht. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Kapazität C und dem Abstand d der Kondensatorelektroden:

$$C = \frac{\epsilon_x \epsilon_0 \cdot A}{d}. \quad (2.2)$$

In einem Aufbau, wie in Abbildung 2.8 gezeigt, wird diese Abhängigkeit zur Auslese benutzt. Die frei fliegende Testmasse bildet mit der oberen bzw. der unteren Elektrode den Kondensator $C_{x1}(x)$ bzw. $C_{x2}(x)$. Von außen wird eine Signalspannung V_g bei der Resonanzfrequenz f_0 des Systems aufgebracht. Bei einer Verschiebung der Testmasse ändern sich die Kapazitäten der Kondensatoren und somit auch das Ausgangssignal des Verstärkers.

Befinden sich, wie in Abbildung 2.9 angedeutet, an jeder Würfel­fläche zwei Elektroden (C_x , C_y , C_z), so ist der Aufbau zusätzlich auf Verkippungen sensitiv. Die mittleren Elektroden (C_{in}) dienen zur Injektion der Wechselspannung. Als Testmas-

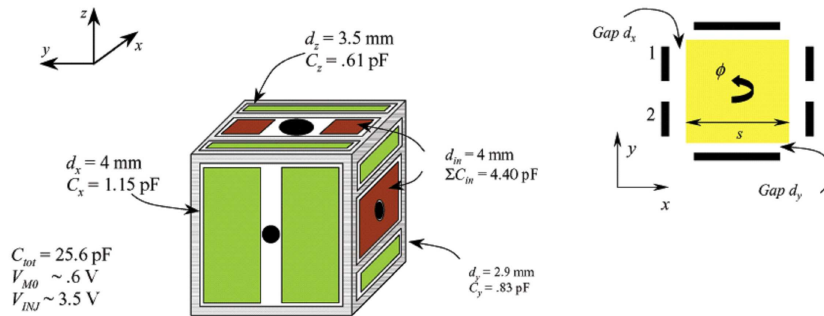


Abbildung 2.9: Das „Housing“, in dem sich die frei fliegende Testmasse befindet. Zwei Elektroden an jeder Seite ermöglichen neben der Translationsmessung auch eine Winkelauslese der Testmassenposition. Der abgebildete Aufbau soll beim LTP zum Einsatz kommen.

se ist zur Zeit ein Platin-Gold-Würfel mit einer Kantenlänge von 46 mm und einem Gewicht von ca. 2 kg vorgesehen. Diese Legierung bietet den Vorteil einer hohen Dichte, wodurch die Testmasse auf kleinem Raum ein hohes Gewicht hat und somit unempfindlicher gegen die gravitativen Störungen durch den Satelliten ist. Andererseits weist sie einen geringen elektrischen Widerstand auf. Je größer die verwendeten Kapazitäten sind, desto genauer kann die Position der Testmasse bestimmt werden. Fehler durch äußere Einflüsse – wie Streukapazitäten – treten in den Hintergrund. Um die Kapazität zu erhöhen, wäre es nach Formel 2.2 denkbar, den Abstand d zwischen Testmasse und Elektrode zu verkleinern. Jedoch impliziert eine solche Abstandsverkleinerung eine Erhöhung der Wechselwirkung mit dem Satelliten, welche man so klein wie möglich halten möchte. Der Messbereich von LISA soll Frequenzen bis zu $30 \mu\text{Hz}$ erfassen, einen Bereich, in dem kapazitive Ausleseverfahren noch nicht die geforderten Genauigkeitsvorgaben erfüllen. Daher ist eine zusätzliche optische Auslese angedacht, deren mögliche Umsetzung im Folgenden beschrieben wird.

2.4.4 Optische Positionsbestimmung

Bei der LISA-Mission wird zur Vermessung der Interferometerarme ein Laser eingesetzt. Daher lag der Gedanke nahe, auch für die Auslese der Testmassenposition ein optisches Verfahren zu verwenden. An die unterschiedlichen Achsen sind dabei unterschiedliche Anforderungen gestellt. Die parallel zum Interferometerarm liegende Achse wird als sensitive Achse bezeichnet, die höhere Anforderungen an den Rauschlevel einer Positionsmessung stellt als die beiden anderen Achsen.

Es gibt unterschiedliche Ansätze, eine Veränderung der Lage der Testmassenposition zu detektieren. An der Universität von Neapel verfolgt man den Ansatz mit einem schräg einfallenden Laserstrahl (vgl. Abbildung 2.10). Dieser wird je nach Position der Testmasse auf unterschiedliche Bereiche einer CCD-Kamera gelenkt. Mit diesem Verfahren konnte ein Rauschlevel von rund $30 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei Frequenzen von 0.3 Hz erreicht werden [1]. Für tiefere Frequenzen steigt der Rauschlevel an. Diese Art der Auslese soll zusätzlich zur kapazitiven Auslese eingesetzt werden. Für eine Messung in der sensitiven Achse ist der Rauschlevel noch zu hoch.

An der Universität von Birmingham wurde ein homodyn arbeitendes Interferometer mit polarisierten Strahlen für den erdgebundenen Gravitationswellendetektor LIGO entwickelt. Es weist ein Translationsrauschen von $3 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ auf, allerdings erst für Frequenzen, die höher als 10 Hz sind. Ob ein ähnliches Interferometer für das LISA-

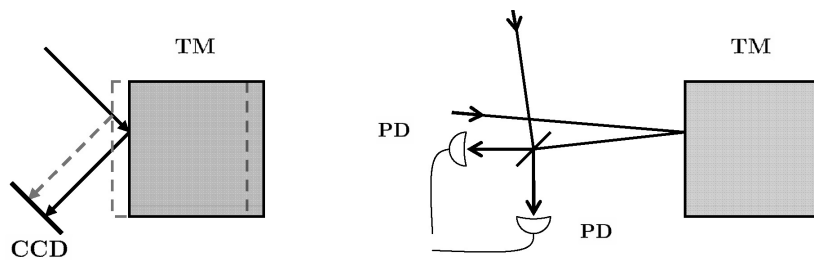


Abbildung 2.10: Unterschiedliche Möglichkeiten für eine optische Auslese der Testmassenposition. Auf der linken Seite wird ein schräg einfallender Strahl auf eine CCD-Kamera gelenkt. Verschiebt sich die Testmasse, ändert sich der Auftreffpunkt. Auf der rechten Seite ist eine interferometerische Auslesemöglichkeit gezeigt. Die überlagerten Signale werden durch Photodioden (PD) ausgelesen.

Frequenzband realisiert werden kann, wird derzeit untersucht [13].

Für das LTP (LISA Technologie Package) wurde am Albert-Einstein-Institut in Hannover im Auftrag von Astrium ein Mach-Zehnder-Interferometer entwickelt [7][6]. Das LTP ist eine Technologiestudie innerhalb der Technologie-Demonstrations-Mission LISA-Pathfinder (LPF, Start bis Ende 2010). Bei ihr sollen grundlegende Techniken, die bei LISA zum Einsatz kommen könnten, getestet werden. Das Interferometer erreicht im Frequenzband von 3 mHz bis 30 mHz ein Rauschlevel von $10 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ für die Translation und $10 \text{ nrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ für die Winkelauslese.

Ob eine optische Auslese über ein mit polarisierten Strahlen arbeitendes, hochsymmetrisches, heterodynes Michelson-Interferometer realisiert werden könnte, ist Gegenstand des Experimentes, das in vorliegender Diplomarbeit behandelt wird.

2.4.5 Strap-Down Architecture

Die Länge der Interferometerarme definiert sich über den Abstand der jeweiligen Testmassen zueinander. Eine Messung der Abstandsänderung zwischen der Testmasse PM1 auf dem einen Satelliten zur Testmasse PM2 auf einem weiteren kann in drei Teilmessungen aufgeteilt werden. Man misst die Abstandsänderungen zwischen der PM1 und der optischen Bank OB1 auf einem Satelliten, analog zwischen PM2 und OB2 auf dem zweiten Satelliten sowie die Abstandsänderungen zwischen den optischen Bänken. Die Summe ergibt die Abstandsänderung zwischen den Testmassen. Diese als *strap-down architecture* bezeichnete Unterteilung hat einige Vorteile und ist in den derzeitigen Planungen vorgesehen. Durch den modularen Aufbau und



Abbildung 2.11: Einer der drei 5 Millionen km langen Arme des Interferometers. Bei der strap-down architecture wird die Messung der Abstandsänderungen zwischen den Testmassen (proof mass PM) PM1 und PM2 in drei Teilmessungen ($PM1 \leftrightarrow OB1$, $OB1 \leftrightarrow OB2$, $OB2 \leftrightarrow PM2$) aufgeteilt.

die Entkopplung von Testmasse und Interferometerarm, wäre es z.B. möglich, mit nur einer Testmasse je Satellit auszukommen. Dies stellt aber erhöhte Anforderungen an die Genauigkeit, mit der die Testmassenposition ausgelesen werden muss. Eine rein kapazitive Auslese wäre in diesem Fall zu ungenau.

Kapitel 3

Theoretisches Konzept der Interferometrie

In diesem Kapitel werden zunächst die grundlegenden Begriffe wie Interferenz, Quadraturauslesung und heterodyne Auslesung am Beispiel einfacher ortabhängiger Sinuswellen beschrieben. Die zeitliche Abhängigkeit wird erst für die zeitliche Mittelung eingeführt, da die vorher gemachten Aussagen allgemeingültiger sind. Im Anschluss werden verschiedene Interferometertypen vorgestellt. Am Ende des Kapitels wird auf die Möglichkeit einer Winkelmessung mittels *differential wavefront-sensing* eingegangen.

3.1 Grundlagen

Das dieser Diplomarbeit zu Grunde liegende Experiment beruht auf der physikalischen Erscheinung Interferenz. Der Begriff Interferenz beschreibt die Wechselwirkung zweier oder mehrerer gleichartiger Wellen. Interferenzen können bei Wasserwellen oder Schallwellen genauso auftreten wie bei elektromagnetischer Strahlung. In der Quantenmechanik wird jedes massive Teilchen durch eine Wellenfunktion beschrieben, folglich sind auch hier Interferenzerscheinungen zu beobachten. Wenn in den folgenden Kapiteln von Interferometern gesprochen wird, so sind mit elektromagnetischer Strahlung arbeitende Interferometer gemeint.

Die Grundvoraussetzung für Interferenz ist die Kohärenz der Wellen. Kohärente

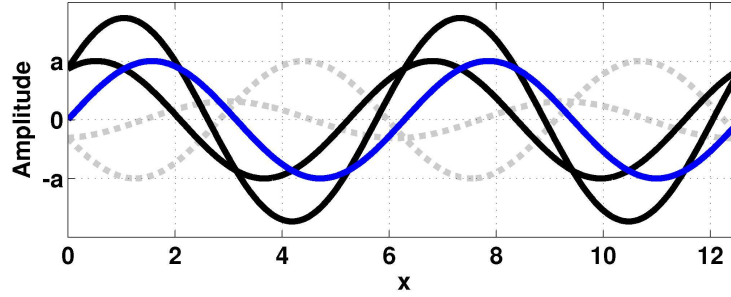


Abbildung 3.1: In der Abbildung sind zwei Wellen mit einem Phasenunterschied von ϕ_1 dargestellt. Die Überlagerung hat dieselbe Periodizität wie die Einzelwellen und eine von ϕ_1 abhängige Amplitude $A(\phi_1)$. Die gestrichelten Linien gelten für eine Phasenverschiebung ϕ_2 .

Wellen sind Wellen, deren Phasendifferenz nicht von der Zeit abhängt. Vollständige Kohärenz lässt sich nur theoretisch erreichen. Bei Experimenten, die mit interferierenden Wellen arbeiten, wird versucht, diese Bedingung weitestgehend zu erfüllen.

3.1.1 Interferenz

Die Interferenzerscheinungen sollen in diesem Abschnitt am Beispiel zweier eindimensionaler Wellen demonstriert werden.

Dabei werden als einfaches Beispiel die beiden eindimensionalen Wellen

$$S_1 = A_0 \sin(x) \quad (3.1)$$

$$S_2 = A_0 \sin(x + \phi) \quad (3.2)$$

genutzt. Durch Addition der beiden Wellen entsteht eine neue Welle mit gleicher Periodizität und einer von dem Phasenunterschied ϕ abhängigen Amplitude $A(\phi)$.

$$S_{\text{ges}} = S_1 + S_2 \quad (3.3)$$

$$= 2A_0 \cos \frac{\phi}{2} \cdot \sin \left(x + \frac{\phi}{2} \right) \quad (3.4)$$

$$= A_C(\phi) \sin \left(x + \frac{\phi}{2} \right) \quad (3.5)$$

Die Amplitude

$$A_C(\phi) = 2A_0 \cdot \cos \frac{\phi}{2} \quad (3.6)$$

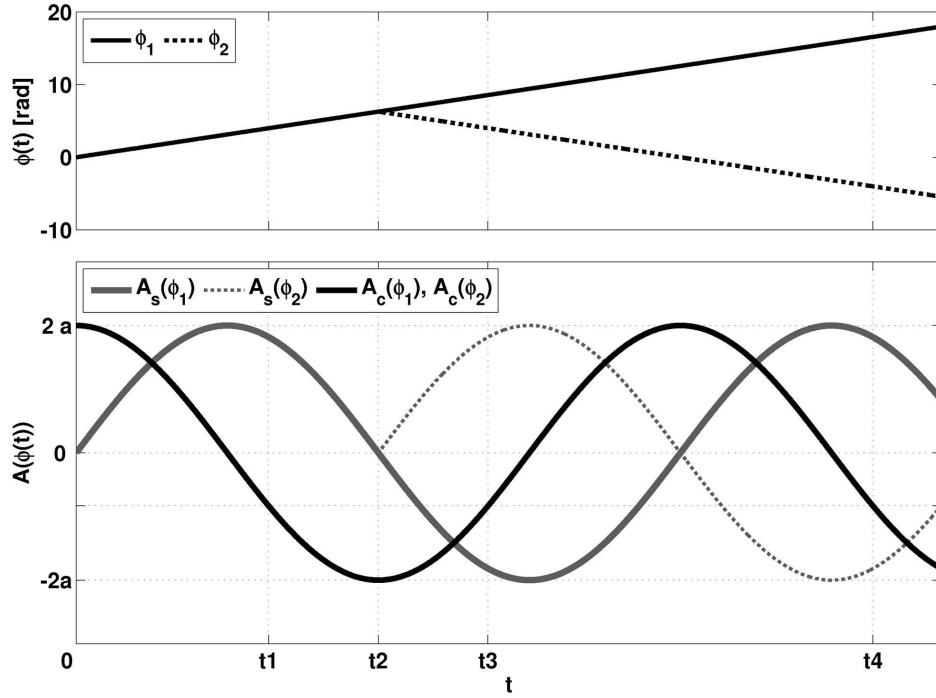


Abbildung 3.2: Im oberen Diagramm sind zwei mögliche Verläufe des Phasenunterschieds $\phi(t)$ zwischen den Wellen S_1 und S_2 (vgl. 3.1, 3.2) bzw. C_1 und C_2 (vgl. 3.7, 3.8) in Abhängigkeit von einem Parameter t dargestellt. Die Amplituden $A_C(\phi_i)$ und $A_S(\phi_i)$ der jeweiligen Summen sind im unteren Teil gezeigt. Für unterschiedliche Phasenverläufe ϕ_1 und ϕ_2 sind die Amplitudenverläufe $A_C(\phi_1)$ und $A_C(\phi_2)$ gleich, die Amplitudenverläufe $A_S(\phi_1)$ und $A_S(\phi_2)$ hingegen unterschiedlich.

kann Werte zwischen $2A_0$ und $-2A_0$ annehmen. Die Abhängigkeit der Amplitude der Summe beider Wellen bezeichnet man als Interferenz. Dabei wird zwischen totaler konstruktiver Interferenz, $|A_C(\phi)| = 2A_0$, und totaler destruktiver Interferenz für $A_C(\phi) = 0$ unterschieden.

Durch eine Amplitudenmessung kann der Phasenunterschied ermittelt werden. Diese Messung ist aber nur für Werte von $0 \leq \phi \leq 2\pi$ eindeutig.

3.1.2 Phasenauslese in Quadratur

In Abbildung 3.2 ist dargestellt, an welchen Stellen die Phasenauslese nicht eindeutig sein kann. So entsprechen die Phasenunterschiede $\phi_1(t_1)$, $\phi_1(t_3)$ und $\phi_1(t_4)$ zwischen den Wellen S_1 und S_2 dem gleichen Amplitudenwert A_C .

Ein weiteres Problem ergibt sich an Punkt t2. Für die beiden Phasenverläufe ϕ_1 und ϕ_2 ist der Amplitudenverlauf $A_C(\phi_i)$ gleich. Bei einer Messung am Punkt t2 kann man daher keine Aussage darüber treffen, ob bei einer Verkleinerung der Amplitude der Phasenunterschied zwischen den Wellen S_1 und S_2 größer oder kleiner wird.

Die Aussagen über eine Phase ϕ sind nur eindeutig für $0 \leq \phi \leq 2\pi$. Um den dynamischen Bereich einer Messung von ϕ zu vergrößern, kann man zusätzlich die Funktionen

$$C_1 = A_0 \cos(x) \quad (3.7)$$

$$C_2 = A_0 \cos(x + \phi) \quad (3.8)$$

eingeführen, deren Summe eine Amplitude

$$A_S(\phi) = 2A_0 \cdot \sin \frac{\phi}{2} \quad (3.9)$$

hat. Die Amplitudenfunktion $A_S(\phi)$ ist um 90° in der Phase gegen $A_C(\phi)$ verschoben. Wenn man nun am Punkt t2 (vgl. Abbildung 3.2) eine Amplitudenverkleinerung von $A_C(\phi)$ feststellt, gibt das Verhalten von $A_S(\phi)$ die Richtung der Phasenverschiebung an. Die Phasenverschiebung kann ab einem Startzeitpunkt t_0 eindeutig bestimmt werden:

$$\phi(s) = 2 \cdot \arctan \left(\frac{A_S(\phi)}{A_C(\phi)} \right) + n_i \pi. \quad (3.10)$$

Die Zahl n_i ist dabei die Nummer des Nulldurchgangs von $A_C(\phi)$ seit t_0 .

3.1.3 Heterodyne Phasenauslese

Bisher hatten die Wellen, deren Phasenunterschied bestimmt werden sollte, dieselbe Frequenz. Die vorgegebene Phasendifferenz ϕ zwischen S_1 und S_2 und somit auch die Amplitude $A_C(\phi)$ hängen dabei nicht von x ab.

Für die Signale

$$S_1^{\text{het}} = A_0 \sin(k_1 x) \quad (3.11)$$

$$S_2^{\text{het}} = A_0 \sin(k_2 x + \phi), \quad (3.12)$$

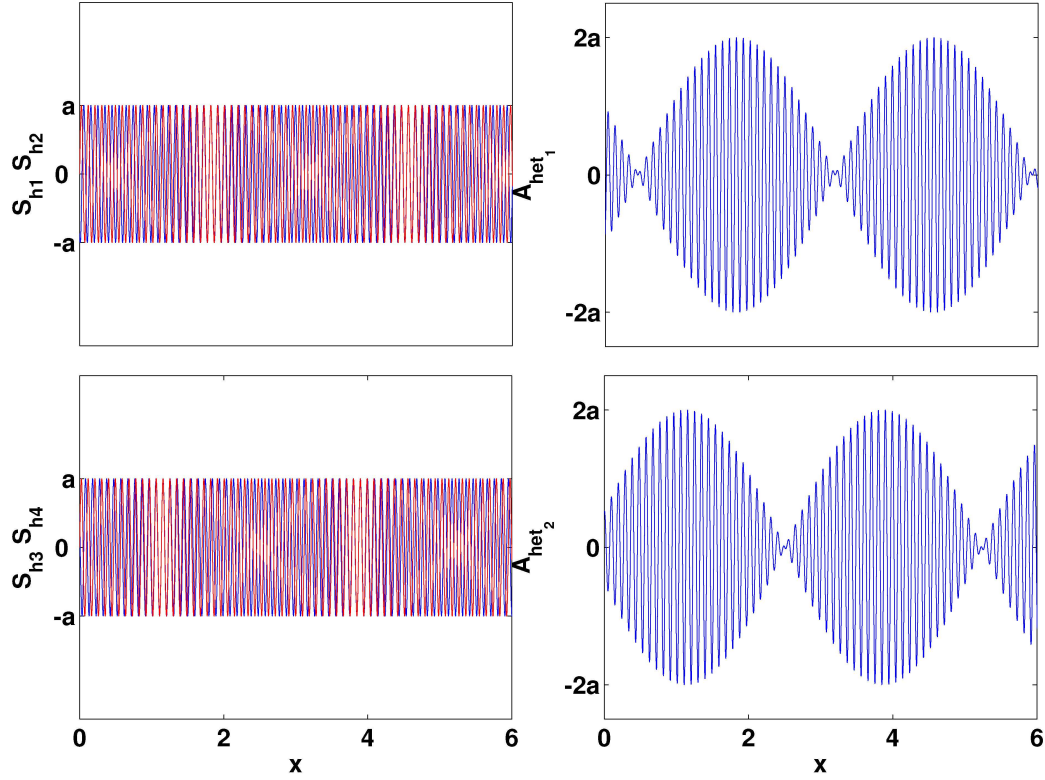


Abbildung 3.3: Auf der linken Seite sind die einzelnen, auf der rechten Seite die Summe der jeweiligen Schwingungen abgebildet. Im unteren Bild wurde die Phase um $\pi/2$ verschoben. Die Phasenverschiebung ist deutlich in der Amplitudenmodulation auf der rechten Seite zu erkennen.

die nicht gleiche Periodizität aufweisen, müssen die bisherigen Überlegungen modifiziert werden.

Der Ausdruck 3.12 kann dazu umgeformt werden:

$$S_2^{\text{het}} = A_0 \sin(k_2 x + \phi) \quad (3.13)$$

$$= A_0 \sin(k_1 x + k_2 x - k_1 x + \phi) \quad (3.14)$$

$$= A_0 \sin(k_1 x + \phi_{\text{het}}(x, k_1, k_2)). \quad (3.15)$$

Somit ergibt die Summation der beiden Wellen:

$$S_{\text{ges}}^{\text{het}} = S_1^{\text{het}} + S_2^{\text{het}} \quad (3.16)$$

$$= 2A_0 \cos \frac{\phi_{\text{het}}(x, k_1, k_2)}{2} \cdot \sin \left(k_1 x + \frac{\phi_{\text{het}}(x, k_1, k_2)}{2} \right) \quad (3.17)$$

$$= 2A_0 \cos\left(\frac{(k_2 - k_1)x}{2} + \frac{\phi}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{(k_2 + k_1)x}{2} + \frac{\phi}{2}\right) \quad (3.18)$$

$$= A_{\text{het}}(x, \Delta k) \cdot \sin\left(k_m x + \frac{\phi}{2}\right). \quad (3.19)$$

Die Amplitude ist nun von x abhängig. Sie schwingt bei der Differenz zwischen k_1 und k_2 und bildet die Einhüllende der schneller oszillierenden Sinusschwingung, deren Periodendauer das arithmetische Mittel der Eingangsperioden ist.

Eine Phasenverschiebung in einer der beiden Eingangswellen hat nach Formel 3.19 auch eine Phasenverschiebung in der niederfrequenten Amplitudenmodulation zur Folge. In Abbildung 3.3 wird dies für eine Phasenverschiebung um $\pi/2$ gezeigt. Daran erkennt man auch den Vorteil, den eine heterodyne Auslese haben kann. Sind die beiden Frequenzen der Eingangswellen hoch, ihre Differenz hingegen klein, so kann die Phaseninformation aus der meist besser zugänglichen, weil niederfrequenten, Amplitudenmodulation gewonnen werden. Bei einer homodynem Messung, also bei Verwendung von nur einer Frequenz, ist das Phasensignal ein Gleichstromsignal. In Anlehnung an die englischen Strombezeichnungen spricht man auch von einem DC-Signal. Die heterodyne Messung liefert danach ein AC-Signal, dessen Vor- und Nachteile später aufgezeigt werden.

3.1.4 Zeitliches Mittel

Die elektromagnetische Strahlung hat neben einer Ortsabhängigkeit auch eine zeitliche Abhängigkeit. Zur Beschreibung einer eindimensionalen Welle wird für das elektrische Feld diese Abhängigkeit angesetzt.

$$E(x, t) = E_0 \sin(\omega t - kx + \phi) \quad (3.20)$$

Dabei ist $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl. Eine direkte Bestimmung der Amplitude von $E_{\text{ges}}(x, t)$ ist bei optischen Frequenzen unmöglich, weil diese im Terahertz-Bereich liegen. Man misst vielmehr die Intensität der Strahlung. Dabei gilt im Vakuum der allgemeine Zusammenhang zwischen elektromagnetischem Feld und der Intensität:

$$I = \epsilon_0 c \left\langle E^2 \right\rangle_T. \quad (3.21)$$

Die Periodendauer T der Messung ist von der Bandbreite der Detektion abhängig.

Sie ist in jedem Fall viel größer als die Schwingungsdauer τ des elektromagnetischen Felds. Setzt man den allgemeinen Ansatz 3.20 ein, mittelt sich die zeitliche Abhängigkeit zu einem Faktor $1/2$. Im homodyn Fall ($\Delta k = \Delta \omega = 0$) gilt dann:

$$I = \epsilon_0 c \frac{1}{T} \int_0^T A_S^2 \sin^2 \left(\omega t - kx + \frac{\phi}{2} \right) dt \quad (3.22)$$

$$\tau \ll T \quad \frac{1}{2} I_0^2 A_S^2. \quad (3.23)$$

Bei einer heterodyn Messung hängt die Amplitudenmodulation nun auch von der Zeit ab:

$$E_{\text{ges}}(x, t) = A_{\text{het}}(x, t) E_0 \cdot \sin \left(\omega_m t - k_m x + \frac{\phi}{2} \right). \quad (3.24)$$

$$A_{\text{het}}(x, t) = 2 \cos \left(\frac{\Delta \omega t}{2} - \frac{\Delta k x}{2} + \frac{\phi}{2} \right). \quad (3.25)$$

Wenn die Detektorbandbreite bei einer Intensitätsmessung größer ist als die Heterodynfrequenz $f_{\text{het}} = |f_1 - f_2|$, bleibt die Zeitabhängigkeit der Amplitudenmodulation erhalten, und es gilt:

$$I \stackrel{\tau_{\text{em}} \ll T \ll \tau_{\text{het}}}{=} \frac{1}{2} I_0^2 A_{\text{het}}^2. \quad (3.26)$$

3.2 Interferometer

Im vorigen Abschnitt wird stets eine Phase ϕ zwischen zwei Wellen angenommen. Zur Untersuchung der Phase ϕ kann man die Amplitude A des Überlagerungssignals der beiden Wellen betrachten. In einem klassischen Interferometer wird eine einlaufende Welle in zwei oder mehrere Teilwellen aufgespaltet, welche danach unterschiedliche optische Pfade durchlaufen. Anschließend werden sie wieder überlagert. Die grundsätzlichen Aufgaben eines Interferometers sind in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt. Wenn die beiden optischen Pfade unterschiedlich lang sind, stellt sich ein Phasenunterschied $\Delta \phi = |\phi_1 - \phi_2|$ zwischen den Teilwellen ein, der zu den eben diskutierten Interferenzerscheinungen führt.

Je nach Anzahl der Teilwellen spricht man von Zweistrahl- oder Mehrstrahlinterferometern. Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist die Art der Erzeugung der Teilwellen. Hierbei wird unterschieden zwischen Interferometern, die die Wellenfront oder die Amplitude der Eingangswelle spalten.

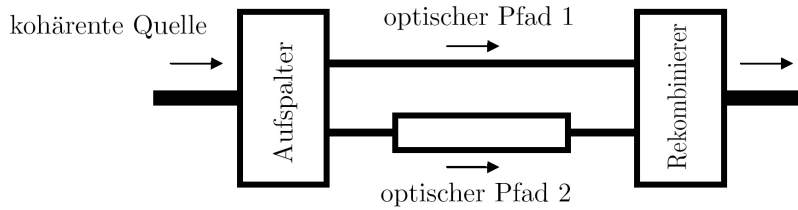


Abbildung 3.4: Grundschemata eines Interferometers. Die von einer kohärenten Lichtquelle erzeugte Eingangswelle wird in zwei oder mehrere Teilwellen aufgespalten. Die Teilwellen durchlaufen unterschiedliche optische Pfade und sind danach um ϕ_1 bzw. ϕ_2 in der Phase verschoben. Nach der anschließenden Überlagerung kann der Phasenunterschied $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$ aus der Amplitude A der ausgehenden Welle ermittelt werden.

3.2.1 Erzeugung von Teilwellen durch Wellenfrontteilung

Der Youngsche Doppelspalt ist ein Beispiel für ein Interferometer, das die Teilwellen durch eine Teilung der Wellenfront erzeugt. Er wurde von Thomas Young zu Beginn des 19. Jahrhunderts in einem Experiment benutzt, das die Wellennatur des Lichts belegen sollte. In den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts wurden mit einem Doppelspaltexperiment die Welleneigenschaften von Elektronen untersucht. Wie in

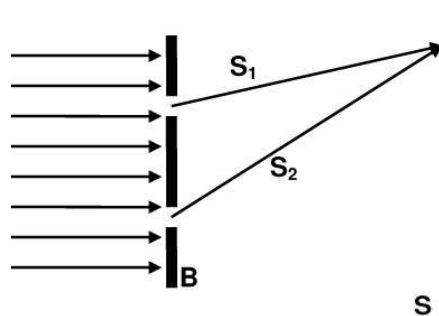


Abbildung 3.5: Der Youngsche Doppelspalt. Die ebenen Wellen treffen auf eine Platte B, die mit zwei dünnen Schlitzen versehen ist. Die Teilwellen, die durch je einen der beiden Spalte gelangen, werden auf einem Schirm S überlagert und erzeugen ein Interferenzmuster.

Abbildung 3.5 erkennbar, kann die einlaufende Wellenfront nur an zwei Punkten die Platte B passieren. Dadurch wird die Aufspaltung der Eingangswelle erreicht. Von jedem Spalt breiten sich Zylinderwellen aus. Diese werden auf einem Schirm wieder rekombiniert. Die beiden Wellen legen dabei zwischen Platte B und Schirm

S unterschiedliche Strecken S_1 und S_2 zurück. Somit haben sie auch eine Phasendifferenz $\Delta\phi$. Diese Phasendifferenz ist von der Lage des Auftreffpunkts abhängig, so dass sich auf dem Schirm ein charakteristisches Interferenzmuster aus hellen und dunklen Streifen ergibt.

Weitere wellenfrontspaltende Interferometer sind u. a. das Fresnelsche Doppelprisma sowie der Fresnelsche und der Lloydsche Spiegel. Als Beispiele, in denen mehrere Teilwellen erzeugt werden, können Elektronenstrahlexperimente an Kristallgittern genannt werden.

3.2.2 Erzeugung der Teilwellen durch Amplitudenteilung

Im vorigen Abschnitt wurde die Eingangswelle an zwei räumlich getrennten Punkten aufgespaltet. Bei einer Aufspaltung an einem Punkt, spricht man von amplitudenteilenden Interferometern.

Beim Fabry-Perot-Interferometer (siehe Abbildung 3.6) wird die Eingangswelle durch zwei Spiegel in mehrere Teilwellen aufgespaltet. Die optischen Pfade der Teilwellen

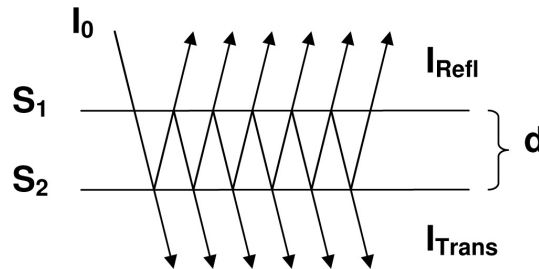


Abbildung 3.6: Fabry-Perot-Interferometer. Von dem einfallenden Strahl mit der Intensität I_0 wird ein Teil transmittiert und ein Teil vom Spiegel S_2 reflektiert. Mit dem reflektierten Strahl geschieht das gleiche an Spiegel S_1 und auf diese Weise wird die Amplitude mehrfach geteilt.

unterscheiden sich um die Länge, die die Wellen zwischen den Spiegeln zurücklegen. Für den Phasenunterschied φ zwischen den einzelnen Teilwellen gilt dabei

$$\varphi = 2 \cdot 2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \Theta_{\text{Einfall}} . \quad (3.27)$$

Der Einfallswinkel Θ ist so klein gewählt, dass man von einer Aufspaltung an einem

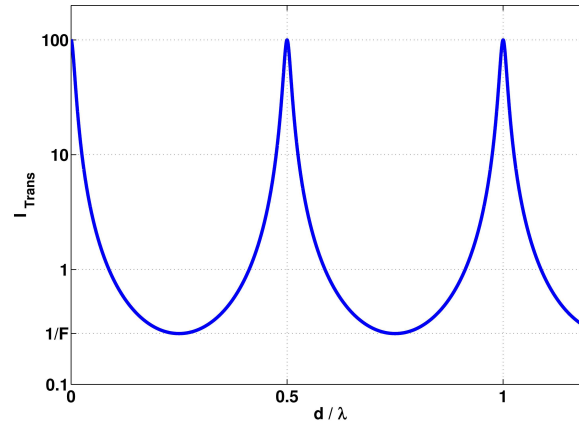


Abbildung 3.7: Die transmittierte Strahlung beim Fabry-Perot-Interferometer schwankt in Abhängigkeit von dem Verhältnis zwischen Abstand d der beiden Spiegel und der verwendeten Wellenlänge λ im Bereich von I_0/F und I_0 .

Punkt sprechen kann. Die Intensität der transmittierten Strahlung ergibt sich aus

$$I_{\text{Trans}} = \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (3.28)$$

mit $F = 4R/(1 - R)^2$, wobei R die Reflektivität der Spiegel ist. Das Verhältnis des Abstands der Spiegel zur Wellenlänge des Lichts übersetzt sich in eine Intensitätsabhängigkeit. Eine ansteuerbare Piezo-Keramik ermöglicht es, diesen Abstand periodisch zu verändern. Daher kann ein Fabry-Perot-Interferometer u. a. dazu benutzt werden, die Wellenlänge eines Lasers zu bestimmen, indem man den Abstand d kontinuierlich verändert und dabei den Intensitätsverlauf beobachtet.

Die klassischen Vertreter der amplitudenspaltenden Interferometer, die mit zwei Teilwellen arbeiten, sind das Mach-Zehnder-Interferometer und das Michelson Interferometer (vgl. Abbildung 3.8). Eine der beiden Teilwellen dient als Messwelle bzw. als Mess-Strahl, dessen optische Weglänge sich wegen äußerer Einflüsse ändern kann. Die andere Teilwelle wird als Referenzwelle bzw. Referenzstrahl bezeichnet, deren optische Weglänge möglichst unverändert bleiben sollte. Eine Phasenverschiebung zwischen Mess- und Referenzstrahl kann dabei zweierlei Ursachen haben. Eine Möglichkeit ist eine Änderung der Länge des optischen Pfads aufgrund einer Verschiebung des Mess-Spiegels, die andere eine Änderung der optischen Weglänge für den Mess-Strahl aufgrund äußerer Einflüsse.

Es gibt eine Vielzahl weiterer amplitudenspaltender Zweistrahlinterferometer, die

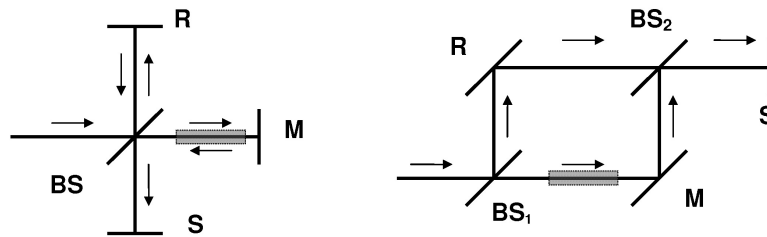


Abbildung 3.8: Auf der linken Seite ist ein Michelson-Interferometer abgebildet. Der einlaufende Strahl wird am Strahlteiler BS (*beam splitter*) in zwei gleich starke Teilstrahlen aufgespalten. Der transmittierte Strahl ist der Mess-Strahl, der abgelenkte Strahl ist der Referenzstrahl. Die Rekombination der beiden Strahlen findet am selben Strahlteiler BS statt. Auf der rechten Seite ist das Grundprinzip des Mach-Zehnder-Interferometers zu sehen. Der einlaufende Strahl wird auch hier in einen Mess- und einen Referenzstrahl geteilt. Im Unterschied zum Michelson-Interferometer findet die Rekombination jedoch an einem zweiten Strahlteiler BS₂ statt. Der graue Element deutet die mögliche Position einer Gaszelle an, die zur Veränderung der optischen Weglänge in den Messarmen benutzt werden kann.

sich mehr oder weniger als Variationen der eben beschriebenen Interferometer betrachten lassen.

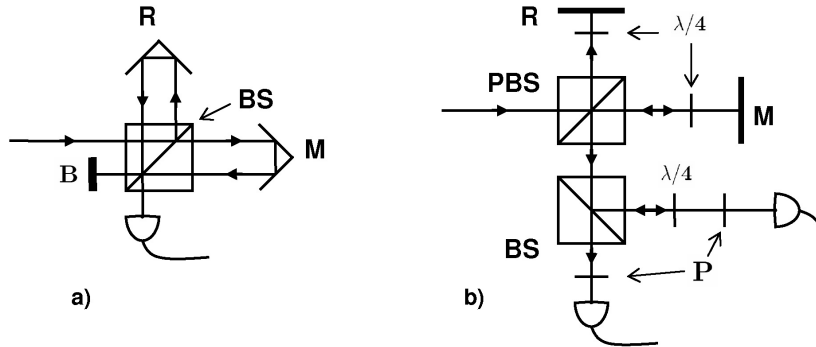


Abbildung 3.9: Zwei Möglichkeiten, eine Rückreflexion auf die Quelle zu verhindern. In Abbildung (a) wird der Eingangsstrahl an einem nicht polarisierenden Strahlteiler (BS) in Mess- und Referenzstrahl aufgeteilt. Die Strahlen laufen dann zum Mess-Spiegel M bzw. Referenzspiegel R, die in diesem Fall Umlenkspiegel („Katzenaugen-Spiegel“) sind. Die Überlagerung findet nach dem zweiten Durchlaufen des BS in zwei Strahlen statt. Ein Strahl wird mit einem Detektor detektiert, der andere mit einem Strahlentsorger B geblockt. In Abbildung (b) wird der polarisierte Eingangsstrahl am polarisierenden Strahlteiler PBS aufgespalten. Der transmittierte Strahl ist der Mess-Strahl. Er wird am Mess-Spiegel reflektiert. Zwischen PBS und M durchläuft er zweimal die $\lambda/4$ -Platte. Dadurch ist er nun s-polarisiert und wird nach unten abgelenkt. Für den Referenzstrahl gilt Analoges. Mit dem überlagerten Strahl kann weiter gemessen werden. Beim rechten Aufbau wird mit einem polarisierenden Strahlteiler verhindert, dass Strahlen zur Quelle zurücklaufen. Zusätzlich ist eine Quadraturauslese implementiert (siehe Text).

3.3 Spezielle Michelson-Interferometer

Ein Nachteil des Michelson-Interferometers, wie in Abbildung 3.8 dargestellt, besteht darin, dass 50 Prozent der Eingangsleistung nach der Reflexion an den Spiegeln wieder auf die Quelle zurückfallen. In Abbildung 3.9 sind zwei Wege gezeigt, wie das Zurückfallen verhindert werden kann.

Die Strecke zwischen dem Strahlteiler und dem Mess-Spiegel wird beim Michelson-Interferometer vom Mess-Strahl zweimal durchlaufen. Somit ergibt sich Abhängigkeit der Phase ϕ vom Unterschied der optischen Pfadlängen Δs :

$$\phi = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s. \quad (3.29)$$

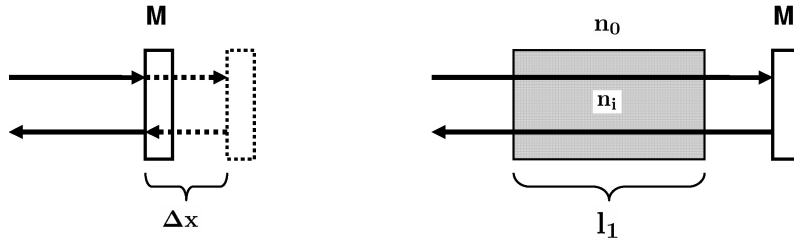


Abbildung 3.10: Auf der linken Seite der Abbildung wird der Mess-Spiegel S um eine Strecke Δx verschoben. Der optische Pfad verlängert sich um eine Strecke $\Delta s = 2 \cdot \Delta x$. Auf der rechten Seite variiert der Brechungsindex n_i , dadurch ändert sich der optische Pfad um $\Delta s = 2 \cdot (n_1 - n_0) l_1$. (Der einlaufende und der auslaufende Strahl sind zur besseren Darstellung parallel verschoben, tatsächlich laufen sie übereinander.)

In Abbildung 3.10 sind zwei Möglichkeiten dargestellt, wie sich die Länge des optischen Pfads ändern kann. Dabei ist nach den Ausführungen im Abschnitt 3.1.2 zu beachten, dass ein klassisches Interferometer nur eindeutige Aussagen machen kann, so lange der Phasenunterschied $\Delta\phi$ der Teilwellen S_1 und S_2 zwischen 0 und 2π liegt. Nach der oben angegebenen Formel 3.29 darf sich der Mess-Spiegel also maximal um $\Delta x = \lambda/2$ verschieben. Bei größeren Verschiebungen sind keine eindeutigen Aussagen mehr möglich.

Eine Möglichkeit, den dynamischen Bereich des Interferometers über die $\lambda/2$ -Grenze zu erhöhen, ist eine Auslese in Quadratur. In Abbildung 3.9 (b) ist eine Realisierung einer homodyn Auslese in Quadratur gezeigt. Der Eingangsstrahl wird in einem polarisierenden Strahlteiler PBS in Mess- und Referenzstrahl aufgeteilt. Er ist dabei entweder unpolarisiert, zirkular polarisiert oder linear polarisiert unter einem Winkel von 45° zur Polarisationsachse des Strahlteilers. Der transmittierte Strahl ist der p-polarisierte Mess-Strahl. Auf seinem Weg $\lambda/4$ -Platte $\rightarrow$ Mess-Spiegel $\rightarrow \lambda/4$ -Platte ist er p-polarisiert $\rightarrow$ zirkular-polarisiert $\rightarrow$ s-polarisiert. Daher wird er beim wiederholten Auftreffen auf den polarisierenden Strahlteiler nach unten abgelenkt. Der Referenzstrahl zeigt ein analoges Verhalten, er ist erst s-polarisiert, dann zirkular-polarisiert und p-polarisiert beim zweiten Auftreffen auf den polarisierten Strahlteiler. Die Überlagerung aus Mess- und Referenzstrahl wird an einem nicht polarisierenden Strahlteiler BS in zwei gleich große Teilstrahlen aufgeteilt. Der transmittierte Strahl durchläuft einen Polarisator, der um $\vartheta = 45^\circ$ zu der s- bzw. p-Polarisationsachse steht. Von Mess- und Referenzstrahl wird nach

$I(\vartheta) = I_0^{r,m} \cos^2 \vartheta = I_0^{r,m}/4$ ein Viertel der jeweiligen Anfangsintensität $I_0^{r,m}$ durchgelassen. Beide haben nun die gleiche Polarisation und können daher interferieren. Das Strahlenpaar, das durch den BS zur Seite abgelenkt wird, durchläuft vor dem Eingang in den Polarisator noch eine $\lambda/4$ -Platte, die die für die Auslese in Quadratur nötige 90° -Phasenverschiebung zu dem transmittierten Strahl realisiert.

3.3.1 Heterodynes Michelson-Interferometer

Eine Alternative für die Auslese in Quadratur bietet ein heterodyner Aufbau, wie er in Abbildung 3.11 gezeigt ist. Der Eingangsstrahl ist eine Überlagerung aus zwei

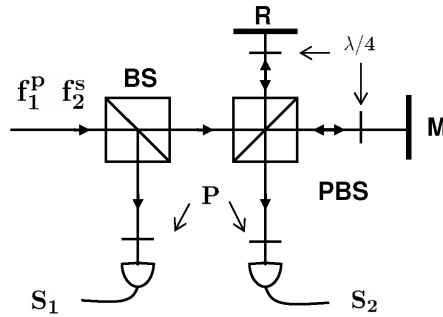


Abbildung 3.11: Eine mögliche Umsetzung eines heterodynen Michelson-Interferometers, das mit polarisierten Strahlen arbeitet.

Strahlen mit unterschiedlichen Frequenzen und Polarisationen f_1^p und f_2^s . Am nicht-polarisierenden Strahlteiler wird die Hälfte der Eingangsleistung nach unten abgelenkt. Nach Formel 3.26 kann hinter dem Polarisator ein Signal mit der Heterodyn-frequenz

$$f_{\text{het}} = |f_1 - f_2| \quad (3.30)$$

detektiert werden. Dieses Signal S_1 bildet die Referenz für das Mess-Signal S_2 . Der transmittierte Teil des Eingangsstrahls wird am polarisierenden Strahlteiler aufgespalten. Der p-polarisierte Strahl mit der Frequenz f_1 wird vom polarisierenden Strahlteiler nicht abgelenkt. Er durchläuft die $\lambda/4$ -Platte, wird vom Mess-Spiegel reflektiert und durchquert die $\lambda/4$ -Platte ein zweites Mal. Nun ist der sogenannte Mess-Strahl s-polarisiert und wird nach unten abgelenkt. Der Strahl mit der Frequenz f_2 – der Referenzstrahl – wird aufgrund seiner s-Polarisation am polarisierenden Strahlteiler nach oben abgelenkt. Nach zweimaligem Durchlaufen der $\lambda/4$ -Platte und Reflexion am Referenzspiegel ist dieser p-polarisiert und kann den

polarisierenden Strahlteiler ohne Ablenkung passieren. Danach sind die Strahlen wieder überlagert und können nach dem Durchlaufen eines Polarisators interferieren.

Benutzt man zur Auslesung der Signale Photodetektoren, wird die Information über die Phasenverschiebung in ein elektrisches Signal umgewandelt. Die Amplitude der elektrischen Signale verhält sich dabei – wie in Abschnitt 3.1.4 erläutert – proportional zum zeitlichen Mittelwert der elektromagnetischen Strahlung. Für die elektrischen Signale gilt:

$$S_1^{\text{el}} = \alpha_1 \cdot \frac{1}{2} I_0^2 \cdot 4 \cos^2 \left(\frac{\Delta\omega t}{2} - \frac{\Delta kx}{2} + \frac{\phi_0}{2} \right) \quad (3.31)$$

$$= A_0 + A_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0) \quad (3.32)$$

$$S_2^{\text{el}} = \alpha_2 \cdot \frac{1}{2} I_0^2 \cdot 4 \cos^2 \left(\frac{\Delta\omega t}{2} - \frac{\Delta kx}{2} + \frac{\phi_0}{2} + \frac{\Delta\phi}{2} \right) \quad (3.33)$$

$$= B_0 + B_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0 + \Delta\phi) , \quad (3.34)$$

wobei α_1 und α_2 Detektorkonstanten sind, aus denen sich die Signalamplituden $A_0 = \alpha_1 I_0^2$ und $B_0 = \alpha_2 I_0^2$ ergeben. Die anfängliche Phasenverschiebung ϕ_0 kann ohne Beschränkung der Allgemeingültigkeit für die weiteren Rechnungen gleich Null gesetzt werden. Die Quadraturauslese gestaltet sich anders als bei einem rein optischen Aufbau. Bei einer optischen Quadraturauslese werden die Amplituden zweier Wellen addiert. Bei elektronischen Signalen geschieht die Verknüpfung von Signalen gewöhnlich über eine Multiplikation. Die zeitabhängigen Komponenten der Signale 3.32 und 3.34 werden dazu in einem elektrischen Mischer (siehe Anhang) miteinander multipliziert:

$$M_1 = S_1^{\text{el}} \cdot S_2^{\text{el}} \quad (3.35)$$

$$= A_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0) \cdot B_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0 + \Delta\phi) \quad (3.36)$$

$$= \frac{1}{2} A_0 B_0 (\cos(\Delta\phi) + \cos(2\Delta\omega t - 2\Delta kx + 2\Delta\phi)) \quad (3.37)$$

$$M_2 = S_1^{\text{el}(90^\circ)} \cdot S_2^{\text{el}} \quad (3.38)$$

$$= A_0 \sin(\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0) \cdot B_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0 + \Delta\phi) \quad (3.39)$$

$$= \frac{1}{2} A_0 B_0 (\sin(\Delta\phi) + \sin(2\Delta\omega t - 2\Delta kx + 2\Delta\phi)) . \quad (3.40)$$

Für das Signal M_2 wurde das Referenzsignal S_1^{el} elektronisch um 90° phasenverschoben. Um die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ zu ermitteln, geht man nun analog zu Abschnitt 3.1.2 vor. Die höherfrequenten Anteile von M_1 und M_2 werden vorher mit einem Tiefpassfilter herausgefiltert. Somit ergibt sich

$$\Delta\phi = \arctan \frac{M_2}{M_1} + n_i\pi. \quad (3.41)$$

Dabei ist n_i die Nummer des Nulldurchgangs von M_1 seit Beginn der Messung. Die unterschiedlichen Amplituden A_0 und B_0 fallen durch die Division heraus.

Ein Nachteil dieses Verfahrens ist eine mögliche Vermischung der Frequenzen f_1 und f_2 . Diese beiden Frequenzen sind bis zur Aufspaltung im polarisierenden Strahlteiler räumlich nicht voneinander getrennt. Die räumliche Aufspaltung findet am polarisierenden Strahlteiler statt. Je ungenauer der PBS die unterschiedlichen Polarisierungen trennt, desto größer ist die Frequenzmischung in den Interferometerarmen. Die auftretenden Störterme führen zu einem ungünstigerem Signal-Rausch-Verhältnis.

3.3.2 Räumlich getrennte Frequenzen

Sind die beiden Frequenzen f_1 und f_2 räumlich getrennt, bevor sie aufgespaltet werden, wird eine Vermischung der Frequenzen vermieden. Um die unterschiedlichen Frequenzen zu erzeugen, können zwei phasensynchronisierte Laser benutzt werden, die um die Heterodynfrequenz f_{het} gegeneinander verstimmt sind. Als Alternative dazu kann man auch zwei akusto-optische Modulatoren (AOM) benutzen.

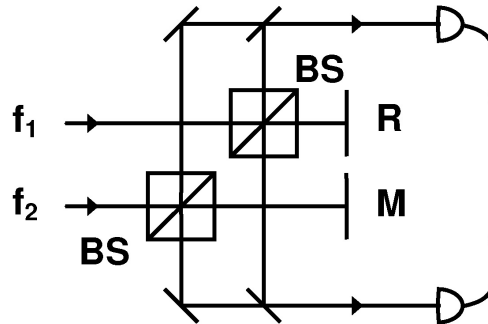


Abbildung 3.12: Die Frequenzen f_1 und f_2 sind räumlich getrennt, dadurch werden Frequenzmischungen in Mess- und Referenzarm verhindert. [14]

Eine räumliche Trennung der Strahlen mit den Frequenzen f_1 und f_2 ermöglicht den

in Abbildung 3.12 gezeigten Aufbau. Die einlaufenden Strahlen werden jeweils an einem nichtpolarisierenden Strahlteiler aufgespaltet, ein Teilstrahl läuft zum Mess- bzw. Referenzspiegel und wird reflektiert. Nach der Reflexion werden diese mit den Teilstrahlen der jeweiligen anderen Frequenz auf einer Photodiode überlagert. Dadurch erhält man nach Abschnitt 3.1.3 das Mess- und das Referenzsignal mit der relevanten Phaseninformation bei der Heterodynfrequenz f_{het} . Es gelten nach 3.26 für die Signale auf den Photodioden die folgenden Phasenabhängigkeiten:

$$S_1 \sim \cos^2 \left(\frac{\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0^R}{2} \right) \quad (3.42)$$

$$S_2 \sim \cos^2 \left(\frac{\Delta\omega t - \Delta kx + \phi_0^M + \phi}{2} \right). \quad (3.43)$$

Dabei sind ϕ_0^R und ϕ_0^M die Anfangsphasendifferenzen, die in den weiteren Betrachtungen keine Rolle spielen, da nur die Phasendifferenzen von Interesse sind. Aus dem Phasenvergleich der beiden Signale S_1 und S_2 resultieren die Phasenverschiebungen $\Delta\phi/2$, über die Rückschlüsse auf die Weglängenänderung im Messarm gezogen werden können.

3.3.3 Interferometer nach Wu et al.

Bei dem durch Wu et al. vorgeschlagenen Design haben der Mess- und der Referenzarm die gleiche Frequenz und Polarisierung. In Abbildung 3.13 wird der Strahl der Frequenz f_1 vor dem PBS in Mess- und Referenzstrahl aufgespaltet. Beide Strahlen sind p-polarisiert und werden somit transmittiert. Der Mess-Strahl wird vom Mess-Spiegel, der Referenzstrahl vom Referenzspiegel reflektiert. Nach zweimaligem Durchlaufen der $\lambda/4$ -Platte sind die Strahlen senkrecht polarisiert und werden vom PBS nach unten abgelenkt. Nach der Aufspaltung am BS ergeben sich auf den Photodioden aus der Überlagerung mit den Teilsstrahlen der Frequenz f_2 heterodyne Signale. Das Mess-Signal S_2 und das Referenzsignal S_1 haben dabei die gleichen Abhängigkeiten (3.42 und 3.43) wie im vorigen Aufbau.

Um dieses Interferometer betreiben zu können, ist eine Aufspaltung der Eingangsstrahlen in je zwei parallele Strahlen nötig. Für die Erzeugung der parallelen Strahlen steht eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Auswahl, deren Merkmale im Folgenden diskutiert werden.

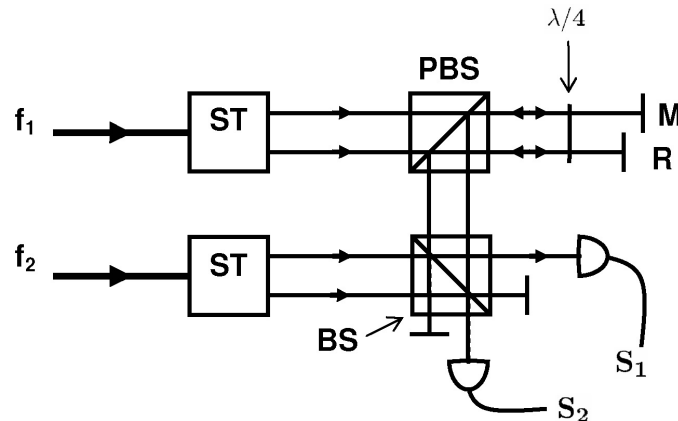


Abbildung 3.13: In diesem Aufbau nach Wu et al. werden die einlaufenden Strahlen in parallele Strahlenpaare aufgespaltet.[20]

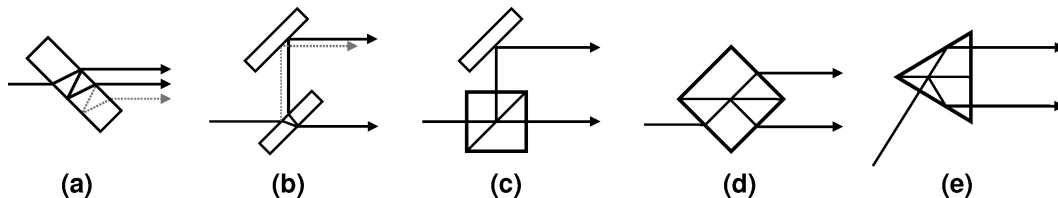


Abbildung 3.14: Es gibt viele Möglichkeiten, zwei parallele Strahlen zu erzeugen. Die grauen Pfeile bei den ersten beiden Methoden sollen parasitäre Reflexionen an den Oberflächen andeuten, die zusätzlich parallel zu den erzeugten Strahlen laufen.

- Eine sehr kompakte Art, ein paralleles Strahlenpaar zu erzeugen, ist eine halbverspiegelte planparallele Platte. Der Abstand der Strahlen lässt sich über den Einfallswinkel in einem kleinen Bereich steuern. Die Parallelität der Strahlen hängt von der Parallelität der verwendeten Platte ab. Ein Strahl durchläuft die Platte dreimal, der andere nur einmal, daher sind die optischen Wege unterschiedlich lang. Zusätzlich muss bei dieser Methode auf die parasitäre Reflexionen geachtet werden, die zu Performance-Einbußen führen können.
- Auch bei diesem Aufbau treten parasitären Reflexionen auf. Die Parallelität der Strahlen lässt sich über die Verkipfung des oberen Spiegels regeln. Ebenso ist der Abstand der Strahlen beliebig einstellbar. Die Strahlen laufen in den Medien – Luft und Spiegelmaterial – unterschiedlich lange Wege.
- Dieser Aufbau ist (b) sehr ähnlich. Das Problem der parasitären Reflexionen wurde durch den Austausch eines normalen Strahlteilers gegen einen Strahl-

teilerwürfel behoben. Somit sind auch die Wege im optisch dichteren Medium gleich. An der Würfeloberfläche kann der Einfallstrahl teilweise reflektiert werden, was zu parasitären Störreflexionen führen kann.

- d) Der Strahlteiler darf nicht mit dem 50/50-Strahlteilerwürfel – wie er in (c) benutzt wurde – verwechselt werden. Wenn der Strahl mit einem solchen symmetrischen Strahlteiler aufgespaltet wird, durchlaufen die Strahlen gleiche optische Weglängen. Die Parallelität kann über die Einfallswinkel hergestellt werden. Der Abstand der Strahlen ergibt sich aus dem Abstand zwischen dem Auftreffpunkt des Strahls sowie der Grenzschicht in der Würfelmitte und kann daher nicht beliebig eingestellt werden.
- e) Hier dient ein Kösters-Prisma zur Erzeugung der parallelen Strahlen. Die optischen Weglängen sind für beide Strahlen gleich. Die Einstellmöglichkeiten der Parallelität und des Abstands der Strahlen sind die gleichen wie in (d). Der senkrechte Strahleinfall bringt parasitäre Störreflexionen mit sich.

3.4 Winkelmessung

Für die Winkelmessung wird das Verfahren des *differential wavefront sensing* DWS benutzt [10][11], das im folgenden kurz erläutert wird. In den bisherigen Betrachtungen war eine Verkipfung des Mess-Spiegels ohne Bedeutung, solange der Strahl dadurch nicht wesentlich abgelenkt wurde. Ist der Mess-Spiegel um einen Winkel α verkippt, so verkippen die reflektierten Wellenfronten um einen Winkel $\beta = 2\alpha$. Dies führt auf der Photodioden-Oberfläche (*single element*) dazu, dass die relativen Phasen der Wellenfronten nicht überall gleich sind. Die Diode mittelt die Phase über die gesamte Oberfläche und reagiert damit nicht sensitiv auf die Verkipfung der Wellenfronten. Benutzt man Photodioden, die aus mehreren Elementen aufgebaut sind, kann eine Verkipfung der Wellenfronten gegenüber der Photodiodenoberfläche gemessen werden. Bei der in Abbildung 3.15 gezeigten Photodiode ergibt sich ein Phasenunterschied $\Delta\phi = \phi_u - \phi_o$ zwischen den Signalen des oberen und denen des unteren Elements, aus dem auf die Verkipfung der Wellenfronten geschlossen werden kann. Dabei bildet r_{eff} die Ankathete eines rechtwinkligen Dreiecks, dessen Gegenkathete die Strecke Δx ist.

$$\Delta x = \frac{\phi_u - \phi_o}{2\pi} \cdot \lambda \quad (3.44)$$

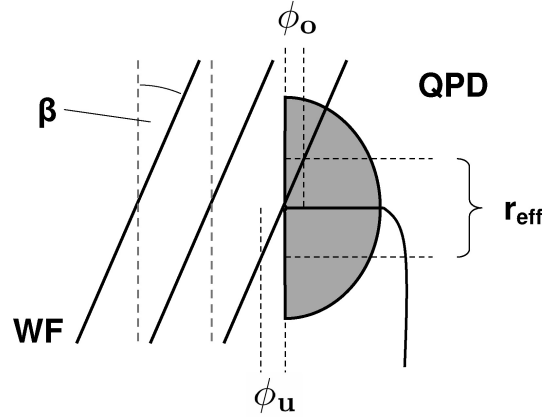


Abbildung 3.15: *differential wavefront sensing DWS.* Die Phasen der einlaufenden Wellenfronten (WF) werden auf den jeweiligen Elementen der Quadrantenphotodiode (QPD) gemittelt. Sind die Wellenfronten verkippt, so ergibt sich ein Phasenunterschied zwischen den Signalen des oberen und des unteren Photodiodelements, aus dem mit r_{eff} auf die Verkipfung der Wellenfronten geschlossen werden kann.

Dabei ist λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts. Der Winkel β unter dem die Wellenfronten gegenüber der Photodiodenoberfläche verkippt sind ist dann gegeben durch:

$$\tan \beta = \frac{\Delta x}{r_{eff}} \quad (3.45)$$

$$= \frac{(\phi_u - \phi_o)\lambda}{2\pi r_{eff}} \quad (3.46)$$

$$\approx \beta \quad (3.47)$$

$$\rightarrow \alpha = \frac{(\phi_u - \phi_o)\lambda}{\pi r_{eff}} \quad (3.48)$$

Bei der verwendeten Näherung wurde der Winkel $\beta \ll 1$ als klein angenommen. Die Berechnung von r_{eff} wurde in [12] für Gaußsche Strahlen hergeleitet. Aus der numerischen Auswertung ($\omega_0 = 1.44 \text{ mm}$) folgt dann:

$$\alpha = \frac{1}{13500} \cdot (\phi_u - \phi_o). \quad (3.49)$$

Diese Methode wird als *differential wavefront sensing* bezeichnet. Meist werden beim *differential wavefront sensing* Quadrantendiode verwendet, die aus vier Einzelementen bestehen und auf diese Weise die beiden möglichen Verkipfungswinkel der Wellenfronten bestimmen können.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

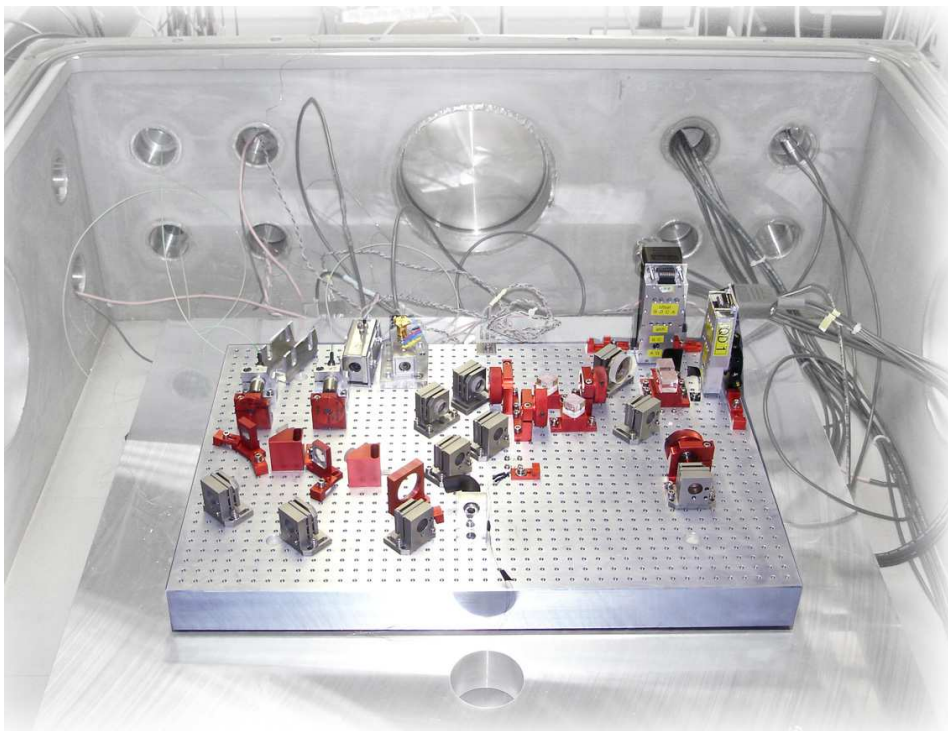


Abbildung 4.1: Das Interferometerboard in der Vakuumkammer. Die Aufnahme stammt aus der Aufbauphase, in der noch nicht alle Komponenten installiert waren. Auf dem Board beträgt die Strahlhöhe 2 cm.

4.1 Übersicht

In Abbildung 4.1 ist das Aluminium Breadboard zu sehen, auf dem die optischen Komponenten des Interferometers aufmontiert sind. Die gesamte Anordnung befindet sich in einer Vakuumkammer ($V \approx 260\text{ l}$). Außerhalb der Vakuumkammer (vgl.

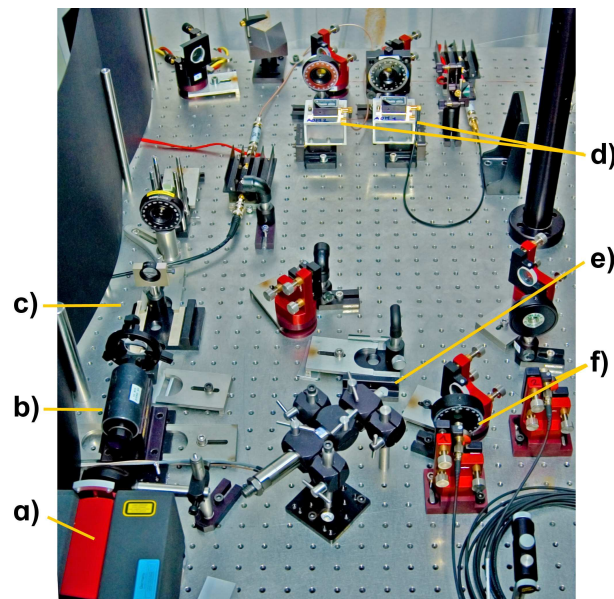


Abbildung 4.2: Der aktuelle Aufbau zur Erzeugung der für den heterodyn Aufbau benötigten Frequenzen. Dabei sind: a) Laser b) Isolator c) Teleskop d) AOM e) Phasenschieber f) Faserkopplung

Abbildung 4.2) findet die Erzeugung der benötigten Laserfrequenzen statt. Diese durchlaufen eine im Weiteren erläuterte Phasenregelung sowie eine Intensitätsstabilisierung, bevor sie fasergekoppelt in die Vakuumkammer geführt werden. Die beiden Quadrantendioden liefern die Mess-Signale, die dann vorverstärkt werden. Danach erfolgt außerhalb der Kammer eine Modifikation der elektronischen Signale vor der Einlese in eine FPGA-Karte. Die FPGA-Karte ist über einen PCI-Steckplatz mit dem Rechner verbunden. Auf der Karte ist ein digitales Phasenmeter programmiert, welches die Eingangssignale weiterverarbeitet und die Information über eine Phasenverschiebung intern an ein weiteres Programm übergibt. Dieses Host-Programm rechnet die Phasenverschiebung in eine Translation bzw. Verkippung um. Zusätzlich werden die Daten zur weiteren Auswertung in einer Tabelle gespeichert. Die Datenauswertung erfolgt dann mit der Mathematiksoftware MatLab.

4.2 Der Laser

Im dieser Diplomarbeit zugrunde liegenden Versuchsaufbau kamen während der Testdauer unterschiedliche Laser (Nd:Yag NPRO Design wie in Kapitel 2 beschrieben) zum Einsatz. Gearbeitet wurde bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1064\text{ nm}$. Der im Berliner Aufbau (Humboldt-Universität zu Berlin, AG QOM) verwendete Laser gab zusätzlich frequenzverdoppeltes Licht bei $\lambda = 532\text{ nm}$ aus. Dadurch konnte er an einen Jod-Frequenzstandard gekoppelt und somit in der Frequenz stabilisiert werden. Im aktuellen Aufbau bei der Astrium GmbH in Friedrichshafen wird ein

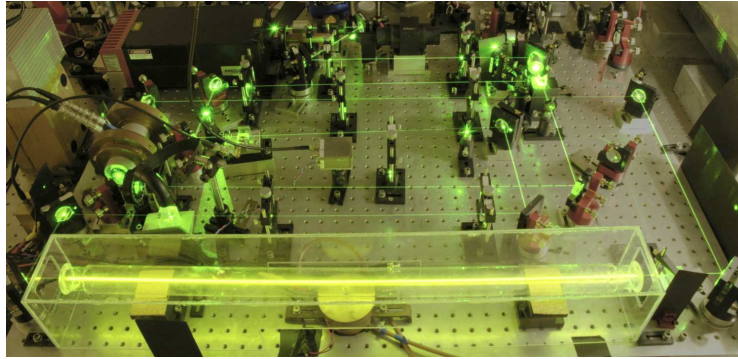


Abbildung 4.3: Der Jod-Frequenzstandard. Im Vordergrund ist die mit Jod angefüllte Gaszelle erkennbar.

Mephisto-Laser der Firma Innolight mit einer Ausgangsleistung von 1 W benutzt. Dieser ist mit einem eingebauten Noise-Eater ausgestattet, der den Relaxationspeak (*noise peak*) in der Intensitätsverteilung wegreinigen soll, der für einen Laser mit NPRO-Design charakteristisch ist und im oberen Hundert-kHz-Bereich liegt.

Dem Laser folgt im Aufbau ein optischer Isolator, der Rückreflexe in den Laser verhindern soll. Dabei funktioniert er ähnlich einer Diode in einer elektrischen Schaltung. Licht aus einer Richtung wird durchgelassen, Licht aus der anderen Richtung wird geblockt. In Abbildung 4.4 ist der schematische Aufbau eines Isolators gezeigt. Der Faraday Rotator F besteht aus einem Material, das unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfelds $\vec{B}$ optisch aktiv wird. Dabei gilt für den Winkel, um den die eingestrahlte lineare Polarisation gedreht ist:

$$\varphi = V|\vec{B}|L, \quad (4.1)$$

wobei V die Verdet-Konstante (z.B. $V_{\text{Flintglas}} = 7610^\circ\text{m}^{-1}\text{T}^{-1}$) und L die Länge des verwendeten Materials sind. Im abgebildeten Schema dreht der Rotator die

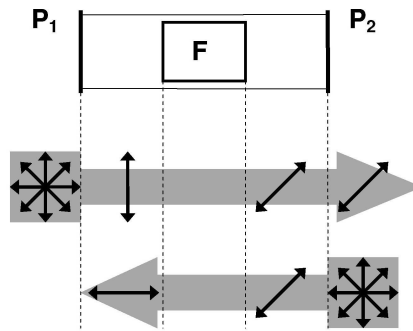


Abbildung 4.4: Der prinzipielle Aufbau des Isolators. Zwischen zwei um 45° gegeneinander geneigten Polarisatoren P_1 und P_2 befindet sich der Faraday-Rotator F . Die Auswirkung des Isolators für unpolarisiertes Licht aus unterschiedlichen Richtungen ist darunter dargestellt.

Polarisation um 45° . Licht, welches von links durch den Polarisator P_1 gelangt, wird um 45° (o.B.d.A. im Uhrzeigersinn) gedreht und kann somit den Polarisator P_2 passieren. Licht, das von rechts durch den Polarisator P_2 in den Isolator eintritt, wird ebenfalls um 45° (o.B.d.A. im Uhrzeigersinn) gedreht. Seine Polarisation ist nun orthogonal zu der von P_1 , so dass kein Licht durchgelassen wird.

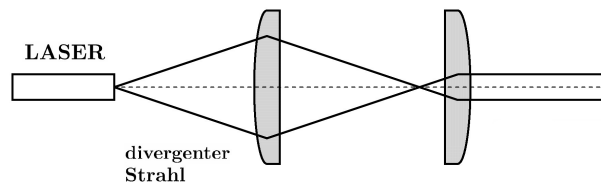


Abbildung 4.5: Teleskop mit zwei plankonvexen Linsen. Über den Abstand und die Brennweite der Linsen lässt sich der Strahldurchmesser variieren.

Der divergente Strahl, der vom Laser ausgehen wird, muss für die weitere Verwendung in seinem Strahldurchmesser angepasst werden. Dazu ist hinter dem Isolator ein Teleskop aufgebaut, welches aus zwei Sammellinsen besteht. Nach dem Teleskop hatte der Strahl einen Durchmesser von ≈ 1.5 mm.

Nach dem Durchlaufen des Teleskops wird der Strahl zur Erzeugung der zwei benötigten Frequenzen aufgeteilt.

4.2.1 Erzeugung der Frequenzen

Für ein heterodyn aufgebautes Interferometer benötigt man, schlussfolgernd aus den vorigen Kapiteln, zwei Laserfrequenzen f_1 und f_2 , deren Differenz die Heterodynfrequenz f_{het} ist. Im durchgeführten Experiment werden die unterschiedlichen Frequenzen durch akusto-optische Modulatoren (AOM) erzeugt.

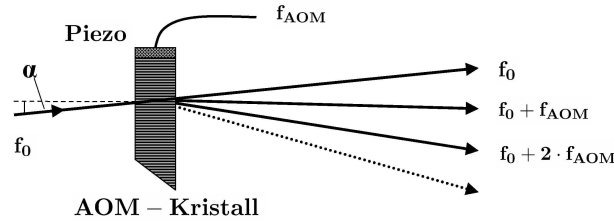


Abbildung 4.6: Wenn der einlaufende Strahl unter dem aus den Bragg-Bedingungen folgenden Glanzwinkel α auf den AOM trifft, treten dahinter Beugungen verschiedener Ordnungen auf, welche um ein Vielfaches der Heterodynfrequenz verschoben sind.

Dabei wird einer der AOM (Crystal Technology, Modell 3080-125) mit $f_1^{\text{AOM}} = 80.00 \text{ MHz}$, der andere mit $f_2^{\text{AOM}} = 80.01 \text{ MHz}$ angesteuert. Die Signalamplituden betragen jeweils $\approx 30 \text{ dBm}$. Nach Durchlaufen des AOM ist die Laserfrequenz f_{opt} in der ersten Ordnung um die Ansteuerfrequenz des AOM verschoben. Die Heterodynfrequenz liegt somit bei 10 kHz .

$$f_1 = f_{\text{opt}} + f_1^{\text{AOM}} \quad (4.2)$$

$$f_2 = f_{\text{opt}} + f_2^{\text{AOM}} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} f_{\text{het}} &= |f_1 - f_2| \\ &= |f_1^{\text{AOM}} - f_2^{\text{AOM}}| \end{aligned} \quad (4.4)$$

Die Frequenzen f_1^{AOM} und f_2^{AOM} werden durch *direct digital synthesizer* (DDS) von NOVATECH (Model 408a) erzeugt, bei denen eine Synchronisation auf einen externen Takt möglich ist. Da trotz umfangreicher Versuche eine direkte Synchronisation der FPGA-Karte mit einem externen Takt nicht möglich war, gibt im aktuellen Aufbau die FPGA-Karte ein 20 MHz -TTL-Signal aus, auf das die DDS synchronisiert sind. Die Eigenschaften des DDS-Signals – wie Phase, Frequenz und Amplitude – lassen sich über eine mitgelieferte Software per Computer einstellen. Nach der Er-

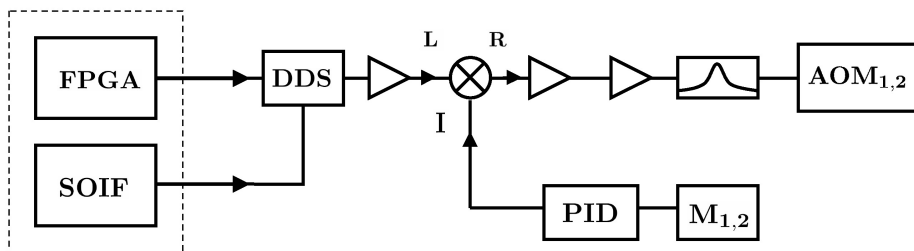


Abbildung 4.7: Ausgangspunkt der AOM-Ansteuerung ist ein direct digital synthesizer (DDS), der mit der FPGA-Karte synchronisiert ist. Über eine mitgelieferte Software (SOIF) lassen sich die Amplitude, die Phase und die Frequenz in Echtzeit einstellen. Über einen Mischer kann die Amplitude des Ansteuersignals variiert werden. Der Mischer fungiert dabei als Aktuator einer Regelschleife, deren Eingangssignal von der jeweiligen Monitordiode M_i stammt.

zeugung und Verstärkung wird das Signal an den L-Eingang (*local oscillator*) eines Mixers gegeben. Über einen Strom am I-Eingang (*intermediate frequency*) lässt sich die Amplitude des Ausgangssignals am RF-Ausgang steuern (siehe Anhang). Die Amplitude des RF-Ansteuerungssignal hat einen direkten Einfluss auf die Intensität der Strahlung, die vom AOM abgelenkt wird. Daher wird der Mischer als Aktuator für die im Abschnitt 4.2.2 beschriebene Intensitäts-Stabilisierung genutzt. Nach dem Mischer (ZFM-3) wird das Signal weiter verstärkt (ZFL-500LN, ZHL 1A) und – mit einem Bandpass (BBP-70 MHz) gefiltert – an den AOM gegeben. Die Zentralfrequenz des Bandpasses liegt bei 70 MHz. Da er nicht sehr schmalbandig ist, wird die Amplitude bei 80 MHz nur leicht abgeschwächt. Ein schmalbandiger Bandpass mit einer Zentralfrequenz um 80 MHz wäre an dieser Stelle günstiger.

4.2.2 Intensitäts-Stabilisierung

In optischen Aufbau wird das Licht unter Verwendung von polarisationserhaltenden optischen Fasern (single-mode-Faser, Schäfter-Kirchhoff) zunächst in die Vakuumkammer und dann auf das Interferometerboard gebracht. In der Faser kann es aufgrund thermischer Ausdehnungen und mechanischer Verformungen zu Phasenverschiebungen und Polarisationsdrehungen kommen. Je genauer die Polarisation des eingekoppelten Strahls mit der Polarisationsrichtung der Faser übereinstimmt, desto kleiner sind die Polarisationsdrehungseffekte. Daher stehen vor der Fasereinkopplung drehbar gelagerte Polarisatoren (codixx), mit denen die Polarisation des

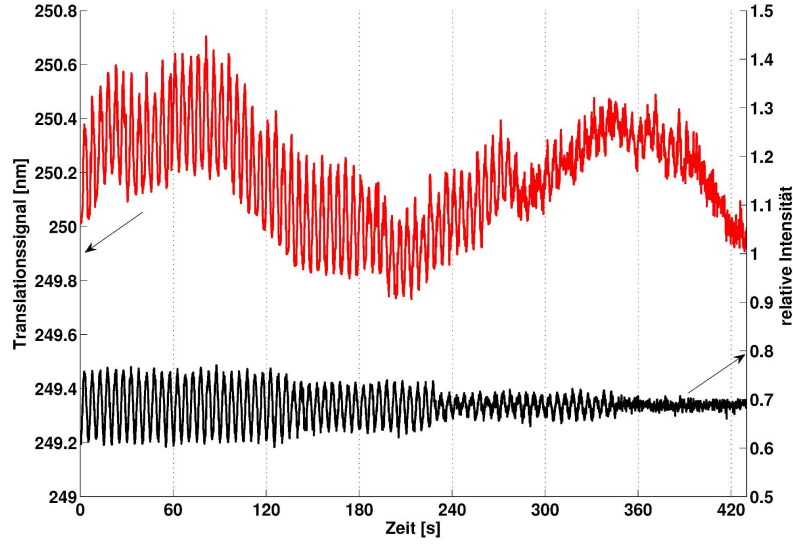


Abbildung 4.8: Auswirkung von Variationen der Intensität auf das Translationssignal. Die zeitliche Verzögerung zwischen Intensitätsschwankung (unten) und Translationsschwankung (oben) war durch die Auslesesoftware verursacht und wurde später korrigiert.

einfallenden Lichts gesäubert wird. Vollständig lassen sich die Polarisationsdrehungseffekte nicht unterdrücken. Hinter der Faser wird das Licht mit einem Polarisator (codixx, colorPole: IR 1300 BC 5) gefiltert. Daher führen Polarisationsdrehungen in der Faser zu Intensitätsschwankungen nach dem Durchlaufen des Polarisationsfilters.

Bei den Ausführungen in Kapitel 2 waren die Amplituden der verwendeten Strahlen stets gleich groß. Sind sie hingegen unterschiedlich, so ist die Amplitude A_{gesamt} der resultierenden Welle gegeben durch:

$$A_{\text{gesamt}} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\phi}, \quad (4.5)$$

wobei A_i die Einzelamplituden und $\Delta\phi$ der Phasenunterschied zwischen den Teilwellen sind. Eine Schwankung der Einzelamplitude hat einen direkten Einfluß auf die Gesamtamplitude. Bei den Messungen folgen die Rückschlüsse auf die Translation bzw. Verkipfung der Testmasse aus der Gesamtamplitude der überlagerten Strahlen. Eine Schwankung der Gesamtamplitude wird somit fehlerhaft als eine Translation bzw. Verkipfung der Testmasse interpretiert. Deshalb ist eine Stabilisierung der Einzelamplituden notwendig.

Die Auswirkungen von Intensitätsschwankungen auf das Translationssignal sind in Abbildung 4.8 erkennbar. Die Intensität des einen Strahls wurde über die Ausga-

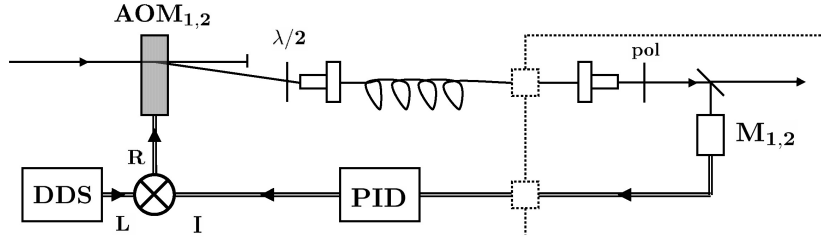


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Intensitäts-Stabilisierung für eine der Frequenzen f_1 und f_2 . Ein Teil des fasergekoppelten Lichts in der gestrichelt angedeuteten Vakuumkammer wird auf eine Monitordiode $M_{1,2}$ gelenkt. Dieses Signal ist die Regelgröße des folgenden PID-Reglers, der über einen Mischer die Amplitude der Ansteuerfrequenz des AOMs und damit die Intensität regelt.

beamplitude des DDS variiert, während die Intensität des anderen Strahls konstant (relativ zu den Schwankungen) gehalten wurde. Aus den Signalen der Quadrantendi-oden wurde ein Translationssignal berechnet. Es zeigt neben starken Schwankungen auch eine eindeutige Abhängigkeit von den Variationen der Intensität. Aus den Da-ten kann ein Faktor für die Abhängigkeit von Intensitätsschwankungen abgelesen werden. Somit ändert sich das Translationssignal um rund 45 pm je Prozent Inten-sitätsschwankung. Die Schwankungen der freilaufenden Intensität lagen bei 2 bis 3 Prozent.

Um diese Fehlerquelle zu umgehen, wird die Intensität der Strahlen aktiv stabili-siert (vgl. Abbildungen 4.9 und 4.7) . Ein Teil der auf dem Interferometerboard ankommenden Strahlung wird auf eine Monitordiode gelenkt und als Regelgröße in einen PID-Regler übertragen. Der Regler gibt dann die Stellgröße, in diesem Fall einen Strom, an den Mischer weiter. Über den angelegten Strom wird die Amplitu-de des Mischerausgangs geregelt und auf diese Weise die Amplitude der Strahlung stabilisiert.

4.2.3 Phasenregelung

Die optischen Fasern verursachen neben den oben angesprochenen Polarisationsdre-hungen auch eine zeitlich variierende Phasenverschiebung der eingekoppelten Strah-lung. Die Phasenverschiebungen können ein Vielfaches von π betragen, was nach

$$\Delta l_{\text{opt}} = \frac{\Delta \phi}{2\pi} \lambda \quad (4.6)$$

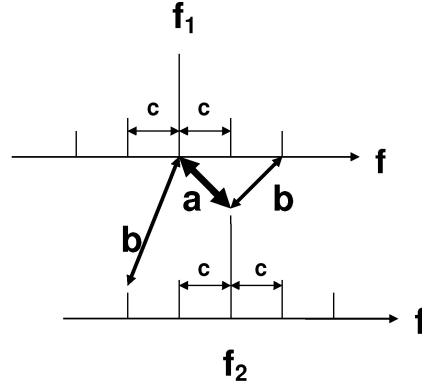


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Seitenbänder in den optischen Signalen. Mit *a* ist die Überlagerung bezeichnet, die für die Translationsmessung benutzt wird. Die Überlagerungen *b* und *c* haben dieselbe Frequenz wie *a*, sind aber parasitär und stören das eigentliche Mess-Signal.

einer Änderung des optischen Wegs l von mehreren μm entspricht. Diese Phasenverschiebungen sollten auf das Translationssignal keine Auswirkungen haben, weil sie sowohl im Mess- als auch im Referenzsignal auftreten, hier aber nur die Phasendifferenz vom Interesse ist.

Wie am Albert-Einstein-Institut in Hannover gezeigt wurde, kann es zu Frequenzmischungen in den einzelnen Strahlen kommen [18]. Diese haben ihre Ursache in der Erzeugung durch die AOM, welche über elektrische Signale angesteuert werden. Durch sogenanntes Übersprechen (*cross-talk*) treten in den elektronischen Ansteuersignalen Seitenbänder bei der Heterodynfrequenz auf, die sich dann auch in den optischen Strahlen wiederfinden (vgl. Abbildung 4.10).

Neben dem Überlagerungssignal zwischen den Strahlen der Frequenz f_1 und denen mit der Frequenz f_2 finden auch Überlagerungen zwischen den Seitenbändern statt – einige davon bei der Heterodynfrequenz, bei der auch das Mess-Signal liegt. Die einflussreichsten der parasitären Überlagerungen sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Sie führen zu fehlerhaften Signalen, deren Stärke von der Phasenverschiebung zwischen den Frequenzen f_1 und f_2 abhängig ist. Dabei gilt für das resultierende Fehlersignal:

$$\delta\phi = \left(a \cos\left(\frac{\phi_{f_1} + \phi_{f_2}}{2}\right) + b \sin\left(\frac{\phi_{f_1} + \phi_{f_2}}{2}\right) \right) \cdot \sin\left(\frac{\phi_{f_1} - \phi_{f_2}}{2}\right) \quad (4.7)$$

wobei a und b sich aus den Amplituden der Seitenbänder ergeben.

Um diese Effekte zu vermindern, wurde im Versuchsaufbau ein *phase locked loop* implementiert. Dabei wird ein Teil der Strahlen mit den Frequenzen f_1 und f_2 vor dem

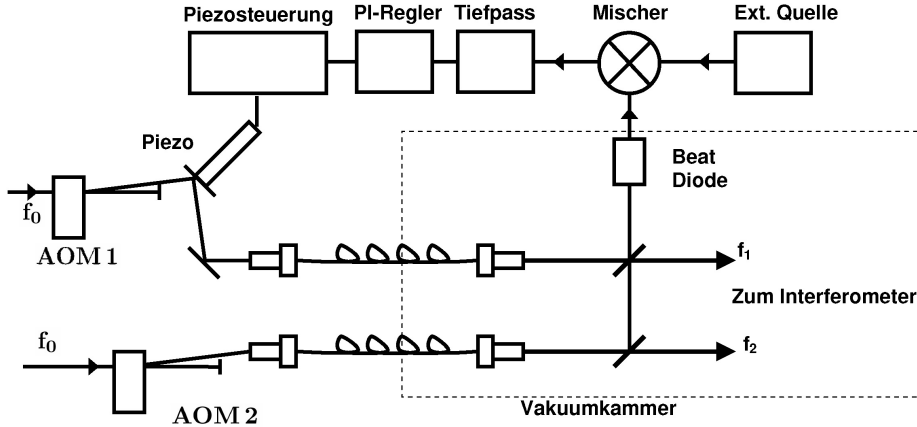


Abbildung 4.11: *phase locked loop. Die Phasendifferenz zwischen den beiden Strahlen wird auf einen konstanten Wert geregelt, bevor sie in das Interferometer gelangen.*

Interferometer auf einer Photodiode (Beatdiode) überlagert. Auf der Diode entsteht ein Signal bei der Heterodynfrequenz, dessen Phase der Phasendifferenz $\Delta\phi$ zwischen den Strahlen entspricht. Außerhalb der Vakuummutter wird das Signal an den L-Eingang eines Mischers (ZAD-8 mini-circuits, siehe auch Anhang) gegeben, an dessen RF-Eingang ein phasenstabiles Signal bei der Heterodynfrequenz anliegt. Das tiefpassgefilterte Signal des IF-Ausgangs ist proportional zu $\cos \Delta\phi$ und wurde verwendet, um die Phasendifferenz, die vor dem Interferometer zwischen den Strahlen entsteht, zu minimieren. Die optische Weglänge des Strahls mit der Frequenz f_1 wurde durch einen auf einem Piezo angebrachten Spiegel so variiert, dass seine Phase der des Strahls mit der Frequenz f_2 entsprach. Dazu musste der Piezo einen dynamischen Bereich von mehreren μm umfassen. Im Aufbau wurde ein P-845.60 von PI mit einem Verfahrweg von $90\text{ }\mu\text{m}$ verwendet, der sich über einen Piezotreiber ansteuern lässt.

Das vom Mischer ausgegebene Signal durchläuft einen Tiefpassfilter ($f_{-3\text{dB}} \approx 50\text{Hz}$) und wird in einen PI-Regler mit einem sehr geringen P-Anteil gegeben. Dessen Ausgangssignal wird an den Piezotreiber weitergeleitet, der sich über ein Niederspannungssignal ($-2\text{V} - 12\text{V}$) ansteuern lässt. Da der Strahl unter einem Winkel von 45° auf den Spiegel fällt, gilt für den Ansteuerungskoeffizient:

$$r = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{90\text{ }\mu\text{m}}{14\text{ V}}$$

$$\approx 4.5\text{ nm/mV}.$$

Die Auflösung des Piezo beträgt 1.8 nm.

4.3 Das Interferometer

4.3.1 Vakuumkammer und thermische Stabilisierung

Das Interferometer ist in einer Vakuumkammer ($V \sim 260$ l) aufgebaut (siehe Abbildung 4.1). Diese wurde an der Hochschule-Konstanz gefertigt und an der Humboldt-Universität zu Berlin leckgetestet und nachbearbeitet. Als Abdeckung dient eine 5 cm starke Plexiglasplatte (ca. 70 kg), die auf einem speziell angefertigten O-Ring liegt. Wenn die Vakuumkammer evakuiert wird, lastet auf der Platte ein Gewicht von ≈ 10 t. Anfangs verformte dieser Druck die Platte so, dass Luft an den Rändern eintrat. Dieses Problem wurde durch eine zusätzliche Stütze in der Mitte der Kammer behoben. Evakuiert wird die Kammer von einer magnetisch gelagerten Turbopumpe (TMH-071 YP von der Firma Pfeiffer Vakuum) mit vorgeschalteter Membranpumpe (MVP 055-3). Diese Kombination ermöglicht ein trockenes Abpumpen. Im Zusammenspiel mit der Kammer wird mit dieser Pumpenkonfiguration ein Druck von $\approx 4 \cdot 10^{-5}$ mbar erreicht. In Abbildung 4.12 ist eine Abpumpkurve des Systems gezeigt, nach einer Stunde Abpumpen konnten die Messungen beginnen. Auf diese Weise werden Luftturbulenzen vermieden, die lokale Änderungen des Brechungsindex verursachen und so zu Änderungen der optischen Pfadlänge in Mess- und Referenzarm führen könnten, was fälschlich als Translation interpretiert wird. Unterhalb eines Drucks von $\approx 10^{-3}$ mbar war der Einfluss im Translationssignal nicht mehr erkennbar. Zudem bot der Aufbau in der Vakuumkammer eine stärkere Isolierung gegen Schwankungen der Raumtemperatur. Für die Relation zwischen den Temperaturschwankungen auf dem Board und dem daraus resultierenden Translationssignal wurde ein Koeffizient von $\approx 12 \text{ nm}/^\circ\text{K}$ ermittelt. Neben dieser passiven ist auch eine aktive Temperaturstabilisierung. Dazu wurde das Interferometerboard auf vier in Reihe geschaltete Peltier-Elemente gestellt. An verschiedenen Stellen des Boards wurden Temperatursensoren (PT-100) angebracht, von denen einer als Regelsensor für die Temperaturstabilisierung genutzt wird. Die Peltier-Elemente liegen auf einer Aluminiumplatte ($90 \text{ cm} \times 60 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$), die auf sechs Füßen (POM) – thermisch isoliert – auf dem Boden der Vakuumkammer steht. An der Unterseite der Aluminiumplatte sind zusätzlich Heizfolien angebracht, die künftig als zweite Stufe der

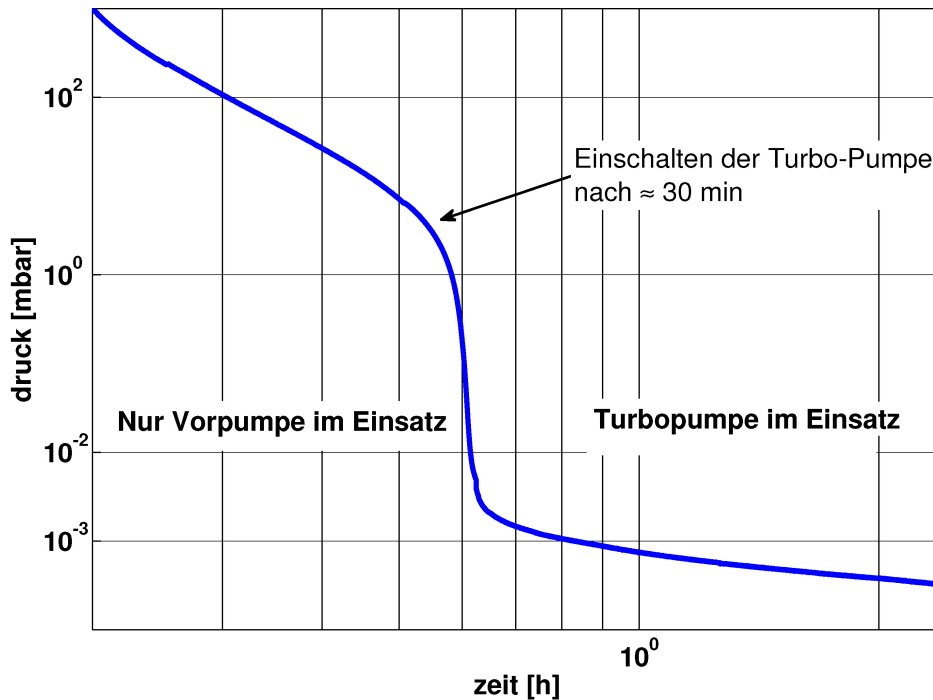


Abbildung 4.12: Druckverlauf beim Abpumpen. Nach 30 min schaltet sich die Turbopumpe zu, die eine Endgeschwindigkeit von 90000 U/min erreicht. Als Enddruck stellten sich $\approx 3.3 \cdot 10^{-5}$ mbar ein.

Temperaturstabilisierung dienen sollen. Durch diese Maßnahmen zur thermischen Stabilisierung verschoben sich die Zeitkonstanten der thermischen Schwankungen zu tieferen Frequenzen.

4.3.2 Das Interferometerboard

Das Interferometer ist auf einer 40 mm starken Aluminiumplatte (300 mm $\times$ 440 mm) aufgebaut. Dabei handelt es sich um Gussaluminium (5083 AlMg 4.5 Mn) mit einer feinstgefrästen Oberfläche und einem 10 mm $\times$ 10 mm M3-Gewinde-Raster. Bei Gussaluminium sind die inneren Verspannungen wesentlich geringer als bei gewalztem Aluminium. Relaxationen, die den Strahlengang auf dem Board beeinflussen könnten, werden dadurch stark vermindert. Zusätzlich besitzt Gussaluminium eine höhere thermische Stabilität.

Die Strahlhöhe auf dem Board beträgt nur 20 mm. Dadurch wird eine höhere Stabilität des Interferometers erreicht. Die dazu benötigten optomechanischen Halterungen für die verwendeten Zoll- und Halbzoll-Optiken wurden in der Werkstatt der

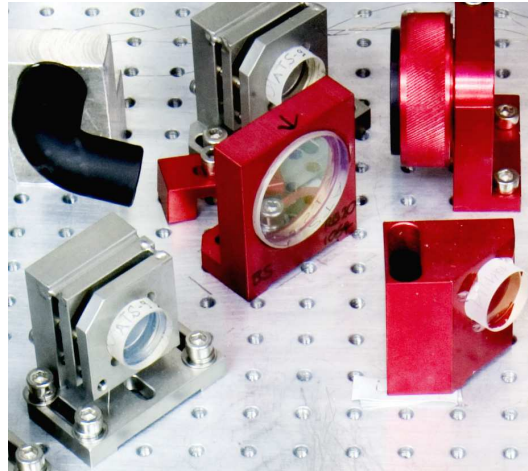


Abbildung 4.13: *Unterschiedliche Komponenten der verwendeten optomechanischen Halterungen auf der Gussaluminiumplatte. Die silberfarbenen Spiegelhalter lassen sich mittels Imbusschrauben um zwei Achsen kippen. Eine drehbare Halterung für eine $\lambda/2$ -Platte ist rechts oben im Bild zu sehen. Das gekrümmte schwarze Rohr (l.o.) dient der Entsorgung nicht benötigter Strahlen.*

Humboldt-Universität zu Berlin gefertigt.

4.3.3 Der Strahlengang

In Abbildung 4.14 ist der Weg der Strahlen auf dem Interferometerboard skizziert. Nach dem Austritt aus den polarisationserhaltenden, optischen single-mode Fasern (Schäfter und Kirchhoff) durchlaufen die Strahlen einen Polarisationsfilter (codixx; colorPole IR 1300 BC5), um eine definierte lineare Polarisation sicherzustellen. Sie sind senkrecht polarisiert und weisen jeweils eine optische Leistung von $P_0 \approx 2.2 \text{ mW}$ auf. An zwei Glasplatten (*ifoflat*) werden die jeweiligen Strahlen in je drei Teilstrahlen aufgespalten. Dabei beträgt die optische Leistung für jeden der vier reflektierten Strahlen $\approx 200 \mu\text{W}$ ($\approx 9.2\%$ von P_0). Jeweils ein Strahl der entstandenen Strahlenpaare läuft zum Interferometer, während die anderen durch Spiegel auf die Photodetektoren PD1 und PD2 abgelenkt werden. Die baugleichen Detektoren (IC : AD711JN, $R_F = 40\text{k}\Omega$, $C_F = 10\text{pF}$ (vgl. Anhang)) erzeugen eine Signalverstärkung von $\approx 6 \text{ V/mW}$ bei einer Bandbreite von $\approx 200 \text{ kHz}$. Das Signal dieser Photodioden wird für die bereits erwähnte Intensitätsstabilisierung benutzt. Die beiden transmittierten Teilstrahlen weisen jeweils eine Leistung von $\approx 1.8 \text{ mW}$

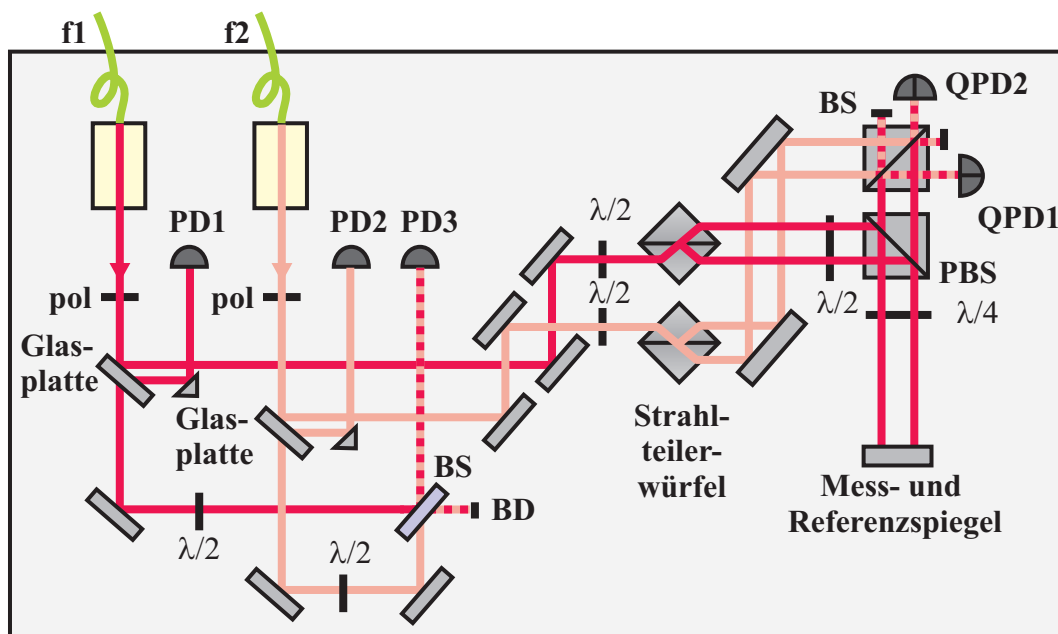


Abbildung 4.14: Der Strahlengang auf dem Interferometerboard.

auf. Sie werden über einen Strahlteiler (BS) auf dem Photodetektor PD3 (Beat-Detektor) überlagert. Dieser Detektor (IC : OPA637, $R_F = 11\text{k}\Omega$, $C_F = 6.8\text{pF}$) liefert eine Signalverstärkung von $\approx 0.5 \text{ V/mW}$ bei einer Bandbreite $> 1 \text{ MHz}$. Das Signal des Beat-Detektors wird für die Phasenstabilisierung (*phase locked loop*) genutzt. Das zweite am Strahlteiler anfallende überlagerte Strahlenpaar wird mit einem sogenannten *beam dump* (BD) entsorgt (vgl. auch Abbildung 4.13).

4.3.4 Erzeugung der Strahlenpaare

Für das Interferometerdesign nach Wu et al. müssen die Strahlen in je zwei parallele Strahlenpaare aufgespalten werden. Dabei wird für die Aufspaltung der in Abbildung 3.14 d gezeigte symmetrische Strahlteilerwürfel (*energie seperater cube*, ESC-12.7-1064-p von CVI) verwendet (vgl. auch Abbildung 4.15). Der Abstand des entstehenden Strahlenpaars ergibt sich aus dem Abstand d , in dem der Strahl von der Hauptdiagonalen des Würfels in diesen eintritt.

Die Parallelität der ausgehenden Strahlen (siehe Abbildung 4.15) hängt vom Eintrittswinkel α ab. Je stärker α von 45° abweicht, desto stärker laufen die Strahlen nach der Aufspaltung auseinander. Um α und d einstellen zu können, wurden – ähnlich wie beim Einkoppeln in eine optische Faser (*beam walk*) – zwei Spiegel genutzt,

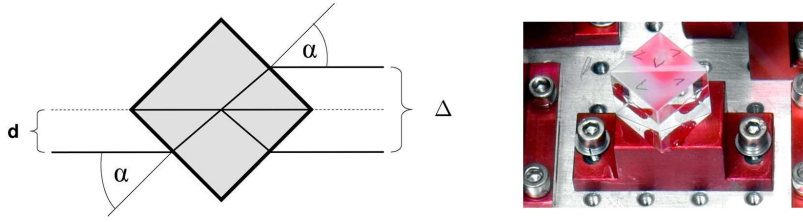


Abbildung 4.15: Erzeugung eines parallelen Strahlenpaars.

die sich um je zwei Achsen verkippen lassen. Als Kontrollgerät für die Strahlenparallelität diente eine CCD-Kamera (handelsübliche Webcam). Das Strahlenpaar fiel direkt auf den optischen Chip der Kamera und über ein Labview-Programm wurden die einzelnen Auftreffpunkte der Strahlen ermittelt. Dies geschah in unterschiedlichen Abständen (40 cm und 275 cm) zum symmetrischen Strahlteiler. Daraus ergaben sich die folgenden Werte für den Abstand $\Delta = 2d$ der Strahlen und den Winkel $\theta = 2\alpha$, in dem sie auseinanderlaufen.

$$\Delta_{f_1} = (4.20 \pm 0.02) \text{ mm} \quad \theta_{f_1} = (0 \pm 10) \mu\text{rad}$$

$$\Delta_{f_2} = (4.23 \pm 0.02) \text{ mm} \quad \theta_{f_2} = (20 \pm 10) \mu\text{rad}.$$

Die Fehlerwerte wurden aus den Unsicherheiten der Positionsauslese auf dem Chip abgeschätzt.

4.3.5 Der Strahlengang im Interferometer

Die oben besprochenen Strahlteilerwürfel benötigen p-polarisierte Strahlen. Daher muss die Polarisation der Strahlen vor dem polarisierenden Strahlteiler gedreht werden. Dafür wird eine *zero order* $\lambda/2$ -Platte der Firma *special optics* eingesetzt. Die s-polarisierten Strahlen werden von dem nachfolgenden polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) in Richtung des Mess-Spiegels abgelenkt. Sie durchlaufen eine $\lambda/4$ -Platte (*zero order* von *special optics*) und sind anschließend zirkular polarisiert. Da die Rauscheigenschaften des Interferometers untersucht werden, sollte das Signal ein Nullsignal sein, d.h. der Mess-Spiegel sollte seine Position während der Messung nicht verändern. Dies wird erreicht, indem Mess- und Referenzstrahl vom selben Spiegel reflektiert werden. Dieser Spiegel ist auf einem Spiegelhalter montiert, der eine Verkipfung um zwei Winkel zulässt. Dies bietet eine zusätzliche Ein-

stellmöglichkeit für die spätere Überlagerung mit dem anderen Strahlenpaar auf den Quadrantendioden (QD 1, QD 2).

Nach der Reflexion am Spiegel durchqueren die Strahlen ein zweites Mal die $\lambda/4$ -Platte. Aus der zirkularen Polarisierung wird nun lineare p-Polarisation und somit werden die Strahlen am polarisierenden Strahlteiler transmittiert. An dem darauf folgenden nicht-polarisierenden Strahlteiler (BS) wird jeweils die Hälfte eines Strahls transmittiert bzw. reflektiert und trifft danach auf die Quadrantendiode.

Die Strahlen mit der Frequenz f_2 treffen nach der Aufspaltung auf ein Spiegelpaar und werden von diesem zum nicht polarisierenden Strahlteiler gelenkt. Hier werden sie aufgespaltet und mit den Strahlen der Frequenz f_1 auf den Quadrantendioden überlagert. Über das Spiegelpaar kann dabei die Überlagerung eingestellt werden.

4.4 Datenauslese

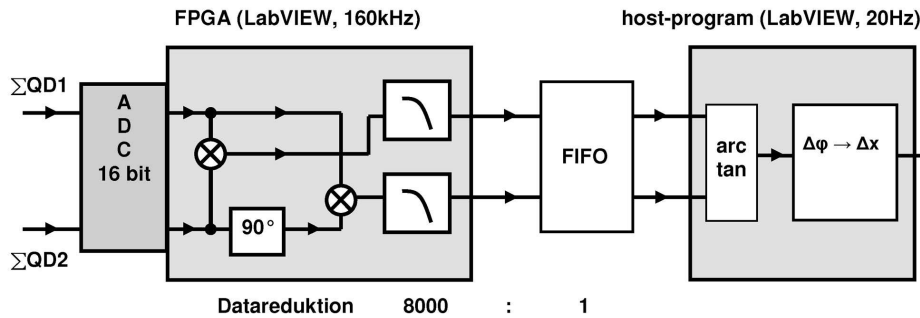


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung der Dateneinlese und Weiterverarbeitung im Computer am Beispiel der Translation. Die analogen Summensignale ΣQD_1^A und ΣQD_2^A werden im Analog-Digital-Wandler (16 bit) digitalisiert. Anschließend werden für die Quadraturauslese die Signale ΣQD_1^D und ΣQD_2^D sowie ΣQD_1^D und ein um 90° gedrehten Signal von ΣQD_2^D heruntergemischt. Die jeweiligen Ergebnisse durchlaufen einen digitalen Tiefpassfilter (3 Hz, 4. Ordnung) bevor sie an den FIFO-Puffer übergeben werden. Im Host-Programm wird dann die Translation berechnet.

Die Datenauswertung erfolgt mittels eines Computers. Die Interferometersignale werden zunächst analog weiterverarbeitet, danach digitalisiert und in den Computer eingelesen, wo weitere Verarbeitungsschritte folgen. Im digitalen Phasenmeter (DPM) werden in der ersten Stufe (auf der FPGA-Karte) die Signale untereinander

gemischt und damit ein Signal proportional zur Phasendifferenz erzeugt. Dieses Signal wird mit einer Datenreduktionsrate von 8000 zu 1 über einen FIFO-Puffer an die zweite Stufe (Host-Programm) übergeben. In diesem Programm erfolgt die Umrechnung in ein Translations- bzw. Verkipfungssignal. Die berechneten Daten werden als Textfile abgespeichert.

4.4.1 Analoge Signalverarbeitung

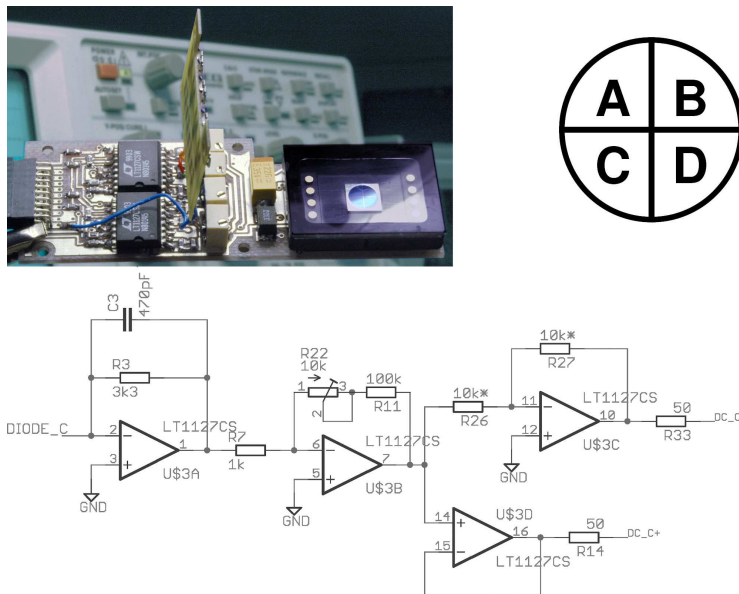


Abbildung 4.17: Auf der linken Seite ist ein Foto des im Versuch verwendeten Detektors (IC: LT 1127, $A = 0.55 \text{ V}/\mu\text{W}$) mit der Quadrantenphotodiode abgebildet. Die Schutzscheibe wurde später entfernt, um parasitäre Reflexionen zu vermeiden. Auf der rechten Seite sind die einzelnen Quadranten schematisch dargestellt. Der untere Teil zeigt die Verstärkerschaltung für einen Quadranten.

Am Anfang der analogen Signalverarbeitung steht die Schnittstelle, die die optische Information in ein elektrisches Signal umwandelt. Im vorgestellten Aufbau ist dies eine Quadrantendiode (PC20 – 7) der Firma Silicon Sensor mit einer aktiven Oberfläche von 20 mm^2 und einer Kapazität von $C_J = 20 \text{ pF}$. Sie wandelt die eintreffende Strahlung in einen Strom um, der anschließend durch die Schaltung wie in Abbildung 4.17 in ein Spannungssignal übersetzt wird. Dabei lassen sich die Verstärkung und der Offset (nicht im Schaltplan enthalten) für jeden Kanal einzeln anpassen. Zur Kalibrierung wurde zunächst kein Licht auf die Quadranten gegeben, um den

Offset der einzelnen Quadranten anzupassen. Danach wurde ein Laserstrahl geringer Leistung ($<100\ \mu\text{W}$) mit einer Linse auf jeweils einem Quadranten fokussiert, um die Verstärkung abgleichen zu können.

Je Quadrant wird ein Signal nach außen weitergegeben. Die vier Signale, die im Folgenden mit A_i, B_i, C_i, D_i ($i = 1, 2$) bezeichnet sind, werden nach außen geleitet und in einer analogen Schaltung (Schaltplan siehe Anhang) auf diese Weise zusammengefasst:

- Für die Translationsmessung wird die Summe $\Sigma_i = A_i + B_i + C_i + D_i$ der Einzelsignale gebildet.
- Für die beiden Winkelmessungen werden die Signale $W_1^i = A_i + B_i$ und $W_2^i = C_i + D_i$ sowie $W_3^i = A_i + D_i$ und $W_2^i = B_i + C_i$ gebildet.
- Für die Strahljustage werden zusätzlich noch die Signale $dx_i = (A_i + B_i) - (C_i + D_i)$ und $dy_i = (C_i + B_i) - (A_i + D_i)$ ausgegeben.

Die messrelevanten Signale durchlaufen vor der Einlese in den Computer einen Antialiasing Filter (Tiefpass 20 kHz, Bessel 6. Ordnung), um eine Rückspiegelung von höherfrequenten Störsignalen in tiefere Frequenzbereiche zu verhindern.

4.4.2 Digitales Phasenmeter – FPGA-Programm

Für die Einlese in den Rechner wird eine *Field Programmable Gate Array* (FPGA) Karte benutzt, deren Kern der FPGA-Chip ist. Auf ihm befinden sich Logikkomponenten sowie Verbindungsleitungen mit Schaltern, welche sich frei programmieren bzw. konfigurieren lassen. Somit können individuelle Anwendungen implementiert und gegebenenfalls schnell umprogrammiert werden. Die Chip-Konfiguration der verwendeten PCI-7833R Karte der Firma National Instruments lässt sich durch die Erstellung von LabVIEW-Blockdiagrammen mit dem LabVIEW-FPGA-Modulen programmieren.

LabVIEW (Version 8.2) ist eine grafische Programmiersprache. Logische Verknüpfungen zwischen Signalen werden durch Symbole und Datenleiterbahnen dargestellt. Die Programme ähneln dadurch elektronischen Schaltplänen, was einen schnellen Überblick über Programmstrukturen und Signalverarbeitung ermöglicht. In Abbildung 4.18 ist eines der – je nach Anforderung – variierenden LabVIEW-Blockdiagramme

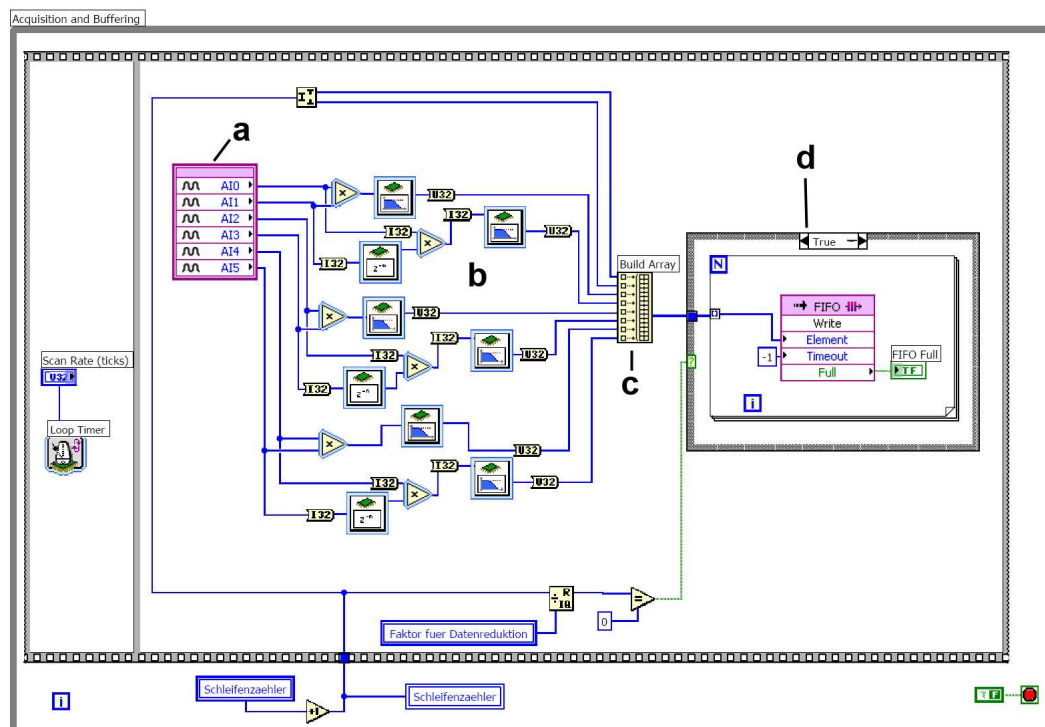


Abbildung 4.18: Die Signale des Interferometers werden am Punkt (a) eingelesen, danach im Bereich (b) verarbeitet und in einem Array (c) mit anderen Daten zusammengefasst. Dieses Array wird dann in (d) an einen FIFO-Puffer (first-in first-out) übergeben, um die Daten einem zweiten LabVIEW-Programm zur Verfügung zu stellen. Dieses Programm läuft solange, bis die While-Schleife, die als grauer Rahmen zu erkennen ist, von außen abgebrochen wird.

für die FPGA-Konfiguration dargestellt. Die graue Umrandung stellt eine While-Schleife dar, in der eine Sequenz abgearbeitet wird, die als Filmstreifen angedeutet ist. Jeder Schleifenumlauf dauert $1/160\,000$ s und setzt dabei einen Schleifenzähler hoch, der später in eine Zeitreferenz umgerechnet wird. Das Block-Diagramm bzw. LabVIEW-Programm wird in LabVIEW gestartet und benötigt für das Anlegen (Kompilieren) der Strukturen auf dem Chip zwischen 30 min bis 90 min – je nach Komplexität. Für das abgebildete Diagramm betrug die Kompilierdauer 45 min, wobei die Hälfte der auf dem Chip zur Verfügung stehenden Logikkomponenten benutzt wurde. Die Strukturen und damit die Signalverarbeitung auf der Karte blieben bis zu einer erneuten Kompilierung erhalten, d. h. ein Neustart des Rechners war jederzeit möglich.

Die Datenverarbeitung startet mit der Digitalisierung der analogen Signale. Die

Eigenschaften der analogen Eingänge (AI analog input) der FPGA-Karte sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Abtastrate der Eingänge ist in unserem Experi-

	NI-PCI-7833R	NI-PCI-6229
Anzahl der Kanäle	8 SE / 16 DI	32 SE / 16 DI
Max. Abtastrate	200 kS/s	250 kS/s
Auflösung	16 bit	16 bit
Simultane Abtastung	ja	nein
Spannungsbereich	$\pm 10 \text{ V}$	$\pm 0.2 \text{ V} \dots \pm 10 \text{ V}$
Empfindlichkeit	0.305 mV	$5.2 \mu\text{V} \dots 97.6 \mu\text{V}$

Tabelle 4.1: *Eigenschaften der analogen Signaleingänge der im Aufbau verwendeten Datenerfassungskarten NI-PCI-7833R und NI-PCI-6229.*

ment auf 160 kHz festgesetzt, d.h. bei den einzulesenden 10 kHz-Signalen wird eine Schwingung mit 16 Punkten dargestellt. Der Signaleingang ist in Abbildung 4.18 mit a gekennzeichnet, in diesem Fall werden die Kanäle AI0 bis AI5 eingelesen. Dabei liegen an AI0 und AI1 die Summensignale Σ_1 und Σ_2 der Quadrantendiode und an AI2 bis AI5 die für die Winkelmessung relevanten Signale W_1^1 bis W_4^1 an, deren Phasenlage zueinander bestimmt werden soll. Dazu müssen die im Folgenden beschriebenen mathematischen Schritte auf der Karte implementiert werden.

Die Summensignale (Eingangssignale AI0 und AI1) sind gegeben durch:

$$\Sigma_1 = A \sin(2\pi f_{het} t) \quad (4.8)$$

$$\Sigma_2 = B \sin(2\pi f_{het} t + \Delta\phi), \quad (4.9)$$

wobei $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$ der Betrag der Phasendifferenz zwischen Mess- und Referenzstrahl ist. Aus der Multiplikation der Signale folgt:

$$\Sigma_1 \cdot \Sigma_2 = \frac{1}{2} AB (\cos \Delta\phi - \cos(4\pi f_{het} t + \Delta\phi)) \quad (4.10)$$

$$S_1 = \left\langle \Sigma_1 \cdot \Sigma_2 \right\rangle_\tau = \frac{1}{2} AB \cos \Delta\phi. \quad (4.11)$$

S_1 ist dabei das zeitlich gemittelte DC-Signal. Für die Quadraturauslese benötigen wir noch ein um $\pi/2$ versetztes Signal.

$$\Sigma_1 \cdot \Sigma_{2-\pi/2} = \frac{1}{2} AB (\sin \Delta\phi - \sin(4\pi f_{het} t + \Delta\phi)) \quad (4.12)$$

$$S_2 = \left\langle \Sigma_1 \cdot \Sigma_{2-\pi/2} \right\rangle_\tau = \frac{1}{2} AB \sin \Delta\phi. \quad (4.13)$$

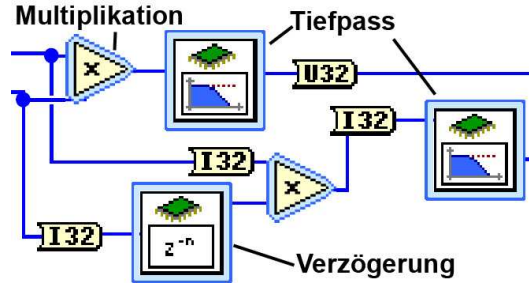


Abbildung 4.19: Signalverarbeitung auf der FPGA-Karte, die Zahlendarstellung umfasst 32-bit.

Im LabVIEW-Programm finden sich diese Schritte in dem mit b gekennzeichneten Teil der Abbildung 4.18 wieder, der in Abbildung 4.19 vergrößert dargestellt ist. In einem digitalen Mischer (s. Anhang) werden die beiden Eingangssignale miteinander multipliziert. Das Produkt wird dann mit einem Tiefpass (3Hz, Bessel 4. Ordnung) gefiltert und weitergeleitet. Für die Quadratureinlese muss eines der beiden Eingangssignale um $\pi/2$ gedreht werden. Dies gelingt, wenn der Wert des einen Signals vier „Takte“ verzögert (16 Werte je Periode) und es erst dann mit dem anderen Signal multipliziert wird. Mit den Eingangssignalen der Winkelmessung wird in derselben Weise vorgegangen und die folgenden Ausgangssignale werden erzeugt:

$$S_1^h = \frac{1}{2}AB \cos \Delta\phi_h \quad (4.14)$$

$$S_2^h = \frac{1}{2}AB \sin \Delta\phi_h \quad (4.15)$$

$$S_1^v = \frac{1}{2}AB \cos \Delta\phi_v \quad (4.16)$$

$$S_2^v = \frac{1}{2}AB \sin \Delta\phi_v, \quad (4.17)$$

wobei $\Delta\phi_h$ der Phasenunterschied zwischen der linken und der rechten Diodenhälfte und $\Delta\phi_v$ der Phasenunterschied zwischen der oberen und der unteren Diodenhälfte ist.

Die bearbeiteten Werte werden zusammen mit der Schleifennummer in einem Array zusammengefasst. Jede 8 000. Schleife wird eine so zusammengefasste Wertezeile an den FIFO-Puffer übergeben. An dieser Stelle findet eine Datenreduktion statt, die die 160-kHz- Einlesegeschwindigkeit in eine 20-Hz-Ausgabe umwandelt. Der FIFO

stellt die Schnittstelle zwischen der schnellen Einlese (160 kHz) der Signale und der wesentlich langsameren Software (20 Hz) da, mit der die Daten weiter bearbeitet werden.

4.4.3 Digitales Phasenmeter – Host-Programm

Im Host-Programm werden zunächst die Phasendifferenzen $\Delta\phi$, $\Delta\phi_h$ und $\Delta\phi_v$ ermittelt. Dabei gilt:

$$\Delta\phi = \tan \frac{S_2}{S_1} \quad (4.18)$$

$$= \frac{2 \cdot AB \sin \Delta\phi}{2 \cdot AB \cos \Delta\phi} \quad (4.19)$$

$$= \frac{\sin \Delta\phi}{\cos \Delta\phi} \quad (4.20)$$

Zusätzlich wird noch die nach Formel 3.10 benötigten Nummer n_i des Nulldurchgangs von $\cos \Delta\phi$ ermittelt. Daraus folgt für die Phasendifferenz:

$$\Delta\phi = \tan \frac{S_2}{S_1} + n_i \pi. \quad (4.21)$$

Entsprechend werden $\Delta\phi_h$ und $\Delta\phi_v$ berechnet. Aus den Phasenndifferenzen folgen dann die Signale für die Translation Δx und die Verkippungswinkel $\Delta\alpha_{H,V}$. Es gilt:

$$\text{Translation} : \Delta x = \frac{\Delta\phi}{4\pi} \cdot \lambda \quad (4.22)$$

$$\text{Winkel} : \Delta\alpha_{h,v} = \frac{\Delta\phi_{h,v}}{r_{eff}\pi} \cdot \approx \frac{\Delta\phi_{h,v}}{13500} \quad (4.23)$$

Eine Abbildung des LabVIEW-Programms befindet sich im Anhang.

4.4.4 Zusätzliche Messwerte

Zusätzlich zu den Interferometersignalen werden über eine weitere Datenerfassungskarte (NI PCI-6229 der Firma National Instruments, vgl. Tabelle 4.1) weitere Signale eingelesen. Dazu gehören Raumtemperatur, Temperatur der Interferometergrundplatte, Druck in der Kammer und Signale aus den einzelnen Regelschleifen. Da es sich bei diesen um DC-Signale handelt, ist eine schnelle Einlese nicht nötig. Die Daten wurden von dem erwähnten Host-Programm mit 20 Hz eingelesen und zusätzlich zu den Translations- und Verkipfungssignalen im Datenfile gespeichert.

Kapitel 5

Auswertung

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Rauschuntersuchungen erläutert. Dabei wird (unter 5.3) eine Methode erörtert, mit der die optische Weglänge in einem Interferometerarm definiert verändert werden konnte. Diese Methode ermöglichte vor Beginn der Messungen, die Arbeitsweise des Interferometers bzw. der korrekte Umrechnung der Signale in eine Translationsbewegung des Spiegels zu testen. Anschließend werden der typische Messablauf beschrieben sowie zwei Möglichkeiten vorgestellt, die Phasendifferenz zwischen den Interferometerarmen zu bestimmen. Im Abschnitt 5.3 wird gezeigt, wie sich der *phase locked loop* und die Intensitätsstabilisierung auf die Rauschsignale auswirkten. Am Schluss des Kapitels ist der aktuelle Stand der Messung gezeigt, und es werden dessen charakteristische Rauscheigenschaften diskutiert.

5.1 Funktionstest des Interferometers

Vor Beginn der Messungen erfolgte ein Test, bei dem eine Verschiebung der Testmasse simuliert wurde. Dazu wurde bei Atmosphärendruck eine Glasplatte in einen der beiden Interferometerarme eingebracht. Durch eine Verkipfung konnte die optische Weglänge in diesem Arm verändert werden. Das Interferometer kann nur Phasenunterschiede zwischen Mess- und Referenzstrahl detektieren, nicht die Art und Weise ihrer Entstehung. Eine Veränderung der optischen Weglänge durch das Verkippen einer Glasplatte kann daher zur Simulation einer Translationsbewegung des Spiegels

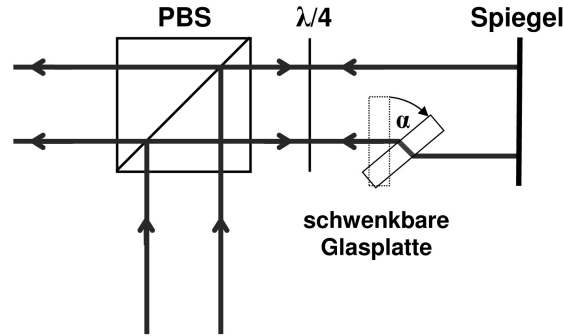


Abbildung 5.1: Aufbau für einen schnellen Test der Positionsauslese. Durch eine Verkipfung der Glasplatte lässt sich die optische Weglänge im unteren Arm variieren.

benutzt werden. Zwischen dem Winkel α , um den die Glasplatte verkippt wird und der daraus resultierenden Änderung der optischen Weglänge lässt sich der folgende Zusammenhang herleiten (siehe Anhang 3):

$$\Delta x_0(\alpha) \approx d \cdot \frac{(n-1)\alpha^2}{2n}. \quad (5.1)$$

Dabei ist n der Brechungsindex des verwendeten Glases (BK7, $n=1.51$) und d die Dicke der verwendeten Glasplatte, die auf einem justierbaren Spiegelhalter befestigt war. Der Spiegelhalter ließ eine Verkipfung um die Null-Lage zu, die für beide Richtungen $(4.2 \pm 0.1)^\circ$ betrug. Mit den genannten Werten ergibt sich für das einmalige Durchlaufen der Glasplatte ein Wert von:

$$\Delta x_{th}(\alpha) = (900 \pm 80) \text{ nm}. \quad (5.2)$$

Wie in Abbildung 5.1 skizziert, durchläuft der Strahl die Glasplatte zweimal, so dass sich die optische Pfadlänge um den doppelten Betrag von Ausdruck 5.2 ändert. Dies gilt auch für eine Translation. Verschiebt sich der Mess-Spiegel um eine Strecke Δl , so muss der Strahl diese Wegveränderung auf dem Hin- und Rückweg passieren. Seine optische Pfadlänge ändert sich also um $2\Delta l$. Diese Tatsache ist in der Auslesungssoftware berücksichtigt, daher zeigt das Messprogramm einen Wert an, der der Formel 5.2 entspricht.

Die Verkipfung der Glasplatte ließ sich manuell über die Einstellschrauben des justierbaren Spiegelhalters langsam durchfahren. Während der durchgeführten Messung wurde der Winkel von -4.2° bis 4.2° verstellt und das dementsprechende

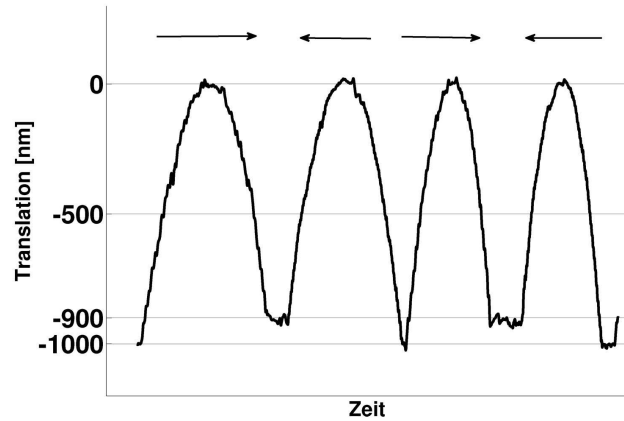


Abbildung 5.2: Die Änderung des optischen Wegs wird in dem Interferometer als eine Translation der Testmasse interpretiert. Bei der Messung wurde der Verkipfungswinkel α manuell über eine Feindrehschraube verstellt. Die Pfeile deuten den Hin- bzw. Rückweg in einem Durchgang an. (Von der Kurve wurde für die Darstellung ein Offset abgezogen.)

Translationssignal aufgenommen. Die Glasplatte wurde von der maximalen Auslenkung in der einen Richtung über den Nullpunkt zur maximalen Auslenkung der anderen Richtung durchgefahren und anschließend wieder zurückgestellt. Zwei dieser Messzyklen (Hin und Zurück) zeigt Abbildung 5.2. Es ist zu erkennen, dass die Anschlagpunkte (-900 nm; -1000 nm) nicht denselben Wert aufweisen. Dies könnte an einer Anfangsverkipfung liegen, mit der die Glasplatte in den Interferometerarm gestellt wurde. Aus der Kurve lässt sich für die Weglängenänderung der folgende Wert ablesen:

$$\Delta x_m(\alpha) = (950 \pm 30) \text{ nm}, \quad (5.3)$$

der mit dem theoretisch berechneten Wert übereinstimmt.

5.2 Art und Weise der Messung

Messdauer

Das zu untersuchende LISA-Messband reicht bis zu Frequenzen von $30 \mu\text{Hz}$. Dies entspricht einer Periodendauer von ≈ 9 Stunden. Um Aussagen über das Rauschverhalten in diesem Bereich treffen zu können, müssen die Messungen über einen

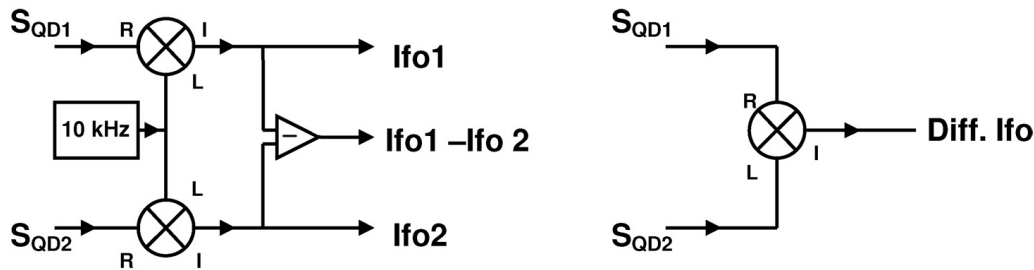


Abbildung 5.3: Die Auswertung kann auf zwei Wegen erfolgen. Auf der linken Seite werden die Summensignale S_{QD1} und S_{QD2} der Quadrantendi-oden mit einem externen 10-kHz-Signal gemischt und danach die Differenz zwischen ihnen gebildet. Auf der rechten Seite werden die Signale direkt miteinander gemischt. (Die weitere Signalverarbeitung ist nicht eingezeichnet)

längeren Zeitraum geführt werden. Die Dauer der Messung wurde dabei durch äußere Einflüsse begrenzt. Ein Messlauf währte in der Regel 12 Stunden. Dabei wurde über Nacht gemessen, um die äußeren Störeinflüsse – wie Schwankungen der Raumtemperatur – so gering wie möglich zu halten. Am Wochenende waren Messungen über 60 Stunden möglich, deren Datenauswertung aufgrund der hohen Datenmengen ($\approx 700\text{MB}$) längere Zeit dauerte.

Unterschiedliche Arten der Bestimmung der Phasendifferenz

Um das Interferometersignal auszuwerten, können zwei Wege verfolgt werden, die in Abbildung 5.3 abgebildet sind. Die Signale der Quadrantendi-oden können jeweils mit einem externen 10-kHz-Signal heruntergemischt werden. Dadurch erhält man Informationen über die einzelnen Weglängenänderungen in Mess- und Referenzarm, welche in Abbildung 5.3 mit $Ifo1$ und $Ifo2$ bezeichnet wurden. Aus der Differenz kann auf eine relative Phasenverschiebung zwischen den beiden Interferometerarmen und somit auf eine Translationsbewegung geschlossen werden.

Eine direkte Messung der Phasenunterschiede zwischen den Interferometerarmen ist ebenfalls möglich. Dazu werden die Summensignale S_{QD1} und S_{QD2} miteinander heruntergemischt. Das aus dieser Information resultierende Signal wird in der Abbildung 5.3 mit $Diff.Ifo$ bezeichnet.

5.2.1 Temperaturabhängigkeit

In Abbildung 5.4 sind die Translationssignale Ifo1 und Ifo2 einer Wochenendmessung abgebildet. Es ist erkennbar, dass die Weglängenänderungen der einzelnen Interfer-

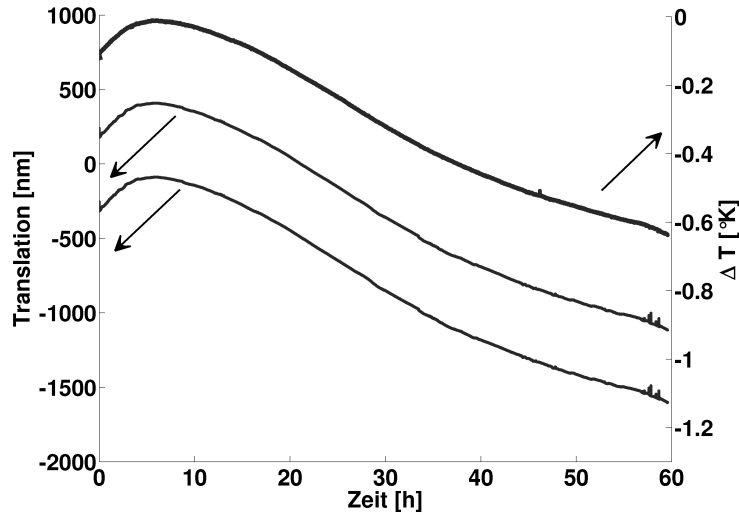


Abbildung 5.4: Die oberste Kurve in beiden Diagrammen stellt den Verlauf der Raumtemperatur dar. Die unteren Kurven sind die Interferometersignale Ifo1 und Ifo2, aus deren Differenz das Translationssignal der Testmasse folgt. Bei dieser Messung war der *phase locked loop* aktiviert, da sonst Fasereffekte zu einer Drift über mehrere μm geführt hätten.

ormeterarme stark mit der Raumtemperatur korreliert sind. Die Ursache für diese Abhängigkeit liegt in dem Aufbau des Interferometers auf einer Aluminiumgrundplatte und soll im Folgenden grob abgeschätzt werden.

Auf der Quadrantendiode 1 wird der Strahl mit der Frequenz f_1 , der durch das Interferometer lief, mit dem Strahl der Frequenz f_2 überlagert. Das Summensignal S_{QD1} ist dann proportional zum Phasenunterschied zwischen den beiden Strahlen. Die Wege, die diese Strahlen auf dem Interferometer-Breadboard zurücklegen, sind unterschiedlich lang. Der Weglängenunterschied wird mit $\approx 20\text{ cm}$ abgeschätzt. Analoges gilt für die Quadrantendiode 2. Wenn sich das Aluminiumboard aufgrund von Temperaturschwankungen ΔT ausdehnt, ändert sich die Weglängendifferenz δL wie folgt:

$$\delta L = \alpha \cdot \Delta L \cdot \Delta T. \quad (5.4)$$

Dies verursacht eine Phasenverschiebung zwischen den Strahlen, die bei der Auswertung als eine Verschiebung des Mess- bzw. Referenzspiegels um $\delta L_m = \delta L / 2$ in-

terpretiert wird. Aus Abbildung 5.4 lassen sich die folgenden Werte ablesen:

$$\delta L_m \approx 1.4 \mu m \quad (5.5)$$

$$\delta T \approx 0.6 K. \quad (5.6)$$

Daraus folgt für den Weglängenunterschied:

$$\Delta L = \frac{2\delta L_m}{\alpha \Delta T} \quad (5.7)$$

$$= 20.3 cm. \quad (5.8)$$

Dieses Ergebnis stimmt mit dem abgeschätzten Wert annähernd überein.

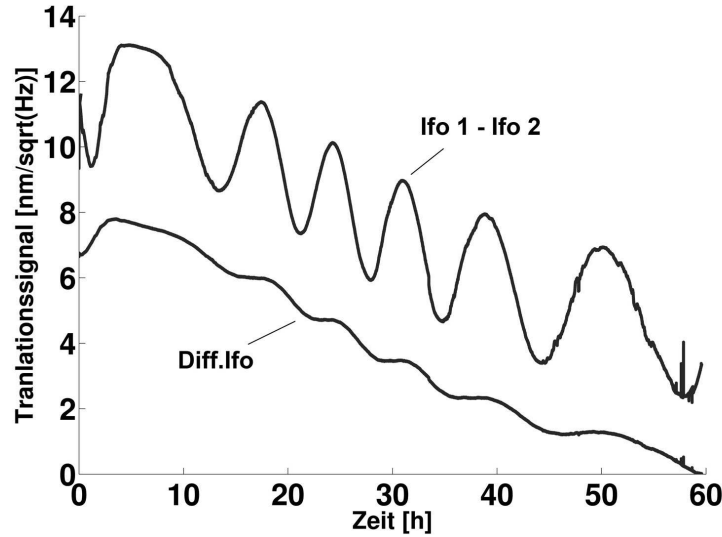


Abbildung 5.5: Ergebnisse der unterschiedlichen Bestimmung der Phasendifferenzen zwischen Mess- und Referenzstrahl. Von den Signalen wurde jeweils ein Offset abgezogen.

Bei einer Messung der Differenz zwischen Ifo1 und Ifo2 sollte diese Temperaturabhängigkeit herausfallen, da sie in beiden Armen auftritt. In Abbildung 5.5 ist das aus der Phasendifferenz zwischen Mess- und Referenzstrahl resultierende Translationssignal abgebildet. Die Phasendifferenzen wurden dabei auf unterschiedlichen Wegen (vgl. Abbildung 5.3) ermittelt. Die Temperaturabhängigkeit des Signals ist nunmehr um einen Faktor ≈ 175 unterdrückt, so dass andere Effekte sichtbar werden. Diese Effekte wirken sich bei dem oberen Signal wesentlich stärker aus als bei dem unteren. Die Gleichtaktunterdrückung ist bei einem direkten Heruntermischen der Summensignale offensichtlich stärker. Bei den folgenden Messreihen wurden die Signale stets auf diese Weise erzeugt.

5.3 Auswirkungen der Stabilisierungen

Von den aufgenommenen Datensätzen wurden die Leistungsdichtespektren (*power-spectrum density* PSD, siehe Anhang 4) berechnet, deren Ergebnis in einer doppelt logarithmischen Darstellung aufgetragen wurden. In Abbildung 5.6 ist eine solche PSD gezeigt, die von einem Datensatz zu Beginn der Versuche stammt (21.02.07). Das Interferometer wurde bereits im Vakuum betrieben und die Interferometergrundplatte in der Temperatur stabilisiert. Die Intensitätsstabilisierung und der *phase locked loop* waren noch nicht im Einsatz. Bei hohen Frequenzen (1 Hz) wurde ein Rauschlevel für das Translationssignal im Bereich von 10 pm erreicht. Der starke Abfall der Kurve bei Frequenzen > 3 Hz rührt von dem verwendeten Antialiasing-Filter (Bessel 4. Stufe bei 3 Hz) her, der nötig war, weil die Daten mit einer Taktrate von 20 Hz aufgenommen wurden. Das Rauschverhalten zeigt einen leichten Anstieg zu tieferen Frequenzen, wobei ein deutlicher Peak bei 4 mHz zu erkennen ist. Dieser stammt von der Temperaturstabilisierung, deren Regelparameter zu diesem Zeitpunkt noch nicht optimiert waren und zu einem schwingenden Verhalten führten.

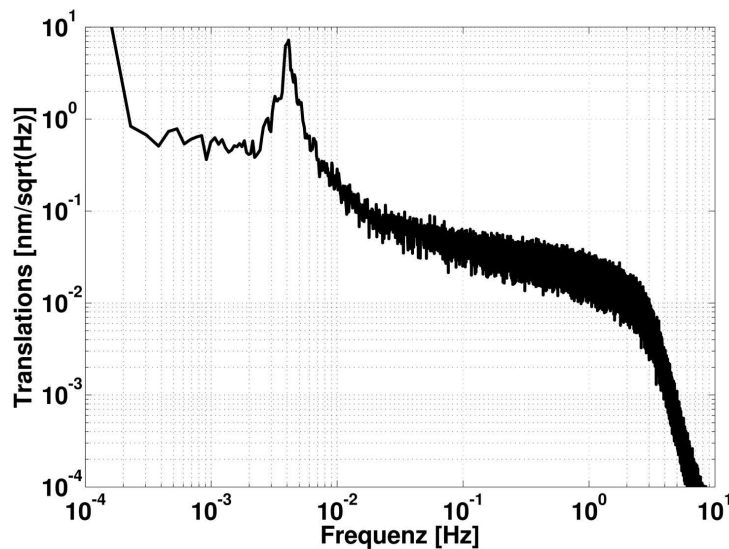


Abbildung 5.6: Spektrale Leistungsdichte des Translationsrauschens. Bei dieser Messung waren die Intensitätsstabilisierung und der *phase locked loop* noch nicht angeschlossen.

5.3.1 Auswirkung der Intensitätsstabilisierung

Im nächsten Schritt wurden die Strahlen in der Intensität stabilisiert. Dies bewirkte, dass bei Frequenzen > 80 mHz der Rauschlevel weiter absank. Gleichzeitig wurden die Regelparameter der Temperaturregelung optimiert, so dass die Frequenz der Schwingung der Temperaturregelschleife zu tieferen Frequenzen verschoben wurde. In Abbildung 5.7 wurde zum Vergleich die PSD der Messung ohne Intensitätsstabilisierung grau angedeutet.

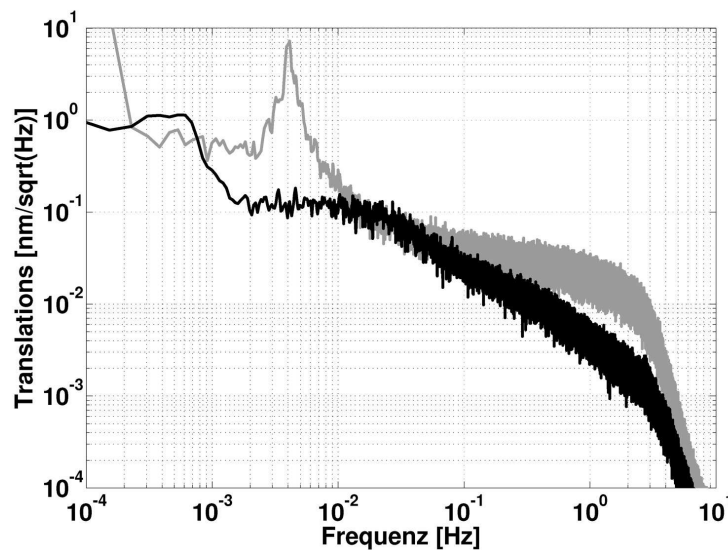


Abbildung 5.7: In der PSD-Darstellung ist zu erkennen, welchen Einfluss die Regelung der Intensität auf die Rauschcharakteristik der Messung hat. Dabei stammt die schwarze Kurve von der Messung mit Intensitätsstabilisierung, die graue Kurve aus dem vorangegangenen Abschnitt (vgl. Abbildung 5.6).

5.3.2 Auswirkung des *phase locked loop*

Die Phase der Strahlen der Frequenz f_1 wurde, wie in Abschnitt 4.2.3 erläuterte, über den Verfahrweg eines Piezo nachgeregelt, auf den ein Spiegel geklebt war. Dabei traf der zu regelnde Strahl unter einem Winkel von 45° auf den Spiegel.

Wurde die Lage des Spiegel nun durch den Piezo verändert, änderte sich auch die Einkopplung in die darauffolgende Faser. Dadurch schwankte die Intensität der Strahlung auf dem Interferometerboard. Der *phase locked loop* konnte erst einge-

setzt werden, nachdem die Intensitätsstabilisierung angeschlossen war.

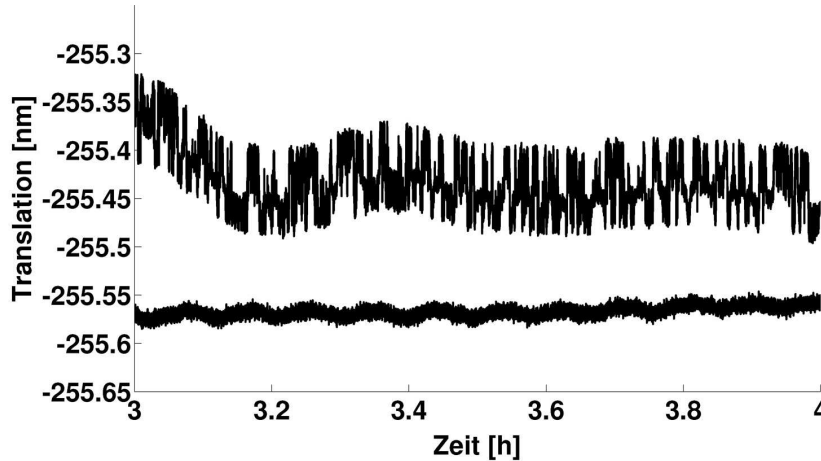


Abbildung 5.8: Bei der oberen Messung vom 25.02.2007 war der *phase locked loop* noch nicht implementiert. Die untere Kurve zeigt einen Ausschnitt der Messung vom 27.02.2007. Das Signal ist wesentlich rauschärmer geworden. (Damit die Signale auf der gleichen Skala angezeigt werden konnten, wurde von der unteren Kurve ein Offset abgezogen.)

In Abbildung 5.8 sind zwei Translationssignale aufgetragen. Bei der oberen Messung war die Phasendifferenz der beiden Frequenzen vor dem Eintritt in das Interferometer noch nicht stabilisiert. Das Translationssignal wies dabei ein charakteristisches Rauschverhalten auf, wie es durch die in Kapitel 4 erläuterte Abhängigkeit von der Phasendifferenz zwischen f_1 und f_2 (vgl. [18]) hervorgerufen werden kann. Der untere Graph in Abbildung 5.8 zeigt ein Translationssignal mit Stabilisierung der Phasendifferenz. Der Rauschlevel hat deutlich abgenommen, und die Einflüsse anderer Störeffekte – wie das Schwingen der Temperaturregelung – werden sichtbar. In der spektralen Leistungsdichte des Signals in Abbildung 5.9 erkennt man, dass das Rauschen im Bereich von 1 mHz bis 1 Hz stark reduziert werden konnte. Für Frequenzen $> 0,1$ Hz stellt sich ein konstanter Rauschlevel ein. Der durch die Temperaturstabilisierung verursachte Peak ist deutlicher zu erkennen.

5.3.3 Auswirkung der Temperaturstabilisierung

Trotz der unterschiedlichen Einstellmöglichkeiten der Temperaturregelung ließ sich ein Schwingen der Temperaturstabilisierung nicht verhindern. Eine mögliche Ursache liegt in einer ungünstigen Platzierung des Regelsensors, der nicht direkt an den

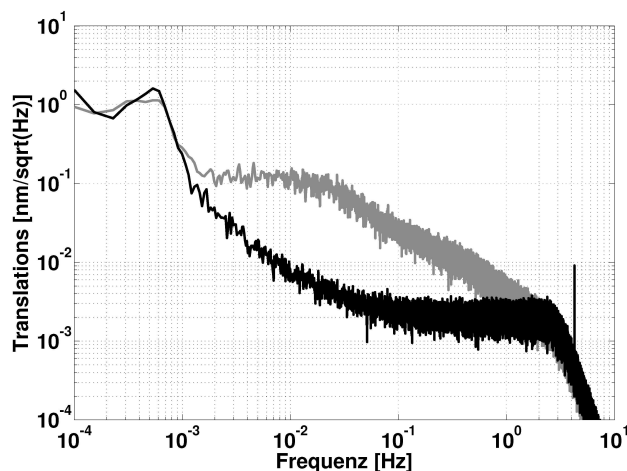


Abbildung 5.9: Messung vom 27.02.2007. Der eingebaute *phase locked loop* verminderte das Rauschen über einen großen Frequenzbereich. (graue Kurve vgl. Abbildung 5.7)

Heizelementen anlag. In Abbildung 5.10 wurde neben der PSD des Translationssignals zusätzlich die PSD der Temperatur der Interferometergrundplatte dargestellt, die mit einem unabhängigen Sensor ausgelesen wurde. Die Abbildung legt die Vermutung nahe, dass das $1/f$ -Verhalten des Rauschens des Translationssignals thermischen Ursprungs ist.

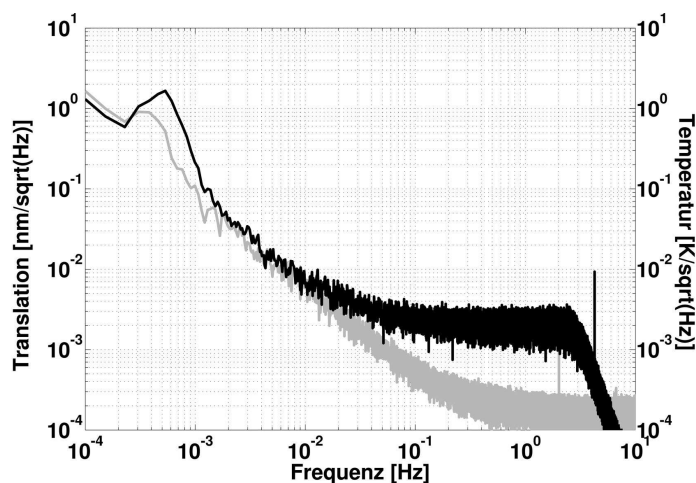


Abbildung 5.10: Messung vom 27.02.2007. Die schwarze Kurve stellt PSD des Translationssignale dar. Die graue Kurve ist die PSD der Temperatur auf der Interferometergrundplatte.

In Abbildung 5.11 ist die PSD der Messung vom 15.03.2007 gezeigt. Die Temperaturstabilisierung war in dieser Messung ausgeschaltet. Der Peak im Sub-mHz-Bereich

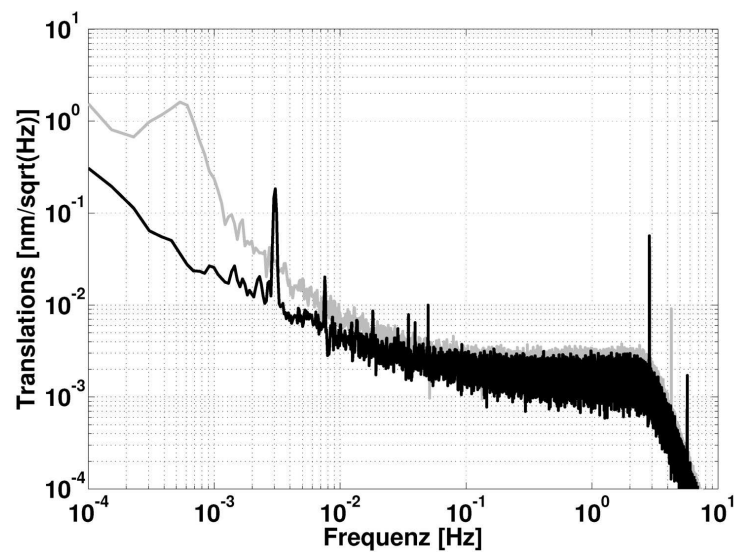


Abbildung 5.11: Die schwarze Kurve zeigt eine Messung bei inaktiver Temperaturstabilisierung, bei der grauen Kurve war diese aktiviert.

verschwand. Das Rauschen für tiefe Frequenzen verringerte sich zusätzlich und der Anstieg des Rauschens für niedrigere Frequenzen wurde flacher.

Das Rauschniveau, auf dem das Signal bei hohen Frequenzen (>0.1 Hz) auflag, hatte sich nur minimal verändert. Es zeigte sich, dass eine passive Temperaturstabilisierung für die folgende Messung ausreichend war.

5.4 Aktueller Stand der Messungen

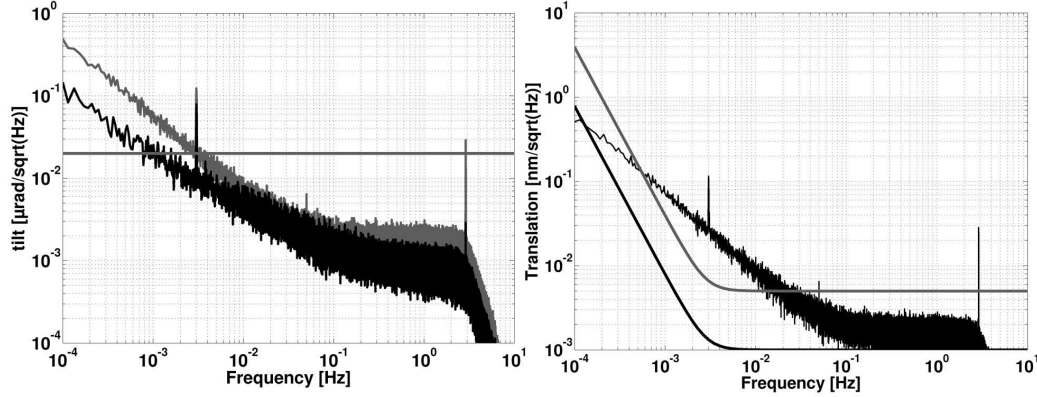


Abbildung 5.12: Aktueller Stand der Rauschmessungen für die beiden Winkelmessungen (l.) und Translationsmessung (r.). Die zusätzlich eingezeichneten Linien stellen die maximal zulässigen Rauschamplituden dar, die eine optische Auslesung der Inertialsensoren im Gravitationswellendetektor LISA aufweisen darf.

Im Laufe der Diplomarbeit wurde das Experiment von Berlin nach Immenstaad (Bodensee) zur Firma Astrium verlegt. Das Interferometerboard wurde mit der komplett montierten Optik transportiert und konnte vor Ort wieder in Betrieb genommen werden. Die äußere Peripherie, d. h. alle Optiken, die nicht in der Vakuumkammer standen, mussten neu aufgebaut werden. Daher pausierte die Messungen Ende März 2007 und konnten erst Anfang Juni 2007 wieder aufgenommen werden. In Immenstaad wurde zunächst versucht, den alten Stand der Messungen wieder herzustellen, um danach mögliche Ursachen der *peaks* zu ermitteln, wie sie in Abbildung 5.12 bei 3 mHz und 3 Hz erkennbar sind. Dabei wurden ausschließlich die Translationssignale betrachtet. Für die Signale der Verkippung (Winkelmessung) hatte sich in Berlin gezeigt, dass diese die gleichen Charakteristiken wie die der Translationssignale aufwiesen.

In Abbildung 5.12 sind die aktuellen Rauschkurven für die Winkelmessung (15. 03. 2007, Berlin) und für die Translationsmessung (15. 06. 2007, Immenstaad) gezeigt, ebenso wie die maximalen Rauschamplituden für die optische Auslese der Inertialsensoren im LISA-Detektor. Dabei gilt:

$$\text{Translationsmessung} : u_T(f) = \alpha_T \sqrt{1 + \left(\frac{2.8 \text{ mHz}}{f} \right)^4} \quad (5.9)$$

$$\text{Winkelmessung} : u_W(f) = \alpha_W \sqrt{1 + \left(\frac{0.03 \text{ mHz}}{f} \right)^4}, \quad (5.10)$$

wobei $\alpha_W = 20 \text{ nrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ sind. Der Wert für α_T war zu Beginn der Diplomarbeit mit $5 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ angegeben, mittlerweile wurde dieses Kriterium verändert und auf einen Wert von $1 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ abgesenkt.

5.4.1 Charakterisierung der Rauschkurve

Bei den ermittelten Rauschkurven lassen sich drei charakteristische Merkmale feststellen, die im Folgenden diskutiert werden.

Rauschen im Bereich $f > 0.1 \text{ Hz}$

Bei Frequenzen $> 0.1 \text{ Hz}$ liegen die Rauschkurven bei $\approx 2 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. $\approx 1 \text{ nrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ auf, d. h. sie sind von der Frequenz unabhängig. Dieses Verhalten wird auch als „weißes“ Rauschen bezeichnet. Eine mögliche Ursache könnte im intrinsischen Rauschen der Laserstrahlen bestehen (*shot noise*, siehe Anhang Schrot Rauschen). Für eine Leistung von $100 \mu\text{W}$ liegt das *shot noise* Limit bei $\approx 10 \text{ fm}$ und scheidet somit als Möglichkeit der Limitierung aus. Eine andere Quelle könnte das Digitalisierungsrauschen sein, zum einen beim 16 bit Analog-Digital-Wandler am Eingang der FPGA-Karte, zum anderen bei der Berechnung der Translation aus den Eingangssignalen. Hierzu wurden zwei Eingangssignale vor der Einlese in die FPGA-Karte gesplittet und dann an je zwei verschiedene Eingangskanäle gegeben. Auf der Karte wurden die Signale dann auf dieselbe Weise weiterverarbeitet. Von der Differenz der ausgegebenen Translationssignale wurde anschließend die PSD berechnet. In Abbildung 5.13 ist die PSD dieser Messung als schwarze Kurve eingezeichnet. Sie zeigt über fast den gesamten Frequenzbereich ein frequenzunabhängiges Verhalten. Da sowohl das Schrot-Rauschen als auch das Digitalisierungsrauschen unter dem für die Messungen charakteristischen Rauschlevel liegen, scheiden sie als Limitierung aus. Diese Limitierung sollte künftig Gegenstand weiterführender Untersuchungen sein.

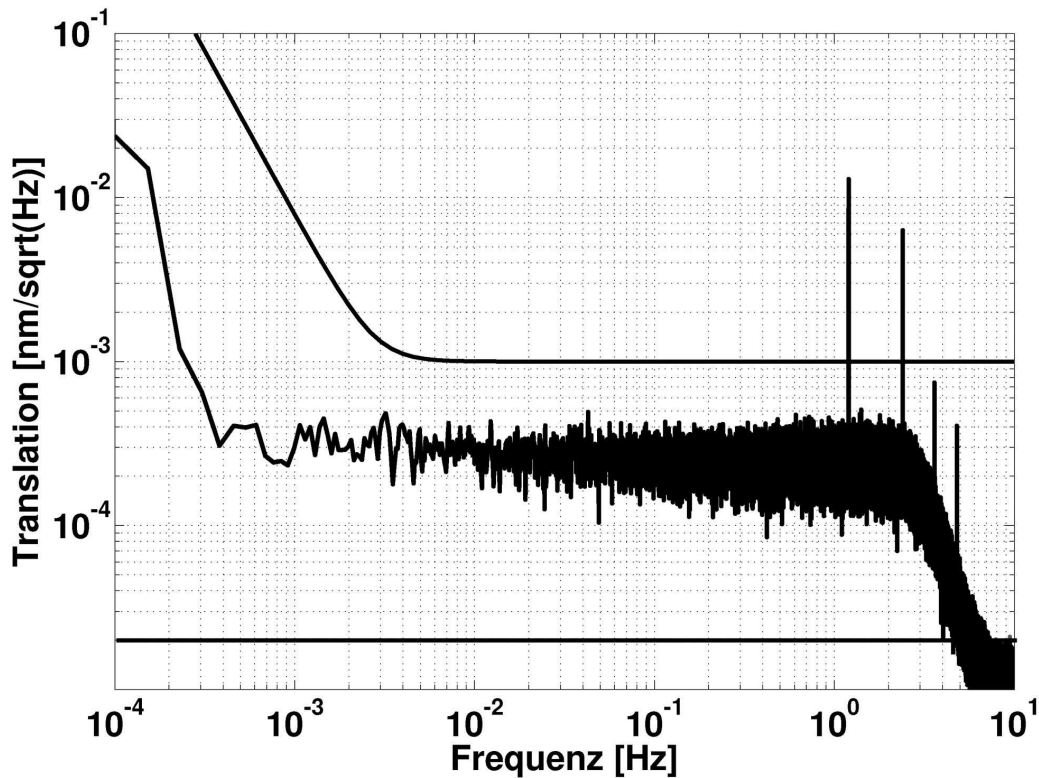


Abbildung 5.13: Die untere Kurve stellt die theoretische Schrot-Rausch-Grenze der Messung dar. Die oberste Kurve zeigt die aktuellen LISA-Anforderungen. Die gemessene Rauschkurve gibt einen Hinweis auf das Digitalisierungsrauschen der FPGA-Karte. Diese Limitierung entspricht einem Translationsrauschen von $\approx 250 \text{ fm}$.

Rauschen im Bereich $f < 0.1 \text{ Hz}$

Für tiefere Frequenzen (< 0.1) steigen die Rauschkurven mit einem $1/f$ -Verhalten an. Da viele Prozesse in der Natur ein solches Verhalten zeigen, muss eine Vielzahl von Quellen in Betracht gezogen werden. Die Abbildungen 5.11 und 5.10 könnte man als ein Indiz für eine Limitierung durch Temperaturdriften in diesem Frequenzbereich ansehen. Eine andere Möglichkeit deutet sich in Abbildung 5.13 an. Ein $1/f$ -Anstiegsverhalten ist u. a. auch typisch für Operationsverstärker, wobei zu klären bleibt, von welcher Frequenz an diese Quellen im vorgestellten Aufbau eine wesentliche Rolle spielen.

Periodische Störungen

An unterschiedlichen Stellen in der PSD zeigen sich vereinzelte Rauschspitzen (*peaks*). Diese können u. a. von Störsignalquellen (z.B. 50 Hz Netzbrummen) in die Elektronik einstreuen und sich im Mess-Signal widerspiegeln. Einige Peaks erscheinen nur sporadisch oder einmalig. Bei diesen kann man davon ausgehen, dass sie nicht direkt mit dem Experiment in Verbindung stehen. Zwei Peaks (vgl. Abbildung 5.11, bei 3 Hz und 3 mHz) sind in dem vorgestellten Aufbau jedoch bei jeder Messung nachweisbar, deren Rauschlevel in einem entsprechend niedrigen Bereich lag. Diese Peaks zeigten sich auch nach der Verlagerung des Interferometers von Berlin nach Immenstaad.

Nachdem der Takt der FPGA-Karte mit dem äußeren Aufbau (DDS) auf ein Signal synchronisiert werden konnte, war der 3-Hz-Peak nicht mehr in den Messungen enthalten. Der 3-mHz-Peak hingegen blieb jedoch unverändert und sollte nun weiter untersucht werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde im Auftrag der Astrium GmbH ein mit polarisierter Strahlung arbeitendes hochsymmetrisches heterodynes Michelson-Interferometer in der Arbeitsgruppe Quantenoptik und Metrologie (QOM) des Instituts für Physik an der Humboldt-Universität zu Berlin in Kooperation mit der Hochschule Konstanz entwickelt und aufgebaut. Dies geschah im Hinblick auf den möglichen Einsatz einer optischen Auslesung der Inertialsensoren an Bord der LISA-Satelliten, für die folgende Anforderungen und Vorgaben existieren:

- Die Translation und Verkippungen einer Testmasse sollen gemessen werden.
- Auf die Testmasse, welche im vorgestellten Aufbau durch einen fest montierten Spiegel repräsentiert wurde, darf nur eine maximale optische Leistung von $100\text{ }\mu\text{W}$ fallen.
- Das zu untersuchende Frequenzband reicht von $30\text{ }\mu\text{Hz}$ bis 1 Hz .
- Für die Rauschamplituden der Messung der Abstandsänderung sowie des Winkel sind frequenzabhängige Obergrenzen festgelegt.

Ein hochsymmetrisches heterodynes Michelson-Interferometer stellt einen Ansatz für die Umsetzung der optischen Auslesung dar. Das vorgestellte Interferometer

ist ein Testaufbau, an dem grundlegende Eigenschaften des Interferometerdesigns untersucht werden sollen, vor allem im Hinblick auf die Rauscheigenschaften im LISA-Frequenzband. Im Ergebnis dieser Arbeiten konnte gezeigt werden, dass die ursprünglichen LISA-Vorgaben in Bezug auf die maximal zulässigen Rauschamplituden der Translationsmessung durch das Interferometer in einem weiten Frequenzbereich erfüllt wurden. Für die Messung der Verkipfung werden die Vorgaben bis zu Frequenzen > 1 MHz eingehalten, für tiefere Frequenzen werden die zulässigen Rauschamplituden überschritten.

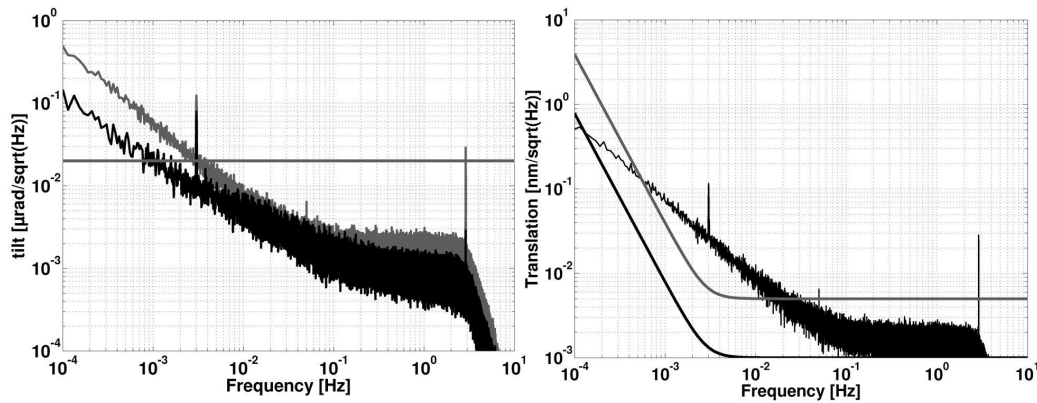


Abbildung 6.1: Aktueller Stand der Rauschmessungen für die beiden Winkelmessungen (l.) und Translationsmessung (r.). Die zusätzlich eingezeichneten Linien stellen die maximal zulässigen Rauschamplituden dar, die eine optische Auslesung der Inertialsensoren im Gravitationswellendetektor LISA aufweisen darf.

Neben Aufbau, Inbetriebnahme und den Funktionstests des Interferometers – einem Ziel dieser Diplomarbeit – nahm die Behandlung der Rauschquellen einen erheblichen Teil der Arbeit ein. Um hier verlässliche Aussagen zum Rauschverhalten bei tiefen Frequenzen zu erhalten, wurde die Messdauer von 12 Stunden auf bis zu 60 Stunden ausgedehnt. Mögliche Rauschquellen waren bekannt (thermische und Intensitätsschwankungen, Phasenverschiebungen aufgrund von Fasereffekten u. ä.), deren Einfluss im Bereich tiefer Frequenzen galt es zu untersuchen und gegebenenfalls zu minimieren. Die ersten Testmessungen zeigten, dass die vorgegebenen Rauschanforderungen an eine optische Auslesung ohne zusätzliche Stabilisierungen nicht erfüllbar waren. Daher wurden der ursprüngliche Versuchsaufbau durch eine Intensitätsstabilisierung und ein *phase locked loop* erweitert sowie die benötigten Photodetektoren und Regler entwickelt. Durch die genannten Stabilisierungen konnten das Rauschniveau des Aufbaus erheblich gesenkt und somit die ursprünglichen

LISA-Anforderungen teilweise erfüllt werden (s.o.). Das Rauschverhalten zeigt nun die folgenden Charakteristiken:

- Bei Frequenzen $f > 0.1\text{Hz}$

Für die höheren Frequenzen des LISA-Frequenzbands zeigen die Leistungsdichtekurven der Rauschmessungen – Translation und Winkel – ein frequenzunabhängiges Verhalten („weißes“ Rauschen). Dafür kann es unterschiedliche Ursachen geben:

- Schrot-Rauschen,
- Digitalisierungsrauschen der verwendeten Analog-Digital-Wandler,
- Johnson-Rauschen der elektrischen Schaltungen und Detektoren,
- mechanische Vibrationen u. a..

- Bei Frequenzen $f < 0.1\text{Hz}$

Bei tieferen Frequenzen steigen die Rauschamplituden für beide Messungen mit einem $1/f$ -Verhalten an. Als Quellen der Störungen kommen dabei in Betracht:

- thermische Ausdehnung der Interferometergrundplatte,
- Verstärkerrauschen,
- Photodiodenrauschen u. a..

Von den genannten Quellen konnte das Schrot-Rauschen ausgeschlossen werden, der Rauschlevel bei einer Translationsmessung ist $\approx 20\text{ fm}$. Das Digitalisierungsrauschen wurde durch verschiedene Tests ermittelt und liegt mit $\approx 250\text{ fm}$ ebenfalls unter dem Wert von $2\text{-}3\text{ pm}$, bei dem die Messungen im oberen Frequenzbereich aufliegen. Für das Verhalten bei tiefen Frequenzen konnte noch keine der angegebenen Quellen ausgeschlossen werden.

Die erreichten Ergebnisse stellen den Ausgangspunkt für weiterführende Untersuchungen des Rauschverhaltens dar. Ziel dieser Untersuchungen sollte es sein, die Rauschquellen zu identifizieren und gegebenenfalls deren Einflüsse so zu minimieren, dass die nunmehr erhöhten Anforderungen an die Rauscheigenschaften der optischen Auslesung erreicht werden können.

6.2 Ausblick

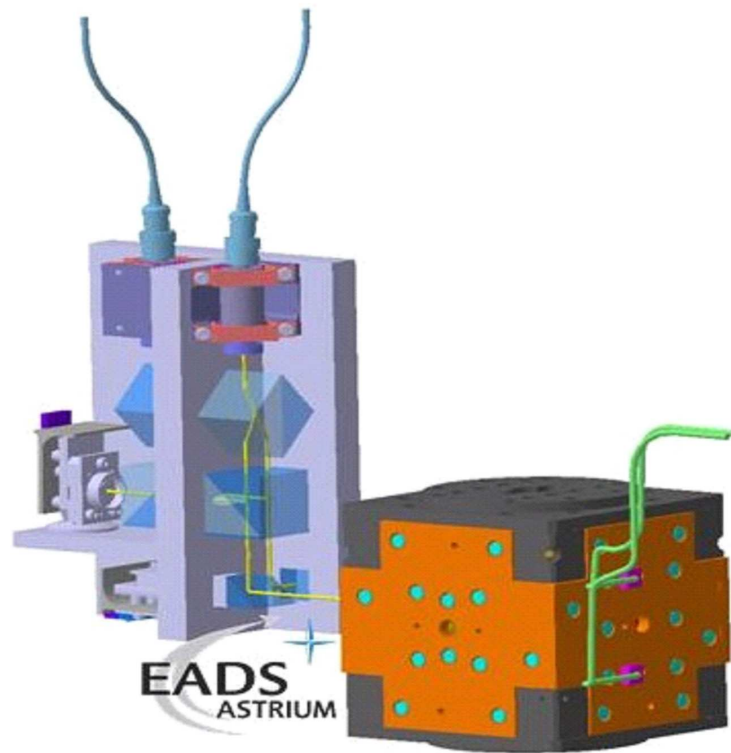


Abbildung 6.2: Eine mögliche Form der Miniturisierung des Interferometers auf Zerodur. (Quelle:Astrium)

Als nächster Schritt, insbesondere zur Verringerung der thermischen Einflüsse, ist ein Versuchsaufbau auf der Basis von Zerodur geplant, wobei der wesentlich geringere thermische Ausdehnungskoeffizient dieses Materials zur Minderung der Temperaturabhängigkeit der Messanordnung führt. Dabei bildet die Miniaturisierung des Aufbaus eine zusätzliche Aufgabe. Dieser verbesserte Aufbau stellt gegebenenfalls eine Möglichkeit der optischen Auslesung der Inertialsensoren beim Gravitationswellendetektor LISA dar.

Eine konkrete Anwendung des aktuellen Aufbaus wird zur Zeit in Immenstaad realisiert. Das in dieser Arbeit aufgebaute und untersuchte Interferometer soll dabei zur Bestimmung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten von CFRP (*carbon fiber reinforced plastic*) genutzt werden. Der Kohlestofffaser-Verbundwerkstoff kann durch Überkreuz-Anordnung der Kohlestofffasern einen thermischen Ausdehnungskoeffi-

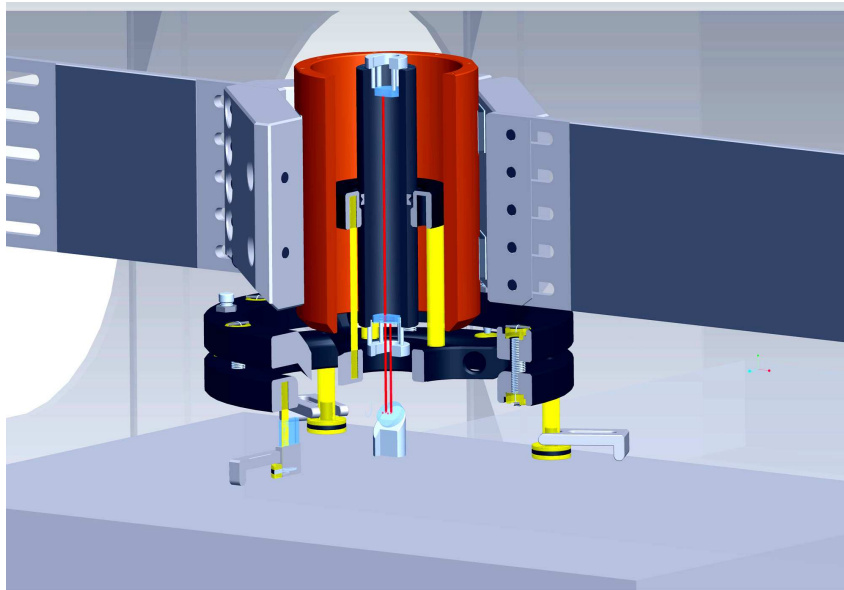


Abbildung 6.3: In einer durch Peltier-Elemente heizbaren Kupferkammer befindet sich die zu untersuchende CFRP-Probe (schwarzes Rohr). Ein Spiegel lenkt das vom Interferometer stammende Strahlenpaar in Richtung der Probe. Der Referenzstrahl wird an einem Spiegel an der Unterseite der Probe reflektiert, der Mess-Strahl an einem Spiegel an der Oberseite. Bei diesem Aufbau muss besonders auf die thermische Isolation des Interferometers geachtet werden. (Quelle:Astrium)

enten $\alpha \approx 0$ aufweisen. Die genauesten dazu durchgeführten Messungen geben für den Koeffizienten dabei eine obere Grenze von 10^{-8} an. Mit dem vorgestellten Interferometer ist eine Herabsetzung dieser Grenze um ein bis zwei Größenordnungen angestrebt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die meine Diplomarbeit ermöglichten und mich während der Studienzeit auf vielfältige Weise unterstützten.

Herrn Prof. Achim Peters, Ph.D, danke ich für die hervorragende Betreuung meiner Diplomarbeit und die vielen anregenden Gespräche, deren Inhalt nicht nur auf das konkret Fachliche beschränkt war.

Mein besonderer Dank für die fachliche Betreuung bei der Firma Astrium, wo das meiner Diplomarbeit zugrunde liegende Experiment nun fortgeführt wird, gilt Herrn Prof. Claus Braxmaier. Besondere Unterstützung erfuhr ich durch Dr. Dennis Weise, dessen wissenschaftliche Kompetenz und Organisationstalent vor Ort in Immenstaad einen komplikationslosen Fortgang der Versuche bewirkten. Sozusagen „rund um die Uhr“ hatte „mein“ Doktorand Thilo Schuldt für alle meine Fragen ein offenes Ohr und vor allem nützliche und weiterführende Antworten. Herzlichen Dank dafür.

Herrn Dipl. ing. Klaus Palis von der Humboldt-Universität zu Berlin sei für die Unterweisung in elektronischen und mechanischen Handarbeiten – besonders für das Entwickeln und Realisieren elektrischer Schaltungen – gedankt. Hier auch ein Dank an Frau Richter, die sich um verwaltungstechnische Belange kümmerte.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre in der Arbeitsgruppe QOM danke ich Katharina Möhle, Dr. Sven Herrmann, Dr. Evgeny Kovalchuk, Malte Schmidt, Alexander Senger, Ulrich Eismann, Wojciech Lewoczko-Adamczyk und Max Schiemangk.

Sehr hilfreich war die Unterstützung bei meinem Drei-Monate-Aufenthalt in Immenstaad durch die Astrium-Mitarbeiter Dr. Peter Gath und Dr. Hans-Reiner Schulte. Nicht zu vergessen ist hier der Dank für die Umsicht und Fürsorge von Frau Kastners.

Herrn Rausche und Herrn Fahnauer von den mechanischen Werkstätten der HU Berlin möchte ich danken, dass sie sich unserer Vakuumkammer zur Lecktestung annahmen. Ebenfalls möchte ich mich bei Herrn Romer und Herrn Biller von der Hochschule Konstanz bedanken, die die Vakuumkammer anfertigten.

Ein Dankeschön für das Korrekturlesen geht an Frau Gabriele Stave.

Einen ganz besonderen Dank widme ich meiner Freundin Andrea, die mich immer so tatkräftig unterstützt hat.

Ganz besonders danke ich meinem Vater, der mich die gesamte Studienzeit über lebensklug und zuverlässig – auch mit manchem fachlichen Rat – unterstützte. Vielen, vielen Dank!

Anhang 1

Der Photodetektor

In dem vorgestellten Aufbau kommen insgesamt fünf Photodetektoren zum Einsatz. Neben den beiden mit Quadrantendioden aufgebauten Messdetektoren, sind zusätzlich noch ein Beatdetektor und zwei Monitordetektoren im Einsatz, die unterschiedliche Anforderungen in Bezug auf Bandbreite, Empfindlichkeit und Rauschlevel haben. In diesem Anhang wird erläutert, was bei der Planung eines DC-Detektor zu beachten ist.

Die Photodiode

Die Schnittstelle zwischen den in der Amplitude, der Phase oder der Frequenz der elektromagnetischen Strahlung enthaltenen Informationen und der elektronischen Weiterverarbeitung der Signale bildet in vielen Fällen die Photodiode. Im optischen Spektralbereich sowie im nahen Infrarotbereich des Spektrums sind dies häufig Halbleiterdioden aus Germanium oder Silizium. In Abbildung 1 ist der typische Aufbau einer Siliziumdiode gezeigt.

Stromerzeugung in der Photodiode

Silizium hat bei Zimmertemperatur eine typische Bandlückenbreite von etwa 1.12 eV. Daher können nach Formel (1) Photonen mit Wellenlängen λ bis $\approx 1\,100\text{ nm}$ ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband heben.

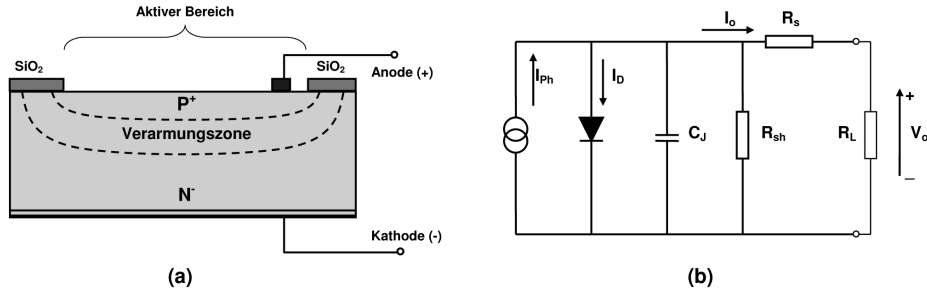


Abbildung 1: (a) Querschnitt einer Photodiode. Die Fläche des aktiven Bereichs der Photodiode kann – je nach Anwendungsbereich – zwischen 1 mm^2 und mehreren Hundert mm^2 variieren. Je kleiner die Fläche, desto schneller reagiert die Diode, das heißt ihre zeitliche Auflösung ist höher. Bei tragbaren Messgeräten zur Bestimmung der durchschnittlichen Lichtleistung kommen eher großflächige Photodioden zum Einsatz. (b) Auf der linken Seite ist der elektronische Ersatzschaltplan einer Photodiode skizziert. Hierbei ist C_{J} die Kapazität, R_{sh} der Nebenschlusswiderstand und R_{s} der serielle Widerstand der Photodiode. Bei Lichteinfall fällt über einen Lastwiderstand R_{L} eine Spannung V_0 ab, die proportional zu der optischen Leistung ist.

$$E_{\text{Photon}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$

Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und ν die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung. Im Valenzband bleibt ein sogenanntes Loch zurück, man spricht daher von der Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paars. Für langwelligere Photonen wird das Silizium transparent. Der ultraviolette Anteil des einfallenden Lichts, der energetisch in der Lage wäre, ein Elektronen-Loch-Paar zu erzeugen, wird in einer dünnen Schicht an der Oberfläche absorbiert und kann daher keinen Beitrag zum Photostrom leisten. Zur Charakterisierung von Photodioden wird häufig von Quantenausbeute bzw. Quanteneffizienz η und der damit verbundenen Empfindlichkeit R_{λ} gesprochen.

Die Quanteneffizienz ist das Verhältnis zwischen den auf die Diode treffenden Photonen und den dadurch erzeugten Elektronen-Loch-Paaren.

$$\eta = \frac{\# \text{ Photonen}}{\# \text{ Elektronen - Loch - Paare}} \quad (2)$$

$$= \frac{I_P}{e} \cdot \frac{h\nu}{P_{\text{opt}}} \quad (3)$$

Dabei ist e die Elementarladung. Man kann nun die Empfindlichkeit R_λ als das Verhältnis zwischen der auftreffenden Strahlungsleistung P_{opt} und dem dadurch erzeugten Photostrom I_P definieren.

$$R_\lambda = \frac{I_P}{P_{\text{opt}}} = \frac{e\eta}{h\nu} \quad (4)$$

$$\Rightarrow I_P = R_\lambda \cdot P_{\text{opt}} \quad (5)$$

In den Datenblättern von Photodioden sind die Angaben zur spektralen Empfindlichkeit oft als graphische Darstellungen bzw. Messkurven enthalten. Für die Photodioden FND-100, die sowohl im Beatdetektor als auch in den Monitordetektoren eingebaut sind, findet man einen Wert von $R_\lambda = 0.15 \text{ A/W}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Das ist nur rund ein Viertel der maximalen Empfindlichkeit von 0.6 A/W bei $\lambda \approx 900 \text{ nm}$.

Betriebsarten

Photodioden können auf zwei unterschiedliche Arten betrieben werden. Legt man an die Diode eine Spannung in Sperr-Richtung an, das heißt an die Anode (vgl. Abbildung 1) eine negative bzw. an die Kathode eine positive Spannung, so spricht man von einer vorgespannten Diode, deren Durchlasswiderstand von der Beleuchtungsstärke abhängt. Bei Anwendungen, die mit wenig Licht arbeiten, benutzt man häufig rein photovoltaisch arbeitende Photodioden ohne Vorspannung. Diese weisen einen geringeren Dunkelstrom und ein geringeres Stromrauschen auf. Während mit vorgespannten Dioden Frequenzen bis weit in den GHz-Bereich nachweisbar sind, arbeiten die nicht vorgespannten Dioden nur im unteren 100 kHz-Bereich. Der Zusammenhang zwischen der angelegten Vorspannung und der maximalen zeitlichen Auflösung der Photodiode soll im Folgenden erörtert werden.

Die Anstiegszeit bzw. Ansprechzeit einer Photodiode ist definiert als die Zeitspanne, in der ein Signal von 10 auf 90 Prozent seines Endwerts gestiegen ist. Dabei wird dieser Wert im Wesentlichen durch die in Abbildung 1 gezeigten Widerstände R_S und R_L und die Kapazität C_j bestimmt. Um die Anstiegszeit

$$\tau_a \sim (R_L + R_S) \cdot C_j \quad (6)$$

zu verkürzen, kann also entweder ein kleiner Lastwiderstand R_L verwendet werden, oder man setzt die intrinsische Kapazität C_j der Photodiode herab. Wie eine Verringerung der Photodiodenkapazität erreicht werden kann, erklärt sich aus ihren physikalischen Ursachen.

Bei einer Photodiode handelt um einen p-n-Übergang. Zwischen der p-dotierten Schicht und dem n-Substrat diffundieren die Elektronen aufgrund des Elektronenüberschusses vom n-Substrat in den p-dotierten Raumbereich. Daher bildet sich an der Grenzschicht zwischen Substrat und dotiertem Bereich auf der Substratseite eine positive Raumladungszone aus. Auf der p-dotierten Seite hingegen führen die zusätzlichen Elektronen, die keine freien Gitterplätze in diesem Bereich einnehmen können, zu einer negativen Raumladung. Die verschiedenpoligen Raumladungszonen erzeugen analog zum Plattenkondensator ein Potenzialgefälle. Für die Kapazität eines Plattenkondensators gilt:

$$C = \frac{\epsilon_x \epsilon_0 \cdot A}{d} . \quad (7)$$

Die Oberfläche A der Kondensatorplatten ist im Fall der Photodiode durch die aktive Fläche repräsentiert. Daher wird nach den Gleichungen (7) und (6) auch ersichtlich, weshalb Dioden mit kleineren Oberflächen kürzere Anstiegszeiten haben. Um die Kapazität herabzusetzen, kann man auch den Abstand d vergrößern, indem man die Diode in Sperr-Richtung vorspannt. Dadurch erreicht man eine Vergrößerung der positiven und der negativen Raumladungszone. Formal lässt sich die Breite auch schreiben als

$$d_{rl} = \sqrt{2 \epsilon_{Si} \epsilon_0 \mu \rho (U_V + U_{Di})} . \quad (8)$$

Dabei ist ϵ_{Si} die Dielektrizitätskonstante von Silizium, μ die Elektronenbeweglichkeit, ρ der spezifische Widerstand von Silizium, U_{Di} die über den Kondensator abfallenden Diffusionsspannung und U_V die in Sperr-Richtung angelegte Vorspannung. In Abbildung 2 ist ein repräsentativer Verlauf der Photodiodenkapazität gezeigt.

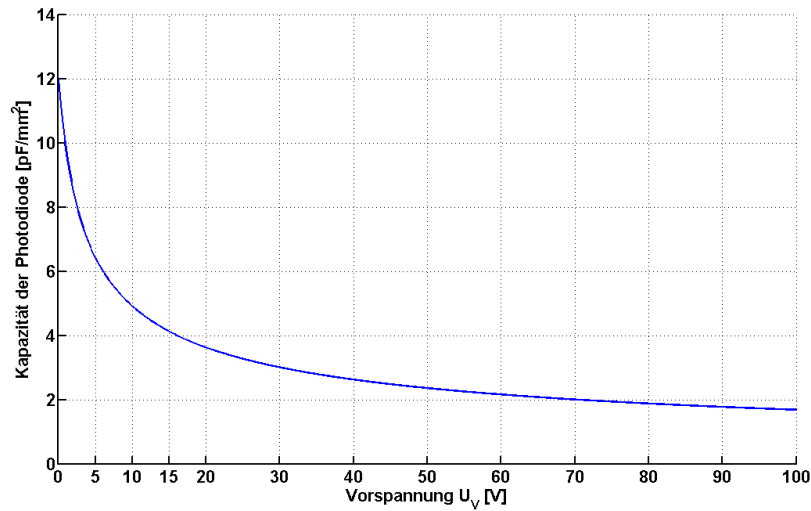


Abbildung 2: Die Photodiodenkapazität läßt sich nicht beliebig verkleinern. Die angelegte Vorspannung darf die in den Datenblättern angegebene Durchbruchspannung der Diode nicht überschreiten. Für die FND-100 beträgt diese 100 V.

Der Photodetektor

Der Strom, der von den Photonen in der Photodiode erzeugt wird, kann nun – je nach experimentellen Anforderungen – entweder direkt oder zusätzlich verstärkt zur weiteren Signalverarbeitung genutzt werden.

Unverstärkte Detektoren

Der einfachste Detektor (vgl. Abbildung 4) ist eine Photodiode mit einem in Reihe geschalteten Lastwiderstand R_L . Die Photodiode ist die Quelle des Photostroms I_{Photo} . Diese erzeugt nach dem Ohmschen Gesetz (9) eine über den Lastwiderstand R_L abfallende Spannung U_0 .

$$U_0 = R_L \cdot I_{\text{Photo}} \quad (9)$$

Je größer der Lastwiderstand, desto größer ist die abfallende Spannung. Nach Gleichung (6) verlängert sich aber ebenfalls die Ansprechzeit. Hier muss ein Mittelweg

gefunden werden. Eine Möglichkeit, die zeitliche Auflösung zu verbessern, ist das bereits erörterte Anlegen einer Vorspannung. In Abbildung (3) ist ein Bodeplot für den Frequenzbereich zwischen 1 kHz und 10 MHz gezeigt.

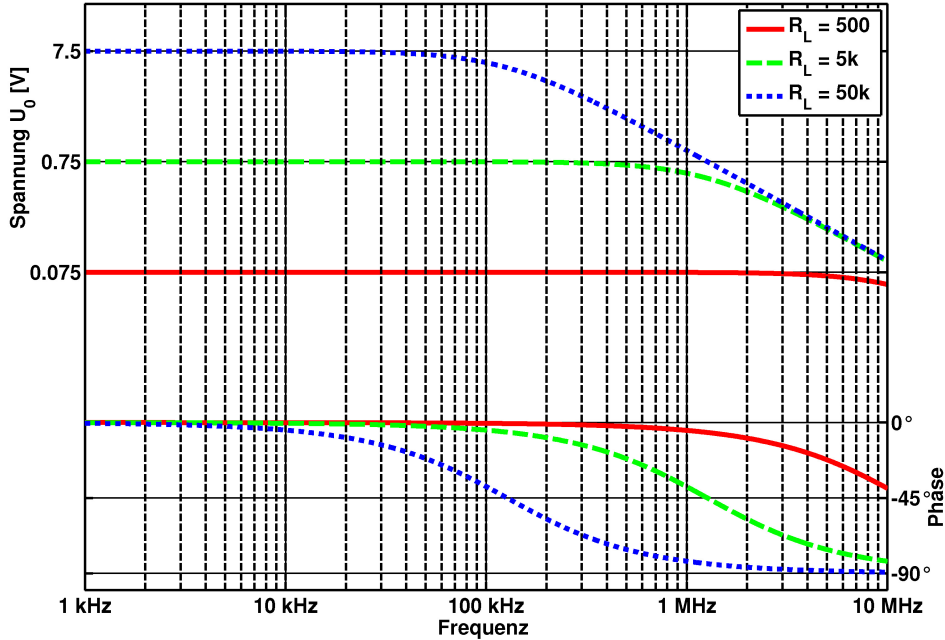


Abbildung 3: Die oberen drei Kurven zeigen die unterschiedlichen Ausgangsspannungen U_0 in Abhängigkeit von der Frequenz des Eingangssignals für unterschiedliche Widerstandswerte R_L . Die unteren drei Kurven zeigen die Phase zwischen Eingangs- und Ausgangssignal. Bei der Simulation des Phasen- und Frequenzgangs wurde eine optische Leistung von 1 mW bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm zu Grunde gelegt. Die Photodiodekapazität wurde mit 25 pF und der interne Serienwiderstand R_S mit 20Ω abgeschätzt. Diese Werte entsprechen einer FND-100, die mit 15 V vorgespannt ist.

Für die FND-100 ist im Datenblatt eine Anstiegszeit $\tau < 1$ ns angegeben, bei einer Vorspannung von 9 V und einer daraus resultierenden Kapazität von $C_j = 8.5$ pF sowie einem Lastwiderstand von 50Ω . Nach der Faustformel

$$\tau = \frac{0.35}{f_{-3dB}} \quad (10)$$

übersetzt sich diese Anstiegszeit τ in eine Grenzfrequenz $f_{-3dB} \approx 270$ MHz.

Die unverstärkten Detektoren bieten einige Vorteile. Als erstes ist die hohe Geschwindigkeit bzw. große Bandbreite zu nennen. Außerdem ist der Aufbau relativ

übersichtlich. Dies ermöglicht, Rausch- und Störeinflüsse – wie zum Beispiel Streukapazitäten – zu erkennen und gering zu halten. Die oben angegebene maximale Bandbreite von 270 MHz für die FND-100 erreicht man nur mit einem Lastwiderstand von $50\ \Omega$. Das hat zur Folge, dass unter den analogen Bedingungen wie bei den Simulationen zu Abbildung 3 die Ausgangsspannung U_0 einen Wert etwa 7.5 mV hat. Damit liegt sie nur knapp über dem Wert, den ein Standardoszilloskop anzeigen kann, und dies bei einer optischen Leistung von 1 mW! Natürlich wirken sich äußere Rausch- und Störeinflüsse bei solchen kleinen Signalamplituden wesentlich stärker aus. Ein weiterer Nachteil ist die große Ausgangsimpedanz der Detektoren. Um das Signal nicht zu beeinflussen, sollten die Messgeräte eine größere Eingangsimpedanz als der Detektor besitzen. Dies lässt sich in der Praxis nicht immer realisieren. Die Signalübertragung zwischen Detektor und Messgerät findet meist über BNC-Kabel (engl. BNC: baby n-type connector) statt, welche eine Kapazität von bis zu einem pF je cm Kabellänge aufweisen und mit der Photodiode ein RC-Netzwerk bilden. Dadurch kann die Grenzfrequenz f_{-3dB} erheblich herabgesetzt werden. Um die angesprochenen Probleme zu umgehen, kann man mit vorverstärkten Detektoren arbeiten.

Detektoren mit Verstärkern

Die Lösung für die im vorigen Abschnitt angesprochenen Probleme bietet ein Operationsverstärker (OPV), der der Photodiode direkt folgt. Eine mögliche Realisierung ist in Abbildung 4 gezeigt.

Der verwendete Operationsverstärker, ein Feldeffekt-Transistor (FET), hat eine sehr hohe Eingangsimpedanz, die im Bereich von mehreren $G\Omega$ liegt. Andererseits bietet er der nachfolgenden Signalverarbeitung eine kleine Ausgangsimpedanz von wenigen Ω . Daher spricht man auch von einem Transimpedanzwandler, der mehrere der im vorangegangenen Abschnitt angesprochenen Probleme vermindert bzw. beseitigt.

Grundsätzlich kann man sich die Funktionsweise des Operationsverstärkers mit den „Goldenen Regeln“ folgendermaßen veranschaulichen:

1. Der Operationsverstärker versucht, die Spannungsdifferenz zwischen Ein- und Ausgang auf Null zu regeln.

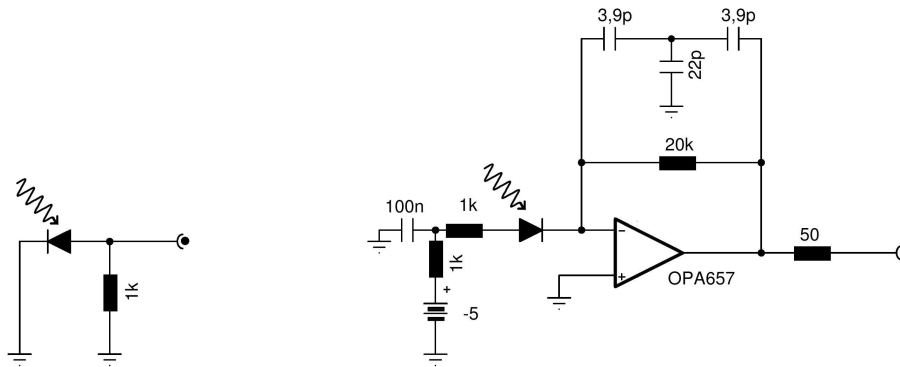


Abbildung 4: Links ist das Schaltbild eines unverstärkten Detektors gezeigt. Die Photodiode ist nicht vorgespannt, sie arbeitet rein photovoltaisch (engl. Photovoltaic Mode (PV)). Auf der rechten Seite der Abbildung ist der Schaltplan eines Detektors mit eingebautem Vorverstärker skizziert. Das RC-Rückkopplungsnetzwerk besteht aus einem $20\text{ k}\Omega$ Widerstand R_L und einem Kondensator T-Netzwerk mit einer Gesamtkapazität von $C_F \approx 510\text{ fF}$. Die Photodiode arbeitet mit einer angelegten Vorspannung (engl. Photoconductive Mode (PC)). Die beiden $1\text{ k}\Omega$ -Schutzwiderstände begrenzen hierbei den Strom, der über die Photodiode fließen kann.

2. Die Eingänge ziehen keinen Strom.

Über den sogenannten Rückkopplungswiderstand, der parallel zum Operationsverstärker geschaltet ist (vgl. Abbildung 4), fällt aufgrund des Photodiodenstroms eine Spannung ab. Somit besteht eine Spannungsdifferenz zwischen dem invertierenden Eingang (–) und dem auf Masse gelegten, nicht invertierenden Eingang (+). Diese Differenz versucht der Operationsverstärker auf Null zu regeln, indem er an seinem Ausgang einen Strom ausgibt. In diesem Zusammenhang spricht man auch davon, dass am Eingang ein virtueller Massepunkt liegt. Am Ausgang wird dann ein Signal ausgegeben, welches dem Eingangssignal umgekehrt proportional ist.

Die Signale der Detektoren mit eingebauter Vorverstärkung sind wegen der kleinen Ausgangsimpedanz leichter zu handhaben. Die Anstiegszeit wird nicht mehr direkt von der Photodiodenkapazität bestimmt. Sie hängt vielmehr von dem Rückkopplungsnetzwerk ab, das zum Operationsverstärker parallel geschaltet wird. Diese Vorteile werden mit einem komplexeren Aufbau erkaufte. Der Operationsverstärker ist außerdem eine zusätzliche Rauschquelle, die zudem noch eine separate Stromversorgung benötigt.

Der DC-Photodetektor

Die Monitordetektoren im verwendeten Versuchsaufbau dienen als Signalgeber der Intensitätsstabilisierung. Die optische Leistung, die auf die Detektoren fällt, hatte einen Wert von durchschnittlich $200\,\mu\text{W}$ mit Schwankungen von $\sim 2 - 3\,\mu\text{W}$. Weil der Detektor ein relativ gleichbleibendes Signal ausgibt, wird er bisweilen als DC-Detektor (engl. dc: direct current) bezeichnet. Das Beatsignal liegt bei einer Frequenz von 10 kHz, deshalb sollte die Intensität in diesem Bereich nicht schwanken. Deshalb muss die Regelbandbreite der Intensitätsstabilisierung mindestens ein bis zwei Größenordnungen höher sein als die Beatfrequenz. Aus diesen Anforderungen ist das Detektordesign abzuleiten. Die wesentlichen Elemente des Schaltplans sind auf der rechten Seite der Abbildung 4 zu erkennen.

Dimensionierung des Rückkopplungswiderstands

Mit der bereits erwähnten Empfindlichkeit der FND-100 für $\lambda = 1064\,\text{nm}$ von $R_\lambda = 0.15\,\text{A/W}$ fließt bei einer optischen Leistung von $200\,\mu\text{W}$ ein Photostrom I_0 von $30\,\mu\text{A}$. Dieser übersetzt sich mit einem $20\,\text{k}\Omega$ Lastwiderstand R_L nach Formel (9) in eine Spannung U_0 von $-600\,\text{mV}$. Das negative Vorzeichen entsteht durch den Operationsverstärker.

Die Signalthöhe ist dabei ein Mittelweg. Starke Signale könnten durch die Erzeugung elektromagnetischer Streufelder andere Signale beeinflussen. Je schwächer die Signale werden, desto schlechter wird das Signal-Rausch-Verhältnis.

Der Widerstand R_L kann im Allgemeinen nicht beliebig hoch gewählt werden. Die genannten „Goldenen Regeln“ für Operationsverstärker mit Rückkopplung gelten nur für einen idealisierten Operationsverstärker mit unendlich großem Eingangswiderstand. Mit steigenden Werten für den Rückkopplungswiderstand wird man dieser Idealisierung immer weniger gerecht.

Der Rückkopplungskondensator

Detektoren können manchmal schwingen, wobei diese Verhalten aus den bisherigen Ausführungen nicht ableitbar ist. Bisher galt, dass jedes Eingangssignal am Ausgang verstärkt wiedergegeben wurde. Daraus geht nicht hervor, weshalb ein Detektor

schwingen sollte. Hierzu ist das Zusammenspiel zwischen Rückkopplungsnetzwerk, Photodiode und dem Eingangsruschen des Operationsverstärkers näher betrachten. Schaltet man einen Kondensator parallel zum Rückkopplungswiderstand, so erfolgt

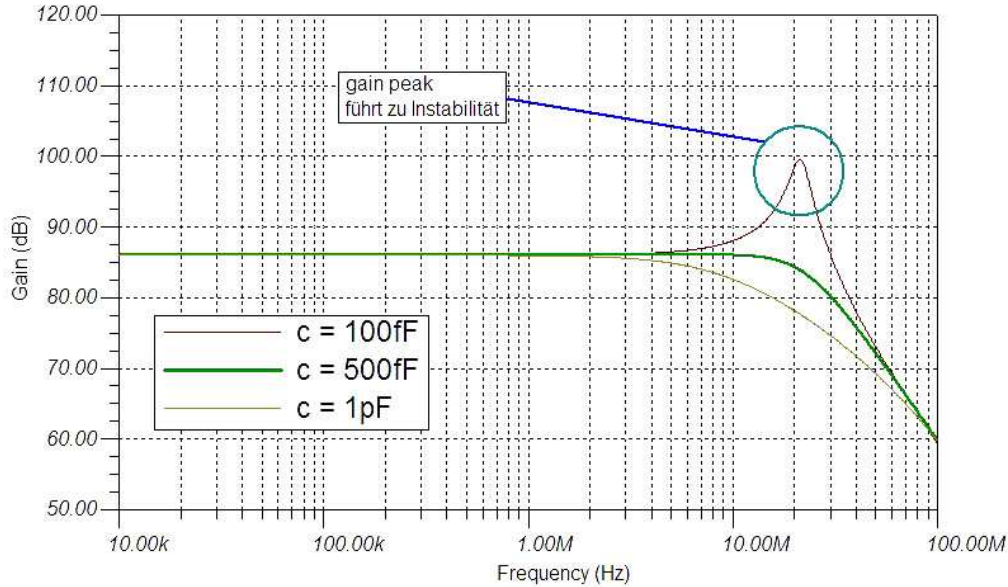


Abbildung 5: Auswirkung des Rückkopplungskondensators auf die Verstärkung. Wird der Kondensatorwert zu niedrig gewählt, kann der Detektor schwingen, ist er zu hoch wird Bandbreite verschenkt.

keine Änderung am DC-Anteil. Der Rückkopplungswiderstand ist damit von der Frequenz des Signals abhängig.

$$R_F \longrightarrow Z_F(\omega) = \frac{R_F}{1 + i\omega R_F C_F} \quad (11)$$

Hierzu eine Anmerkung: Bei realen Schaltungen ist der Rückkopplungskondensator stets vorhanden. Die signalführenden Leiterbahnen bilden Streukapazitäten mit den umliegenden Masseflächen. Ähnliches gilt für die Ein- und Ausgänge der integrierten Chips. Die Summe dieser Kapazitäten kann selbst bei größter Sorgfalt mehrere Hundert fF betragen. Dies muss bei der Planung einer Schaltung stets berücksichtigt werden.

Eine modifizierte Detektorschaltung zeigt die Abbildung 6.

Das spektrale Eingangsspannungsrauschen des Operationsverstärkers ist zumeist als Kurve der Rauschspannung über der Frequenz in den Datenblättern enthalten. Um die Spannungsrauschverstärkung abschätzen zu können, legt man – wie in Abbil-

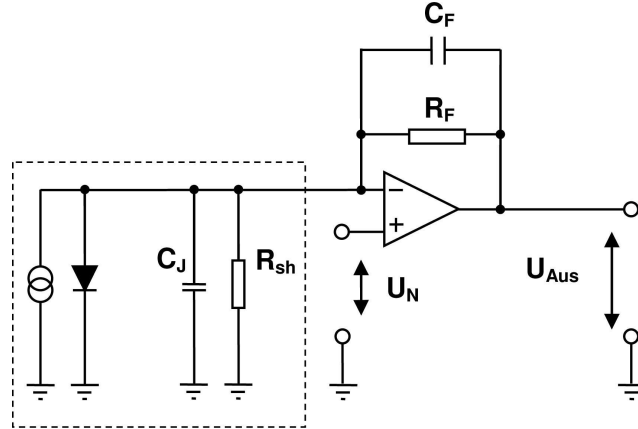


Abbildung 6: Der schematische Schaltplan des Transimpedanzverstärkers. Die Photodiode ist wie in Abbildung (3) als ideale Stromquelle dargestellt, die parallel mit einem äquivalenten Widerstand R_{sh} und einer Kapazität C_J geschaltet ist. Das Rückkopplungsnetzwerk besteht aus R_F und C_F . An dem nicht invertierenden Eingang des Verstärkers repräsentiert eine Spannungsquelle U_N das Eingangsspannungsrauschen des Operationverstärkers.

Abbildung 6 – das gesamte Rauschen auf den nicht invertierenden Eingang. Als weitere vereinfachende Annahme soll kein Licht auf die Photodiode fallen, so dass die Ausgangsspannung U_{Aus} nur das verstärkte Eingangsrauschen U_N widerspiegelt. Für die Verstärkung A_V^{cl} eines nicht invertierenden Verstärkers mit komplexen Widerständen lässt sich herleiten:

$$A_V^{cl} = 1 + \frac{Z_F}{Z_P} \quad (12)$$

$$= 1 + \frac{R_F (1 + i\omega R_{sh} C_J)}{R_{sh} (1 + i\omega R_F C_F)} \quad (13)$$

$$= \frac{R_{sh} + R_F}{R_{sh}} \cdot \frac{1 + i\omega \left(\frac{R_F R_{sh}}{R_F + R_{sh}} \right) (C_F + C_J)}{1 + i\omega R_F C_F} \quad (14)$$

$$= \frac{R_{sh} + R_F}{R_{sh}} \cdot \frac{1 + i \frac{f}{f_Z}}{1 + i \frac{f}{f_P}} \quad (15)$$

$f_Z = (2\pi R_G C_G)^{-1}$ ist die Grenzfrequenz des Netzwerks, das von der Photodiode mit dem Rückkopplungsnetzwerk gebildet wird. R_G und C_G sind die Parallelkombination der Widerstände R_F und R_{sh} bzw. der Kapazitäten C_F und C_J . Diese Frequenz ist in der Regel viel niedriger als die Grenzfrequenz des Rückkopplungsnetzwerkes $f_P = (2\pi R_F C_F)^{-1}$, weil der Photodiodenwiderstand R_{sh} viel höher als der in diesem

Fall dazu parallel geschaltete Rückkopplungswiderstand R_F ist.

Für die Rauschverstärkung ergibt sich folgende Frequenzabhängigkeit:

$$A_V^{cl} \approx \frac{R_{sh} + R_F}{R_{sh}} \approx 1 \quad f < f_z \quad (16)$$

$$A_V^{cl} \approx \frac{C_j + C_F}{C_F} \quad f > f_p \quad (17)$$

Bei hohen Frequenzen stellt sich ein konstanter Wert der Rauschverstärkung ein, während die Signalverstärkung bei höheren Frequenzen abnimmt. Wenn die Freilaufverstärkung A_V^{ol} geringer wird als die Rauschverstärkung A_V^{cl} , beginnt der Detektor zu schwingen. Um dies zu verhindern, muss gelten:

$$A_V^{cl} \leq A_V^{ol}. \quad (18)$$

Die Freilaufverstärkung an der Stelle f_p ist gegeben durch

$$A_V^{ol}(f_g) = \frac{GBW}{f_g} \quad (19)$$

$$= GBW \cdot 2\pi R_F C_F, \quad (20)$$

wobei GBW für die Verstärkerbandbreite steht. Durch Einsetzen von 20 und 17 in 18 lässt sich eine Bedingung für den Rückkopplkondensator ableiten.

$$C_F \geq \frac{1}{2a} + \sqrt{\frac{1}{(2a)^2} + \frac{C_j}{a}} \quad (21)$$

Dabei ist a gegeben durch $a = 2\pi R_F GBW$.

Der Wert von C_F des in Abbildung 4 dargestellten Detektors wurde auf diese Weise bestimmt. Theoretisch hätte die Verstärkung des Detektors das Verhalten der mittleren Verstärkungskurve in Abbildung 5 widerspiegeln sollen. Statt der erwarteten 20 MHz Bandbreite erreicht der Detektor nur eine Bandbreite von rund 8 MHz, was vermutlich den angesprochenen Streukapazitäten geschuldet ist.

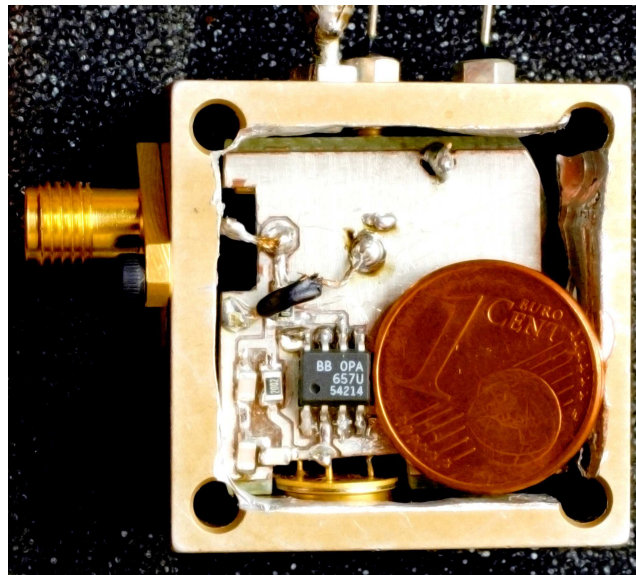


Abbildung 7: Der nach dem Schaltplan aus Abbildung 4 gebaute Detektor hat eine Bandbreite von 8 MHz mit einer Empfindlichkeit von 2.6 V/mW bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

Anhang 2

Der Mischer

Im vorgestellten Aufbau kommen elektronische Mischer zum Einsatz, die unterschiedliche Aufgaben erfüllen. Die Funktionsweise eines Mixers soll hier kurz dargestellt werden.

Betriebsarten

Ein Mischer ist ein elektronisches Bauteil mit zwei Eingängen und einem Ausgang [9]. Er multipliziert die Signale zweier Eingänge miteinander und gibt das Ergebnis am Ausgang aus.

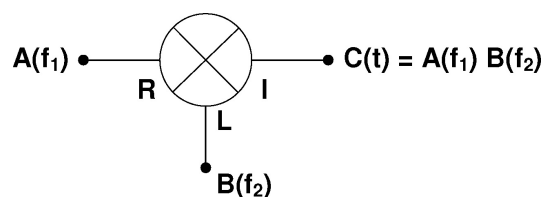


Abbildung 8: Schematische Darstellung des Mixers.

Die Ein- und Ausgänge tragen die Bezeichnungen R, L und I. Dabei steht R oder RF für *radio frequency* (Hochfrequenz), L bzw. LO für *local oscillator* (Lokaloszillator) und I oder IF für *intermediate frequency* (Zwischenfrequenz).

Liegt am RF-Eingang ein Signal $A(f_1) = \sin(2\pi f_1 t)$ und am LO-Eingang $B(f_2) = \sin(2\pi f_2 t)$ an, so ergibt sich am IF-Ausgang ein Signal:

$$C(f_1, f_2) = \sin(2\pi f_1 t) \cdot \sin(2\pi f_2 t) \quad (22)$$

$$= \frac{1}{2} [\cos(2\pi(f_1 - f_2)t) - \cos(2\pi(f_1 + f_2)t)] . \quad (23)$$

Es entsteht ein schnell oszillierendes Signal mit der Frequenz $f_1 + f_2$, und ein langsam oszillierendes Signal bei der Frequenz $|f_1 - f_2|$.

Frequenzumsetzer

Zur Anwendung kommt diese Betriebsart im *phase locked loop*. Hier wird für die Phasenauslese ein 10-kHz-Referenzsignal benötigt. Ein Weg, diese Referenz zu realisieren, ist das Mischen der AOM-Ansteuersignale, deren Quellen die zwei DDS von Novatech (Model 408a) sind. Sie verfügen jeweils über einen Sinus- und einen Cosinusaussgang, von denen je einer zur Ansteuerung benutzt wird. Daher können die zweiten Ausgangssignale genutzt werden, um sie in einen Mischer (Mini Circuits ZFM-2) zu geben. Die Mischung der Eingangsfrequenzen von $f_1 = 80.00$ MHz (LO, 7 dBm) und $f_2 = 80.01$ MHz (RF, 0 dBm) hat nach Ausdruck 23 einen niederfrequenten Anteil bei 10 kHz (IF), der als externe Referenz für den *phase – locked – loop* genutzt werden kann.

Phasendetektor

Gibt man an den LO- und den RF-Eingang des Mixers Signale gleicher Frequenz f_3 und einer Phasenverschiebung ϕ , so folgt nach Ausdruck 23:

$$C(f_3) = \sin(2\pi f_1 t + \phi) \cdot \sin(2\pi f_2 t) \quad (24)$$

$$= \frac{1}{2} [\cos(\phi) - \cos(2 \cdot 2\pi f_3 t + \phi)] . \quad (25)$$

Für das zeitliche Mittel ($T \gg f_3^{-1}$) ergibt sich ein DC-Signal als Funktion der Phasenverschiebung ϕ .

$$\langle C(f_3) \rangle_T = \frac{1}{2} \cos(\phi) \quad (26)$$

Ist die Phasendifferenz zwischen den Eingangswellen nahe $(2n + 1)\pi/2$ ($n \in \mathbf{N}$), ist der Zusammenhang zwischen Phasendifferenz ϕ und $\langle C(f_3) \rangle_T$ annähernd linear.

Dieser Punkt eignet sich wegen des linearen Zusammenhangs für eine Regelung. Bei dem bereits erwähnten *phase locked loop*, wird das im vorigen Abschnitt eingeführte phasenstarre Referenzsignal an den LO-Eingang (7 dBm) des Mischers (ZAD-8) gelegt, während am RF-Eingang das 10 kHz-Signal (7 dBm) der Beatdiode anliegt. Wenn sich das Beatsignal relativ zum Referenzsignal in der Phase verschiebt, wird ein DC-Signal am IF-Ausgang ausgegeben. Dieses Signal versucht dann, die nachgeschaltete Regelschleife zu Null zu regeln.

Stromgesteuerter Abschwächer

Bei einem Ringdiodenmischer – wie dem ZFM-3 (*minicircuits*) – kann die Dämpfung zwischen dem RF-Eingangssignal und dem LO-Ausgangssignal über einen am IF-Port anliegenden Strom gesteuert werden. Fließt kein Strom, ist die Dämpfung maximal (≈ 40 dBm). Bei einem Strom von 10 mA ist sie minimal bei 2 dBm. Diese stromgesteuerte Amplitudenregelung des RF-Signals ist das Regelglied für die Intensitätsstabilisierung (siehe 4.2.2). Bei dem verwendeten Mischer ZFM-3 konnte der Steuerstrom bis 40 mA betragen.

Anhang 3

Verkipfung einer Glasplatte

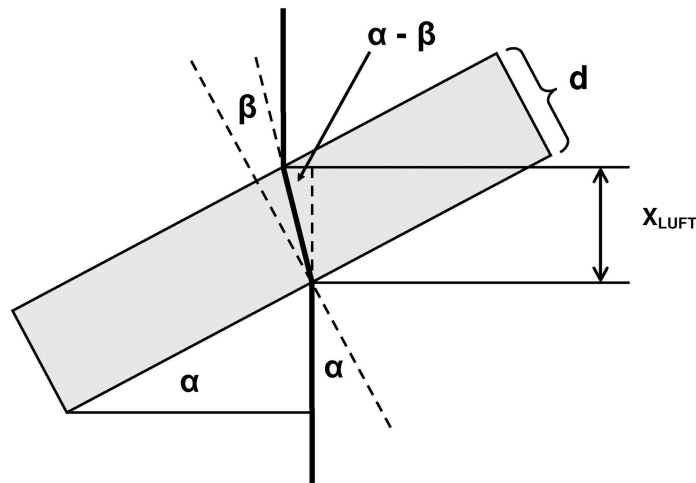


Abbildung 1: Verkippte Glasplatte im Strahlengang.

Wird in den Strahlengang eines Lichtstrahls eine Glasplatte eingebracht, verlängert sich die optische Weglänge, die er durchlaufen muss. Die Änderung beträgt dabei

$$\Delta x_0 = (n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}) \cdot d , \quad (27)$$

wobei d die Dicke der Glasplatte ist und n_i der jeweilige Brechungsindex. Der Brechungsindex der Luft wird im Weiteren mit eins gleichgesetzt. Die Formel 27 gilt nur, wenn die Platte senkrecht im Strahl steht. Bei einer Verkipfung um einen Winkel α wird die Weglängenänderung winkelabhängig, und es gilt:

$$\Delta x_0 \rightarrow \Delta x_0(\alpha) . \quad (28)$$

Die Relation zwischen Winkel α und der Weglängenänderung soll im Folgenden

hergeleitet werden. Dazu ist in Abbildung 1 der Strahlengang durch die Platte schematisch dargestellt. Beim Eintritt in das optische dichtere Medium wird der Strahl abgelenkt. Es gilt:

$$n_{\text{Luft}} \sin(\alpha) = n_{\text{Glas}} \sin(\beta). \quad (29)$$

Die Strecke, die er im Glas zurücklegt ist gegeben durch

$$x_{\text{Glas}}^0(\alpha) = \frac{d}{\cos \beta}. \quad (30)$$

Für die Veränderung der optischen Weglänge ergibt sich daher

$$\Delta x_0(\alpha) = x_{\text{Glas}}(\alpha) - x_{\text{Luft}}(\alpha) \quad (31)$$

$$= n_{\text{Glas}} \cdot x_{\text{Glas}}^0(\alpha) - x_{\text{Luft}}^0(\alpha) \quad (32)$$

$$= \frac{n_{\text{Glas}} d}{\cos \beta} - \frac{d}{\cos \beta} \cdot \cos(\alpha - \beta) \quad (33)$$

$$= \frac{d}{\cos \beta} \cdot (n_{\text{Glas}} - \cos(\alpha - \beta)), \quad (34)$$

die bei $\alpha = 0$ mit $n_{\text{Luft}} = 1$ wieder in den Ausdruck 27 übergeht.

Für kleine Winkel können die trigonometrischen Ausdrücke entwickelt werden.

$$\sin \alpha \rightarrow \alpha \quad (35)$$

$$\cos \beta \rightarrow 1 - \frac{\beta^2}{2} \rightarrow 1 - \frac{\alpha^2}{2 n_{\text{Glas}}^2} \quad (36)$$

Für den Ausdruck 34 gilt dann mit $n_{\text{Glas}} = n$:

$$\Delta x_0(\alpha) = \frac{d}{1 - \frac{\alpha^2}{2 n^2}} \cdot (n - 1 + \frac{\alpha^2}{2 n^2} (n - 1)^2) \quad (37)$$

$$\approx d \cdot (1 + \frac{\alpha^2}{2 n^2}) \cdot (n - 1 + \frac{\alpha^2}{2 n^2} (n - 1)^2) \quad (38)$$

$$= d \cdot \left(n - 1 + \frac{\alpha^2}{2 n^2} (n - 1)^2 + \frac{\alpha^2}{2 n^2} (n - 1) + O(\alpha^4) \right) \quad (39)$$

$$\approx d(n - 1) \left(1 + \frac{\alpha^2}{2 n} \right). \quad (40)$$

Dabei wurde zur ersten Näherung $(1 - x)^{-1} \approx 1 + x$ für kleine x benutzt und in der zweiten Näherung die Terme $O(\alpha^4)$ vernachlässigt. Von diesem Ausdruck kann der winkelunabhängige Offset $d(n-1)$ abgezogen werden, der durch das Einbringen der Glasplatte in den Strahlengang hervorgerufen wird. Somit gilt für die Veränderung der optischen Weglänge die durch eine Verkipfung der Glasplatte verursacht wird:

$$\Delta x_0(\alpha) \approx d \cdot \frac{(n-1)\alpha^2}{2n} . \quad (41)$$

Anhang 4

Leistungsdichtespektrum

Bei den Untersuchungen der Rauscheigenschaften des Interferometers werden die Ergebnisse in einem Leistungsdichtespektrum (*power spectrum density* PSD) angegeben. Hierbei sind die spektralen Leistungsdichten eines Mess-Signals $x(t)$ in Abhängigkeit von der Frequenz definiert über [17]:

$$S_{x,x}(\omega) = 2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \langle x(t)x(t + \tau) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (42)$$

Damit ist die PSD die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion

$$R_{x,x}(\tau) = \langle x(t)x(t + \tau) \rangle. \quad (43)$$

Bei der grafischen Darstellung wird zumeist die spektrale Leistungsdichte $S_{x,x}(\omega)$ in einem doppelt logarithmischen Plot über der Frequenz ($f = \omega/2\pi$) dargestellt. Die periodischen Anteile in einem Signal sind dann in einer PSD besser zu erkennen. In Abbildung 1 ist das Mess-Signal $x(t)$ im oberen Teil dargestellt. Im unteren Diagramm ist die PSD des Signals aufgetragen. Die periodischen Änderungen des Translationssignals finden sich in der PSD bei ≈ 4 mHz wieder. Der Abfall des Signal entsteht durch Filterung mit einem 3-Hz-Tiefpass. Der bei der Einheit auftretende Faktor $1/\sqrt{\text{Hz}}$ bezieht sich auf die Bandbreite der Messung.

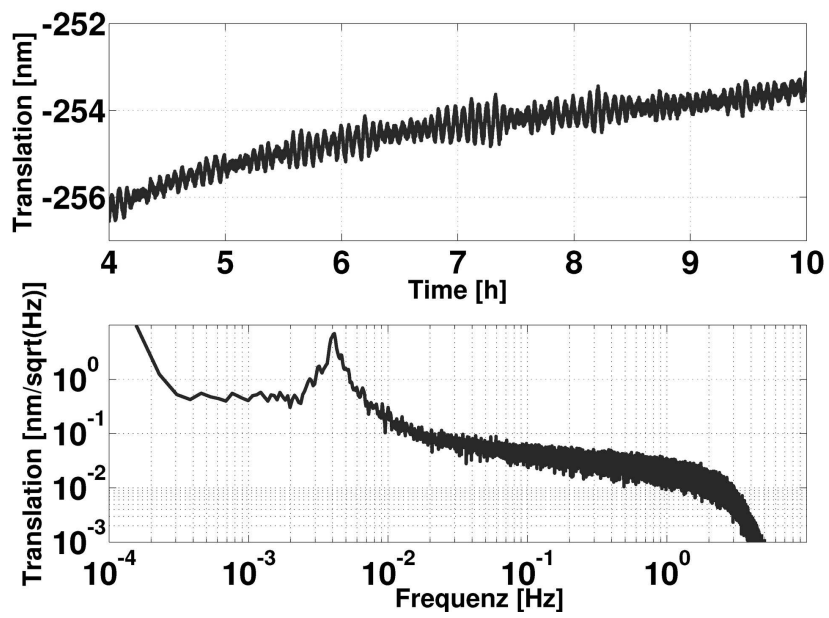


Abbildung 1: Messung vom 21.02.2007

Anhang 5

Schrot-Rauschen

Das Strahlungsfeld eines monochromatischen (ω) Lasers wird durch einzelnen Photonen gebildet. Die Gesamtleistung ist dabei die Summe der Energien $\hbar\omega$ der einzelnen Quanten.

$$P_0 = \sum_n \hbar\omega = n_0^P \cdot \hbar\omega \quad (44)$$

Die Anzahl n_0^P der Photonen (Poisson-Statistik) variiert dabei mit

$$\Delta n_0^P = \sqrt{n_0^P} = \sqrt{\frac{P_0}{\hbar\omega}}. \quad (45)$$

Nach diesen Formeln gilt für die relativen Schwankungen der Lichtleistung:

$$\frac{\Delta P_0}{P_0} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P_0}}. \quad (46)$$

Mit steigender optischer Leistung P_0 nimmt das relative Rauschen ab. Diese Art des Rauschens wird als Schrot-Rauschen (*shot noise*) bezeichnet.

In einer Photodiode erzeugen die Photonen mit einer Wahrscheinlichkeit η ein Elektronen-Loch-Paare. Die Elektronen bilden wie zuvor die Photonen einen kohärenten Teilchenstrom (Photostrom), der ebenfalls ein Schrotrauschen beim Auftreffen auf eine Potentialbarriere zeigt. Dabei gilt:

$$\Delta n_0^e = \sqrt{n_0^e} = \sqrt{\eta n_0^P} \quad (47)$$

und es ergibt sich ein relatives Stromrauschen von

$$\frac{\Delta I_0}{I_0} = \frac{\sqrt{\eta \frac{P_0}{\hbar\omega}} \cdot e}{\eta \frac{P_0}{\hbar\omega} \cdot e} = \sqrt{\frac{1}{\eta} \frac{\hbar\omega}{P_0}} \quad (48)$$

Aus den einzelnen relativen Rauschtermen (46) und (48) folgt das Gesamtschrotrauschen des Signals S_0 :

$$\frac{\Delta S_0}{S_0} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_0}{P_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_0}{I_0}\right)^2} \quad (49)$$

$$= \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P_0} + \frac{1}{\eta} \frac{\hbar\omega}{P_0}} \quad (50)$$

$$= \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P_0} \left(1 + \frac{1}{\eta}\right)} \quad (51)$$

Für ein sinusförmiges Signale kann ein Amplitudenrauschen als ein Phasenrauschen interpretiert werden. Dabei läßt sich um die Stelle $x = 0$ für $\Delta A \ll 1$ und die folgende Beziehung abschätzen:

$$(A + \Delta A) \sin x \approx A \sin(x + \Delta A) \quad (52)$$

$$= A \sin(x + \Delta\phi) \quad (53)$$

Für $A = 1$ folgt somit eine durch das Schrot-Rauschen der Amplitude verursachtes Phasenrauschen :

$$\Delta\phi = \Delta A \quad (54)$$

$$= \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P_0} \left(1 + \frac{1}{\eta}\right)}, \quad (55)$$

welches sich im vorgestellten Experiment in ein Translationsrauschen:

$$\Delta x = \frac{\Delta\phi}{4\pi} \cdot \lambda \quad (56)$$

$$= \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P_0} \left(1 + \frac{1}{\eta}\right)} \quad (57)$$

$$= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{P_0 (2\pi)^2} \left(1 + \frac{1}{\eta}\right)} \quad (58)$$

ergibt. Mit den Werten $P_0 = 100 \mu\text{W}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$ und $\eta = 0.15$ folgt somit ein Rauschlevel von $\approx 10 \text{ fm}$.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbstständig durchgeführt und keine anderen als die genannten Quellen verwendet zu haben.

Berlin, den 31.07.2007

Literaturverzeichnis

- [1] F. Acernese, E. Calloni, R. De Rosa, L. Di Fiore, and L. Milano. An optical readout system for the drag-free control of LISA. *Class. Quantum Grav.*, 22:S279–S285, 2005.
- [2] F. Acernese and the VIRGO Team. Status of VIRGO. *Class. Quantum Grav.*, 22:S869–S880, 2005.
- [3] K. Danzmann and H. Ruder. Gravitationswellen. *Physikalische Blätter* 49, 2:S96–S101, 1993.
- [4] K. Danzmann and A. Rüdiger. LISA technology – concept, status, prospects. *Class. Quantum Grav.*, 20:S1–S9, 2003.
- [5] H. for the GEO600 Team Grote. The status of GEO600. *Class. Quantum Grav.*, 22:S193–S198, 2005.
- [6] G. Heinzel, C. Braxmaier, M. Caldwell, K. Danzmann, F. Draaisma, A. Garcia, J. Hough, O. Jennrich, U. Johann, C. Killow, K. Middleton, M. te Plate, D. Robertson, A. Rüdiger, R. Schilling, F. Steier, V. Wand, and H. Ward. Successful testing of the LISA technology package (LTP) interferometer engineering model. *Class. Quantum Grav.*, 22:1–6, 2005.
- [7] G. Heinzel, C. Braxmaier, R. Schilling, A. Rüdiger, V. Robertson, D. Wand, K. Arai, U. Johann, and K. Danzmann. Interferometry for the LISA technology package (LTP) aboard SMART-2. *Class. Quantum Grav.*, 20:S153–S161, 2003.
- [8] <http://www.srl.caltech.edu/lisa/graphics/store/>. 2005.
- [9] Dr. M. Hufschmid. Mischer. *Fachhochschule bei der Basel*, 2001.

-
- [10] E. Morrison, B. J. Meers, D. I. Robertson, and H. Ward. Automatic alignment of optical interferometers. *Appl. Opt.*, 33(22):5041–5049, 1994.
 - [11] E. Morrison, B. J. Meers, D. I. Robertson, and H. Ward. Experimental demonstration of an automatic alignment system for optical interferometers. *Appl. Opt.*, 33(22):5037–5040, 1994.
 - [12] H. Müller, S.-W. Chiow, Q. Long, C. Vo, and S. Chu. Active sub-Rayleigh alignment of parallel or antiparallel laser beams. *Opt. Lett.*, 30:3323–3325, 2005.
 - [13] C.C. Speake and S.M. Aston. An interferometric sensor for satellite drag-free control. *Class. Quantum Grav.*, 22:S269–S277, 2005.
 - [14] M. Tanaka, T. Yamagami, and K. Nakayama. Linear interpolation of periodic error in a heterodyne laser interferometer at subnanometer levels. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 38(2):552–554, 1989.
 - [15] J.H. Taylor. Binary pulsars and relativistic gravity. *Review of modern Physics*, 66:711, 1994.
 - [16] LISA Study Team. Pre-phase a report. 1998.
 - [17] S. Vitale, G. Heinzel, K. Danzmann, W. Weber, M. Hueller, and M. Hewitson. Recommendation for an algorithm for power spectral density estimation for LISA-pathfinder. 2006.
 - [18] V. Wand, J. Bogenstahl, C. Braxmaier, K. Danzmann, A. Garcia, F. Guzman, G. Heinzel, J. Hough, O. Jennrich, C. Killow, D. Robertson, Z. Sodnik, F. Steier, and H. Ward. Noise sources in the ltp heterodyne interferometer. *Class. Quantum Grav.*, 23:S159–S167, 2006.
 - [19] J. Weber. Evidence for discovery of gravitational radiation. *Physical Review Letters*, 22:1320, 1969.
 - [20] C.M. Wu, S.T. Lin, and J. Fu. Heterodyne interferometer with two spatial-separated polarization beams for nanometrology. *Opt. Quantum Electron.*, 34(12):1267–1276, 2002.